# Le possible, l'actuel et l'événement en mécanique quantique, une approche pragmatiste

Manuel Bächtold

▶ **To cite this version:**

Manuel Bächtold. Le possible, l'actuel et l'événement en mécanique quantique, une approche pragmatiste. Philosophie. Université Panthéon-Sorbonne - Paris I, 2005. Français. NNT : . tel-00370994

**HAL Id: tel-00370994**
**https://theses.hal.science/tel-00370994**

Submitted on 26 Mar 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ PARIS 1 – PANTHÉON - SORBONNE**

**ÉCOLE DOCTORALE DE PHILOSOPHIE**

---

2005

THÈSE
Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 1
Discipline : PHILOSOPHIE

**MANUEL BÄCHTOLD**

# LE POSSIBLE, L'ACTUEL ET L'ÉVÉNEMENT EN MÉCANIQUE QUANTIQUE

## *UNE APPROCHE PRAGMATISTE*

Sous la direction de MICHEL BITBOL

*Soutenue le 17 novembre 2005 devant un jury composé de :*

BITBOL Michel, *directeur de thèse*, Dir. Rech. CNRS (CREA - École Polytechnique) & Université Paris 1
CHAUVIRÉ Christiane, *examinatrice*, Prof. Université Paris 1 & CEPPA
HEINZMANN Gerhard, *rapporteur*, Prof. Université Nancy 2 & Archives Poincaré
KLEIN Étienne, *examinateur*, CEA & École Centrale de Paris
LÉVY-LEBLOND Jean-Marc, *rapporteur*, Prof. émérite Université de Nice
ZWIRN Hervé, *examinateur*, Dir. Rech. associé au CNRS (CMLA - ENS Cachan) & IHPST

# Résumé

Cette thèse vise à montrer que le problème de la mesure en mécanique quantique peut être considéré comme dissout dans le cadre d'une approche pragmatiste.

Après un examen détaillé de ce problème et une présentation critique des nombreuses tentatives *réalistes* de sa dissolution, nous développons une approche alternative qui, au lieu de tirer de la théorie une image du monde tel qu'il serait en soi, la rapporte à la pratique des physiciens. Cette approche *pragmatiste*, qui s'inspire de la philosophie de William James et du second Wittgenstein, conçoit l'« actuel » au terme d'une mesure – l'événement physique constaté – comme indissociable de nos moyens sensoriels, instrumentaux et conceptuels de connaissance. En faveur de l'idée de la relativité de l'actuel à l'égard de nos moyens *instrumentaux* de connaissance, nous invoquons les preuves formelles de la contextualité, ce trait de la mécanique quantique qui se trouve au cœur de l'interprétation de Bohr.

Nous avançons alors la thèse suivant laquelle la mécanique quantique peut se comprendre à la lumière de la pratique des physiciens et donc recevoir une *justification pragmatiste*. Celle-ci consiste à dégager les fonctions que doit remplir toute théorie pour permettre aux physiciens de mener à bien leur activité de recherche en microphysique et à démontrer que la mécanique quantique est la seule théorie qui remplit exactement ces fonctions pragmatiques. Pour ce faire, nous prenons appui en particulier sur les travaux récents de R. I. G. Hughes, Bas van Fraassen et Michel Bitbol.

Resituant la description de la mesure dans le contexte de la pratique des physiciens, nous défendons ensuite l'idée d'une rupture entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure*. Cette rupture délimite les domaines du *possible* et de l'*actuel* : les prédictions portent sur un ensemble de résultats possibles, tandis que le constat a pour objet un unique résultat actuel. Forts de ce cadre de pensée pragmatiste et de la justification pragmatiste de la mécanique quantique, nous sommes à même de montrer pourquoi chacun des sous-problèmes qui compose le problème de la mesure est dissout. L'avantage de cette dissolution pragmatiste est qu'elle laisse le formalisme quantique intact et ne soulève pas de nouvelles difficultés.

# Remerciements

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Michel Bitbol pour avoir dirigé cette thèse. Ses idées ont été l'une de mes principales sources d'inspiration. Je le remercie pour ses nombreux conseils qui se sont avérés décisifs dans le développement de ce travail. J'ai bénéficié également de l'environnement très stimulant qu'il a créé autour de lui, à l'IHPST puis au CREA. Je pense en particulier au groupe de doctorants en philosophie des sciences, au sein duquel les échanges ont été aussi nombreux que féconds.

Je tiens à remercier tout spécialement Adrien Barton, Alexis Bienvenu, Patricia Kauark et Stefano Osnaghi, pour leur lecture attentive et critique de certains chapitres de cette thèse. Mes réflexions se sont également nourries des discussions que j'ai pu avoir avec Alexandre Billon, Samir Boukhris, Alexeï Grinbaum, Lydia Jaeger, Soazig Le Bihan, Mathieu Magnaudet, Alberto Molina et Isabelle Peshard. Je les en remercie.

Mes remerciements s'adressent à Jean Petitot, directeur du CREA, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. J'ai pu profiter ainsi de conditions de travail exceptionnelles, tant sur le plan intellectuel que sur le plan logistique. Pour leur aide précieuse, je remercie aussi Danièle Bascle, Yamina Benfrid, Damien Brémont, Marie-Joe Lecuyer et Michel Multan.

Je remercie Simon Saunders qui a accepté de superviser mon travail pendant l'année académique passée à l'Université d'Oxford. Merci également aux chercheurs du groupe de philosophie de la physique avec qui j'ai pu interagir et mettre à l'épreuve mes hypothèses.

J'ai bénéficié d'éclairages ciblés de plusieurs spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique. En particulier, je tiens à remercier Guido Bacciagaluppi, Philippe Blanchard, Richard Healey, Arkadiuz Jadczyk, Federico Laudisa, Nicholas Maxwell, Peter Morgan, Carlo Rovelli et Wojciech Zurek.

C'est un grand honneur que m'ont fait Christiane Chauviré, Gerhard Heinzmann, Étienne Klein, Jean-Marc Lévy-Leblond et Hervé Zwirn d'avoir participé au jury de la soutenance de thèse, et d'avoir consacré de leur temps précieux à l'expertise de mon travail. Je les remercie vivement pour leurs nombreux conseils et commentaires forts constructifs.

Je pense à toute ma famille et à mes amis, en les remerciant chaleureusement pour leurs encouragements et leur confiance. Un doux et tendre merci à Hélène qui m'a accompagné tout au long de ce travail de doctorat et qui a pris la peine de relire le manuscrit en profondeur pour en traquer les moindres erreurs.

Ce travail a reçu le soutien financier du Rectorat de Paris (Allocation de Recherche) et du Ministère des Affaires Étrangères (Bourse Lavoisier).

*à Mi*

# Sommaire

*Une table des matières détaillée figure à la fin de la thèse.*


**Résumé** 3
**Remerciements** 5
**Sommaire** 9
**Introduction** 11

***PREMIÈRE PARTIE : L'APPROCHE RÉALISTE*** 29

**Chapitre 1 – Possible, actuel et événement selon le réalisme scientifique** 31
1.1 Introduction 31
1.2 Le réalisme scientifique et la description classique du monde 33
1.3 Vers une ontologie d'événements 55
1.4 Ontologies basées sur l'analyse du langage de la vie quotidienne 63
1.5 Objections à l'encontre d'une ontologie d'événements 70
1.6 Conclusion 81

**Chapitre 2 – La mécanique quantique standard et le problème de la mesure** 83
2.1 Introduction 83
2.2 La mécanique quantique standard 86
2.3 La description de la mesure suivant l'interprétation standard 121
2.4 La description quantique de la mesure 137
2.5 La théorie de la décohérence 153
2.6 Le problème de la mesure 162
2.7 Conclusion 171

**Chapitre 3 – Les images du monde tirées de la mécanique quantique** 173
3.1 Introduction 173
3.2 L'interprétation de Bohr 174
3.3 Les interprétations en termes de potentialités 193
3.4 La théorie GRW 209
3.5 La théorie EEQT 219
3.6 La mécanique bohmienne 224
3.7 Les interprétations modales 235
3.8 Les interprétations everettiennes 253
3.9 L'interprétation en termes de corrélations 273
3.10 Conclusion 280

*SECONDE PARTIE : L'APPROCHE PRAGMATISTE* 283

**Chapitre 4 – La constitution de l'actuel** 285
4.1 Introduction 285
4.2 De l'événement vécu à l'événement physique 287
4.3 Est-il possible d'isoler dans la connaissance expérimentale en physique un contenu qui soit indépendant de nos moyens de connaissance ? 300
4.4 Les intérêts déterminants de l'activité de recherche en physique 348
4.5 Une explication pragmatiste de l'accord intersubjectif 358
4.6 L'actuel en mécanique quantique 373
4.7 Le caractère contextuel de l'actuel 380
4.8 Conclusion 448

**Chapitre 5 – Une justification pragmatiste de la mécanique quantique** 449
5.1 Introduction 449
5.2 Pourquoi la mécanique quantique est-elle probabiliste ? 450
5.3 Deux tentatives de dérivation de la mécanique quantique 462
5.4 Définitions pragmatiques 473
5.5 Les fonctions pragmatiques 488
5.6 Le formalisme des espaces de Hilbert 492
5.7 Le produit tensoriel 527
5.8 L'équation de Schrödinger 531
5.9 L'opérateur densité 537
5.10 Le postulat de projection 544
5.11 Conclusion 559

**Chapitre 6 – Le problème de la mesure revisité** 561
6.1 Introduction 561
6.2 Prédiction théorique et constat du résultat de mesure 562
6.3 Physique classique ou logique classique ? 573
6.4 Des probabilités irréductibles aux probabilités réductibles 589
6.5 La dissolution du problème de la mesure 592
6.6 Conclusion 605

**Conclusion** 607
**Annexe A :** La notion d'événement en philosophie analytique 619
**Annexe B :** Observable spin ½ 625
**Bibliographie** 633
**Table des matières** 663

# Introduction

La *mécanique quantique* est l'unique théorie qui permet aux physiciens de mener à bien leur activité de recherche dans le domaine de la « physique microscopique » – la physique ayant pour objet les « systèmes microscopiques » tels que les « électrons »[1]. Au moyen de cette théorie, il s'avère possible de déterminer l'ensemble des résultats qui peuvent survenir au terme de la mesure d'une « observable » – ou « grandeur physique » – sur un système microscopique. Cependant, la mécanique quantique se caractérise par une forme d'indéterminisme, au sens où elle ne permet pas de prédire lequel de ces résultats surviendra effectivement. Chacun d'entre eux ne se voit assigner qu'une certaine *probabilité* d'occurrence. Autrement dit, la mécanique quantique permet d'anticiper les résultats *possibles* d'une mesure, mais non son résultat *actuel*.

Nous employons ici le terme « actuel » pour désigner *ce qui, à un instant donné, existe effectivement*. Il faut entendre ce terme, non pas au sens ordinaire de *ce qui existe dans le moment présent*, mais au sens philosophique. Celui-ci s'inscrit dans la tradition aristotélicienne et renvoie à un mode d'existence particulier : l'existence effective, l'existence en acte[2]. L'actuel, suivant le philosophe André Lalande, se définit comme ce « qui est en acte

1. Les expressions « systèmes microscopiques » et « électrons » sont employées par les physiciens dans la pratique. C'est pourquoi nous les avons mises entre guillemets. Pour autant, il n'est pas supposé ici que ces expressions désignent des entités physiques qui existent en soi. C'est là une question qu'il nous faudra discuter avec précaution. En outre, indiquons que le domaine d'application de la mécanique quantique ne se limite pas aux « systèmes microscopiques », mais s'étend en principe à tout système physique. D'ailleurs, cette théorie est indispensable pour traiter avec succès certaines situations expérimentales qui mettent en jeu des « systèmes macroscopiques » (à ce sujet, *cf.* par exemple : Leggett, A., "Testing the Limits of Quantum Mechanics: Motivation, State of Play, Prospects", *Journal of Physics: Condensed Matter* **14** (2002), R415-451).
2. « L'acte […], écrit Aristote, est le fait pour une chose d'exister en réalité et non de la façon dont nous disons qu'elle existe en *puissance*, quand nous disons, par exemple, qu'Hermès est en puissance dans le bois, ou la demi-ligne dans la ligne entière parce qu'elle en pourrait être tirée, ou quand nous appelons savant en puissance celui qui même ne spécule pas, s'il a la faculté de spéculer : eh bien ! l'autre façon d'exister est

[…] par opposition à ce qui est en puissance, et qu'on nomme virtuel ou potentiel »[1]. C'est en référence à l'actuel ainsi compris que nous faisons usage de la notion du possible[2].

Or, si la mécanique quantique ne permet pas de déterminer ce qui va devenir actuel au terme d'une mesure, *a fortiori*, elle ne permet pas non plus de déterminer ce qui est actuel entre deux mesures (à supposer qu'il y ait un sens à parler de « ce qui est actuel entre deux mesures »). Devons-nous en conclure que cette théorie n'est pas *descriptive* mais *prédictive*, c'est-à-dire qu'elle ne décrit pas ce qui survient en acte dans le monde, mais permet uniquement de faire des prédictions à propos des résultats de mesures ? Telle serait l'interprétation « instrumentaliste » partagée par une grande partie des fondateurs de la mécanique quantique, en particulier par Bohr, Heisenberg, Born, Pauli, Jordan, Dirac et von Neumann – on parle communément de l'« interprétation de Copenhague »[3]. L'aspiration de ces physiciens pour une approche « positiviste » est souvent invoquée et mise en contraste avec les approches réalistes des autres fondateurs de la théorie, comme Einstein, de Broglie et Schrödinger[4]. À partir des années 1925-1927, l'interprétation instrumentaliste de Copenhague se serait imposée auprès de la majorité des physiciens, au point de devenir l'interprétation « orthodoxe » ou « standard »[5].

Mais cette présentation du point de vue orthodoxe s'avère partielle, voire inexacte. Bohr et Heisenberg, les deux figures principales de l'interprétation de Copenhague, ont-ils défendu une approche strictement positiviste, une approche suivant laquelle la physique porte uniquement sur les phénomènes observables, c'est-à-dire sur les résultats de mesures et leurs

---

l'existence en acte. » (Aristote, *Métaphysique, T. II*, tr. fr., Paris : Vrin, 2000, Θ, 6, 1048 *a* 31-35). Gilles-Gaston Granger souligne que dans la pensée d'Aristote, l'actuel « constitue cet aspect du réel qui est saisi comme s'imposant à notre *expérience* sensible, ou à notre *pensée* du monde, comme existence singulière *hic et nunc* » (Granger, G.-G., *Le probable, le possible et le virtuel, essai sur le rôle du non-actuel dans la pensée objective*, Paris : Odile Jacob, 1995, p. 13).

1. Lalande, A., *Vocabulaire technique et critique de la philosophie, Vol. 1,* Paris : PUF, 1997, p. 24.
2. Nous laissons donc de côté la définition du possible comme *non-contradiction* au sens de la logique. À propos de cette définition, *cf.* par exemple : Lalande, A., *Vocabulaire technique et critique de la philosophie, Vol. 2*, Paris : PUF, 1997, p. 795.
3. En référence au lieu où Bohr et certains de ses disciples ont mené leurs recherches.
4. *Cf.* par exemple : Selleri, F., *Le grand débat de la théorie quantique*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1994, Chap. 1.
5. *Cf.* par exemple : Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, Dordrecht: Kluwer, 1998, p. 1.

relations ? Il est vrai que dans le cadre de la mécanique quantique, Bohr a insisté sur le caractère illégitime de toute affirmation concernant des phénomènes qui seraient définis en dehors de tout contexte expérimental. D'après lui, « le compte-rendu non-ambigu des phénomènes proprement quantiques doit, en principe, inclure une description de tous les aspects pertinents du dispositif expérimental »[1]. Il est vrai également qu'Heisenberg s'est efforcé de formuler la mécanique quantique uniquement en prenant pour objet les grandeurs physiques observables[2]. Et par la suite, Heisenberg a soutenu que pour les phénomènes atomiques, « il n'existe aucun moyen pour décrire ce qui se passe entre deux observations consécutives »[3].

Néanmoins, Bohr et Heisenberg ont également tous deux soutenu des idées allant au-delà d'une perspective instrumentaliste. D'après Bohr, la combinaison des images « complémentaires », qui s'appliquent chacune de manière exclusive aux différents phénomènes atomiques, offre une représentation complète d'un même « objet atomique », étudié dans diverses situations expérimentales[4]. Si par exemple les images d'onde et de corpuscule n'ont individuellement qu'un domaine d'application limité, il n'en demeure pas

1. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, New-York: Interscience, 1963, p. 4.
2. Heisenberg, W., „Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen", *Zeitschrift für Physik* **33** (1925), 879-893 (tr. angl. in: van der Waerden (ed.), *Sources of Quantum Mechanics*, Amsterdam: North-Holland, 1967, pp. 261-276). Lors d'une discussion avec Einstein en 1926, Heisenberg énonce cette exigence en ces termes : « il est raisonnable de n'inclure dans une théorie que les grandeurs qui peuvent être observées » (Heisenberg, W., *La partie et le tout, le monde de la physique atomique*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1990, pp. 93-94). Signalons toutefois que lors du « Cinquième Conseil de Physique » de 1927, Heisenberg (avec Max Born) nuance son point de vue et soutient que l'exigence en question ne vaut que pour les théories pour lesquelles « le système des concepts est lui-même encore inconnu », et permet d'éviter que « des idées fausses et d'anciens préjugés s'opposent à l'intelligence des relations physiques », *i.e.* cette exigence ne serait donc qu'*heuristique* et *provisoire* (Born, M. et Heisenberg, W., « La mécanique des quanta », in : *Électrons et photons, rapports et discussions du Cinquième Conseil de Physique tenu à Bruxelles (1927) sous les auspices de l'Institut International de Physique Solvay*, Paris : Gauthier-Villars, 1928, pp. 143-144). À ce sujet, *cf.* aussi : Jammer, M., *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, New-York: McGraw Hill, 1966, pp. 198-199.
3. Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *la science moderne en révolution*, tr. fr., Paris : Albin Michel, 1971, p. 41.
4. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 4. La question de savoir si l'interprétation bohrienne en terme de complémentarité est réaliste (ou comporte une dimension réaliste) sera discutée à la Section 3.2.

moins qu'elles nous donnent une « impression juste sur l'étrange sorte de réalité qui se cache derrière nos expériences atomiques », suivant les termes de Heisenberg[1]. Par ailleurs, Heisenberg a suggéré que le formalisme, entre deux mesures, décrit des « potentialités » : « La fonction de probabilité [de la mécanique quantique] contient des énoncés sur les possibilités ou les tendances les plus probables (*potentia*, dans la philosophie d'Aristote), et ces énoncés sont complètement objectifs et ne dépendent aucunement de l'observateur »[2]. Au regard de ces quelques citations, il paraît difficile d'assimiler l'interprétation de Copenhague, telle qu'elle est défendue par Bohr et Heisenberg, à une interprétation strictement instrumentaliste, une interprétation qui serait en phase avec la doctrine positiviste[3].

À supposer que le point de vue de Bohr et d'Heisenberg puisse être qualifié, dans une certaine mesure, d'instrumentaliste, est-ce véritablement ce point de vue qui a été repris dans les manuels de mécanique quantique et qui s'est imposé dans la communauté des physiciens ? Nous pouvons émettre quelques réserves à ce propos. Certes, il est commun de voir figurer les idées de Bohr et d'Heisenberg dans les manuels de mécanique quantique, mais c'est souvent, semble-t-il, « pour se conformer aux canons du bon goût », comme le remarque Erhard Scheibe[4]. En réalité, les manuels de mécanique quantique, pour la plupart d'entre eux, reproduisent la formulation de la théorie due à Dirac et von Neumann[5]. C'est ce que notent David Bohm et Basil Hiley :

1. Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *op. cit.*, p. 42.
2. *Ibid.*, p. 48. Sur ce point, *cf. infra*, Sous-Section 3.3.1.
3. D'ailleurs, Bohr et Heisenberg ont tous deux formulé des critiques à l'encontre de l'approche positiviste (*cf.* : Heisenberg, W., *La partie et le tout*, *op. cit.*, Chap. 12).
4. Scheibe, E., *The Logical Analysis of Quantum Mechanics*, Oxford: Pergamon, 1973, p. 4. Il existe bien entendu quelques exceptions à ce sujet. Pensons, en particulier, au manuel publié en 1951 par David Bohm (Bohm, D., *Quantum Theory*, Englewood Cliffs (N. J.): Prentice-Hall, 1951), où ce dernier propose une synthèse des idées de Bohr et d'Heisenberg, incluant le cadre conceptuel de la complémentarité et la notion de potentialité (*cf. infra*, Sous-Section 3.3.1). À noter que l'interprétation que propose Bohm dans ce manuel doit être distinguée de l'interprétation en termes de « variables cachées » – la « mécanique bohmienne » – qu'il défendra à partir de 1952 (*cf. infra*, Section 3.6).
5. Dirac, P., *Les principes de la mécanique quantique*, tr. fr., Paris : Jacques Gabay, 1990 ; von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, tr. fr., Paris : Jacques Gabay, 1988.

> Le point de vue de Bohr semble avoir eu une influence très large, mais ses idées n'ont pas été bien comprises par la majorité des physiciens. Ces derniers raisonnent généralement plutôt dans les termes d'une approche initiée par Dirac et von Neumann »[1].

Conformément à la terminologie en usage dans plusieurs livres récents de philosophie de la mécanique quantique[2], nous choisissons ici de réserver les expressions « formulation standard » et « interprétation standard » pour désigner respectivement la formulation et l'interprétation de la mécanique quantique de Dirac et von Neumann. L'expression « mécanique quantique standard » sera considérée comme équivalente à « formulation standard de la mécanique quantique ».

Quelle est donc la teneur philosophique de l'interprétation standard, l'interprétation sous-jacente à la formulation de la mécanique quantique de Dirac et von Neumann ? Comme c'est le cas pour Bohr et Heisenberg, certaines affirmations de Dirac et von Neumann peuvent laisser entendre que ces derniers seraient favorables à une interprétation strictement instrumentaliste de la théorie. Ainsi peut-on lire chez Dirac que « le seul objet de la physique théorique est de calculer et d'obtenir des résultats comparables aux résultats de l'expérience »[3]. D'après Max Jammer, la mécanique quantique de Dirac et von Neumann correspond (*i*) à un système axiomatique, dépourvu de toute charge interprétative, (*ii*) auquel sont adjointes des « règles de correspondance » qui déterminent la manière dont le formalisme peut être relié aux résultats de mesure – ces derniers pouvant être énoncés dans un langage strictement « observationnel », un langage strictement dissocié de la théorie[4]. À la formulation de Dirac et von Neumann ne serait donc associée qu'une interprétation instrumentaliste.

---

1. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe: An Ontological Interpretation of Quantum Theory*, London: Routledge & Kegan Paul, 1993, p. 17.
2. *Cf.* par exemple : van Fraassen, B., *Quantum Mechanics: An Empiricist View*, Oxford: Clarendon Press, 1991, p. 241 ; Bub, J., *Interpreting the Quantum World*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997, p. 190 (Bub emploie l'expression « interpretation orthodoxe ») ; Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, Oxford: Oxford University Press, 1999, p. 18.
3. Dirac, P., *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 7.
4. Jammer, M., *The Philosophy of Quantum Mechanics: The Interpretations of Quantum Mechanics in Historical Perspective*, New-York: John Wiley & Sons, 1974, pp. 2-17. Jammer fait ici sienne la conception des théories scientifiques du « positivisme logique » (*ibid.*, pp. 9-17). Sur ce courant de pensée, *cf.* : *infra*, Sous-Section 4.3.2.

Mais il suffit de se pencher sur l'énoncé des axiomes de la théorie, pour constater qu'il n'en va pas ainsi. Les termes employés par Dirac et von Neumann sont loin d'être neutres. Pensons, en particulier, aux termes « système » et « état » qui figurent dans l'énoncé du premier axiome : « À chaque système correspond un espace de Hilbert *H* dont les vecteurs (vecteurs d'état, fonctions d'onde) décrivent complètement les états du système. »[1]. L'usage du terme « système » suggère une adhésion implicite à une forme de réalisme, un « réalisme des entités »[2]. Quant au terme « état », il renvoie à la notion d'*état physique* issue de la mécanique classique. Dans le cadre de cette théorie, l'état physique d'un système, à un instant donné, détermine les propriétés que possède ce système de manière effective à cet instant, et ce, indépendamment de tout contexte expérimental. Par conséquent, en faisant usage du terme « état », dans leur formulation de la mécanique quantique, Dirac et von Neumann défendent, ou pour le moins suggèrent, une interprétation de la théorie qui dépasse les limites d'une approche instrumentaliste. Voilà que la mécanique quantique est censée non plus simplement *prédire* les résultats de mesures, mais aussi, et plus fondamentalement, *décrire* l'état physique dans lequel le système étudié se trouve en acte, indépendamment de la mise en place d'un dispositif de mesure. Pour être plus précis, le *vecteur d'état* associé à un système – l'outil formel en mécanique quantique qui permet de déterminer les probabilités de survenue des résultats pouvant survenir à la suite d'une certaine mesure sur ce système – est interprété comme le représentant de l'état physique actuel de ce système. Faisons remarquer que les manuels de mécanique quantique, dans la mesure où ils reprennent la formulation de Dirac et von Neumann, contribuent à diffuser l'interprétation à teneur réaliste qui est liée à cette formulation.

Or, l'introduction de la notion d'état en mécanique quantique soulève plusieurs difficultés[3]. Suivant le formalisme, un vecteur d'état correspond, dans le cas général, à une combinaison linéaire, ou « superposition », de plusieurs vecteurs propres d'un opérateur représentant une certaine observable. D'après l'interprétation standard, chacun de ces vecteurs propres représente un état physique bien défini[4]. Il faudrait donc admettre que tout système peut se

1. *Ibid.*, p. 5.
2. Sur les différentes formes du réalisme, *cf.* : *infra*, Sous-Section 1.2.1.
3. Nous portons ici notre attention sur les deux difficultés principales. Au Chapitre 2, nous reviendrons en détail sur les différentes difficultés liées à la notion d'état.
4. Du moins, relativement à l'observable considérée.

trouver, en acte, dans une *superposition d'états physiques*[1]. Néanmoins, la signification de la notion de *superposition d'états physiques* est loin d'être claire. Il serait question d'un « nouveau mode d'être »[2], étranger à la mécanique classique. Mais est-il possible d'en dire davantage ?

La difficulté principale liée à l'interprétation du vecteur d'état en terme d'état physique actuel se manifeste lorsqu'il s'agit de décrire le processus de la mesure. Si l'on suppose que le résultat d'une mesure indique l'état physique actuel dans lequel se trouve le système étudié – hypothèse admise dans l'interprétation standard –, alors il convient de reconnaître qu'au terme d'une mesure, le système étudié se trouve toujours dans un état physique actuel bien défini[3] – celui que révèle le résultat de mesure – et non dans une superposition d'états physiques. Cela signifie que lors d'une mesure, toute superposition d'états physiques se « réduit » à un état physique actuel bien défini. Mais comment rendre compte d'une telle réduction ?

Dans le cadre de l'interprétation standard, un statut particulier est accordé au processus de la mesure. Tout appareil de mesure aurait un effet « perturbateur » sur le système étudié, un effet qui ne peut être décrit de manière déterministe *via* l'équation de Schrödinger. Suivant les termes de von Neumann, la perturbation serait à l'origine d'un « saut »[4] de l'état physique actuel du système dans un état physique bien défini, un saut survenant de manière « acausale »[5]. Sur le plan formel, ce *saut quantique* se traduit par l'application du « postulat de projection ». L'occurrence d'un tel saut expliquerait qu'une superposition d'états physiques se réduise toujours, lors d'une mesure, à un état physique actuel bien défini.

Cependant, si l'on considère que le processus de la mesure correspond à un processus physique ordinaire, où l'équation de Schrödinger doit en principe pouvoir être appliquée, l'hypothèse du saut quantique ne peut apparaître que comme une hypothèse *ad hoc*. *Comment*

---

1. Autrement dit, il faudrait admettre que l'*état physique actuel* du système peut correspondre à une *superposition d'états physiques*. L'expression « état physique » est employée ici à deux reprises : il est question, premièrement, de l'état physique qui est *actuel*, et deuxièmement, des états physiques qui sont, suivant l'expression de Dirac, *« partiellement » actuels* (Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 5). Nous reviendrons sur ce point aux Sous-Sections 2.2.4 et 2.2.5.
2. Expression de David Albert (Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1992, p. 11).
3. Rrelativement à l'observable mesurée.
4. Von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 150.
5. *Ibid.*, p. 286.

*expliquer la réduction d'une superposition d'états physiques à un état physique actuel bien défini, lors d'une mesure, sans faire l'hypothèse du saut quantique ?* Telle est l'une des formulations de ce que l'on nomme « le problème de la mesure »[1], le problème central sur lequel nous nous pencherons dans cette thèse[2].

Depuis les années 1950, de nombreuses interprétations de la mécanique quantique, alternatives à l'interprétation standard, ont été proposées dans le dessein de dissoudre le problème de la mesure, c'est-à-dire faire en sorte que le problème ne se pose pas. Nous pouvons mentionner, par exemple, la théorie GRW, la mécanique bohmienne, les interprétations modales, les interprétations everettiennes, ou encore l'interprétation en termes de corrélations. Les tenants de ces diverses interprétations prennent position, non seulement contre l'interprétation standard – en raison de son traitement jugé insatisfaisant du processus de la mesure –, mais également contre une interprétation de la mécanique quantique qui serait strictement instrumentaliste. Ainsi ont-ils pour objectif commun de tirer de la mécanique quantique une connaissance sur le monde tel qu'il est en lui-même. Une interprétation qui se limiterait à clarifier le lien entre le formalisme quantique et l'expérience apparaît insuffisante à leurs yeux. Une telle interprétation, selon Michael Redhead, « ne contribue pas à notre *compréhension* du monde naturel »[3]. De l'avis de Richard Healey, « bien plus de choses se passent dans le monde que ce que nous pouvons observer et […] la tâche explicative première de la physique est de rendre compte de ce qui se passe en acte, que nous l'observions ou non »[4]. Pour comprendre les phénomènes observables, suivant ce point de vue, il nous faut comprendre comment est, ou comment pourrait être, le monde en soi, indépendamment de tout observateur. Or, toute théorie, estime Bas van Fraassen, « dit quelque chose sur comment

1. Dans le cadre de la « description quantique de la mesure » et de la « théorie de la décohérence », ce problème se stratifie en une série de plusieurs problèmes (*cf. infra*, Sections 2.4, 2.5 et 2.6).
2. D'ailleurs, comme le souligne Jeremy Butterfield, ce problème « est largement reconnu comme étant le problème principal de l'interprétation de [la mécanique quantique] » (Butterfield, J., "Some Worlds of Quantum Theory", in Russell, R., Clayton, P., Wegter-McNelly, K. and Polkinghorne, J. (eds.), *Quantum Mechanics: Scientific Perspectives on Divine Action*, Vatican City State: Vatican Observatory Publications & Berkeley: Center for Theology and the Natural Sciences, 2001, p. 111, ou : *arXiv e-print*, quant-ph/0105052 (2001), p. 1).
3. Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism: A Prolegomenon to the Philosophy of Quantum Mechanics*, Oxford: Oxford University Press, 1987, p. 45.
4. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics: An Interactive Interpretation*, Cambridge University Press, 1989, p. 17.

pourrait être le monde »[1]. S'accordant sur cette conception de la physique, les tenants des interprétations mentionnées ci-dessus s'efforcent tous d'apporter une réponse à la question : « Comment pourrait être le monde en accord avec la mécanique quantique ? »[2]. De telles interprétations de la mécanique quantique, qui visent à offrir une image du monde, seront qualifiées dorénavant de « réalistes ».

Signalons d'emblée que ces multiples interprétations réalistes de la mécanique quantique présentent chacune trois types de défauts[3] : (*i*) elles se basent sur diverses modifications du formalisme de la mécanique quantique, sans que celles-ci apportent de nouvelles prédictions pouvant être soumises au test de l'expérience, (*ii*) elles soulèvent de nouveaux problèmes, et au final, (*iii*) elles offrent, pour la plupart d'entre elles, une représentation du monde qui peut être qualifiée d'« extravagante », c'est-à-dire qui est très éloignée des représentations intersubjectivement partagées et ancrées dans nos pratiques quotidiennes.

Par ailleurs, n'est-il pas surprenant que plusieurs interprétations réalistes de la mécanique quantique, et par suite, plusieurs images du monde puissent être défendues simultanément ? Dans la mesure où elles ne s'en tiennent pas uniquement à une clarification du lien entre le formalisme et les phénomènes observables, ces interprétations réalistes semblent aller au-delà du contenu strict de la théorie. Or, il n'existe pas une manière unique de prolonger le contenu d'une théorie, comme le remarque van Fraassen : une théorie « sous-détermine » toujours son interprétation[4]. Cela expliquerait pourquoi de multiples images du monde peuvent être tirées de la mécanique quantique. Pour van Fraassen, cette absence de consensus n'est pas problématique. Au contraire, la multiplicité des interprétations réalistes contribuerait à une meilleure compréhension de la théorie[5].

Toutefois, comme nous le verrons plus loin dans cette thèse[6], les multiples interprétations réalistes de la mécanique quantique, loin d'être complémentaires, avancent des thèses qui sont parfois diamétralement opposées. Il s'avère que la contrainte que la théorie exerce sur son

1. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 4.
2. *Cf.* par exemple : Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 6 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 4.
3. Nous discuterons ces points au Chapitre 3.
4. *Ibid.*, p. 481.
5. *Ibid.*, pp. 481-482. Dans la conclusion du Chapitre 3, nous reviendrons sur ce point et donnerons des citations de van Fraassen.
6. *Cf.* le Chapitre 3 et sa conclusion.

interprétation est si faible que la variété des images du monde pouvant être défendues est presque illimitée. Cette situation nous incite à nous interroger sur la pertinence même de l'approche réaliste pour l'interprétation de la mécanique quantique. N'y a-t-il pas lieu de douter que cette théorie puisse nous dire quelque chose sur le monde tel qu'il est en soi (à supposer qu'il y ait un sens à parler du « monde tel qu'il est en soi ») ?

Faut-il alors se replier sur une interprétation *instrumentaliste* de la mécanique quantique ? Telle est l'option que plusieurs auteurs, tels que Asher Peres et Christopher Fuchs, déclarent avoir choisie[1]. D'après eux, la mécanique quantique constitue un instrument théorique permettant de faire des prédictions probabilistes à propos de résultats de mesures qui sont identifiés à des « événements macroscopiques », c'est-à-dire des événements qui peuvent être perçus à l'échelle macroscopique au moyen de nos organes sensoriels tels que nos yeux. Ces « événements macroscopiques » correspondent, par exemple, aux « clics de détecteurs » ou aux déplacements d'une aiguille sur le cadran d'un appareil de mesure. Peres et Fuchs écrivent ainsi :

> La mécanique quantique *ne* décrit *pas* la réalité physique. Ce qu'elle fait c'est fournir un algorithme pour calculer les *probabilités* pour les événements macroscopiques (« clics de détecteurs ») qui sont le produit de nos interventions expérimentales. Cette définition stricte du domaine d'application de la théorie quantique est la seule interprétation utile, que ce soit pour les expérimentateurs ou pour les théoriciens[2].

De prime abord, nulle référence n'est faite à des notions comme celles de système, d'observable ou d'état. Mais à y regarder de plus près, l'adhésion déclarée à un instrumentalisme strict n'est qu'apparent. À l'image de Dirac et von Neumann, Peres et Fuchs défendent une position philosophique ambiguë : mélange inattendu d'instrumentalisme et de

---

1. Peres, A., *Quantum Theory: Concepts and Methods*, Dordrecht: Kluwer, 1995 ; Fuchs, C. and Peres, A., "Quantum Theory Needs No 'Interpretation'", *Physics Today* **53** (2000), 70-71 ; Fuchs, C., "Quantum Mechanics as Quantum Information (and only a little more)", *arXiv e-print*, quant-ph/0205039 (2002). Nous pouvons également citer Willem de Muynck dont l'interprétation dite « empiriste » est très proche de celle de Peres et Fuchs (*cf.* en particulier : De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics, an Empiricist Approach*, Dordrecht: Kluwer, 2002, pp.74-82).
2. Fuchs, C. and Peres, A., "Quantum Theory Needs No 'Interpretation'", *Physics Today* **53** (2000), p. 70. *Cf.* aussi : Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, pp. 13 et 18. De manière similaire, de Muynck admet dans son interprétation que « le formalisme mathématique [de la mécanique quantique] ne décrit que des relations entre des événements directement observables, c'est-à-dire des positionnements de boutons d'appareils de préparation et des chiffres indiqués par les positions des aiguilles indicatrices [*"readings of pointer positions"*] d'instruments de mesure » (De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 75).

réalisme. Peres admet, par exemple, l'existence de corrélations entre les états physiques de certains systèmes[1], il soutient que le monde est non-local[2], ou encore, il assigne un statut ontologique à l'indéterminisme[3]. Quant à Fuchs, il affirme qu'un « système quantique représente quelque chose qui est réel et indépendant de nous »[4]. En outre, sa démarche vise, au bout du compte[5], à établir « ce que la mécanique quantique tente de nous dire sur la nature elle-même » [6].

D'ailleurs, nous pouvons nous demander si une interprétation véritablement instrumentaliste de la mécanique quantique – une interprétation qui écarte sous quelque forme que ce soit les notions de système, d'observable, etc. – est capable de rendre compte de la connexion entre la théorie et l'expérience. Remarquons que les prédictions et les constats expérimentaux que les physiciens font en pratique ne portent pas sur des résultats de mesure se réduisant à des clics de détecteurs ou aux déplacements d'aiguilles sur les cadrans d'appareils de mesure. Lorsqu'ils formulent leurs prédictions ou leurs constats, les physiciens se réfèrent à des « systèmes », à des « observables », etc. Comment la mécanique quantique peut-elle être confrontée aux résultats de mesure, si ces derniers sont identifiés à de simples « événements macroscopiques »[7] ?

La question essentielle qui se pose à nous est donc la suivante. *Qu'est-ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel » au terme d'une mesure dans le cadre de la mécanique quantique ?* En d'autres termes, à quoi les « résultats de mesure » correspondent-ils ? Pour traiter cette question, nous allons d'abord examiner, plus généralement, la manière dont les physiciens constituent la connaissance expérimentale en physique. Le rôle des moyens

1. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 116.
2. *Ibid.*, pp. 172-173.
3. *Ibid.*, p. 6.
4. Fuchs, C., "Quantum Mechanics as Quantum Information (and only a little more)", *op. cit.*, p. 5. En arrière-plan de son interprétation « empiriste », de Muynck défend lui aussi une position teintée de réalisme. Sans supposer que la mécanique quantique décrit directement des « objets microscopiques », il pense néanmoins qu'il n'est « guère possible de douter » de leur existence (De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 78).
5. C'est-à-dire, après avoir identifié ce qui dans la mécanique quantique ne renvoie, selon Fuchs, qu'à l'information d'un sujet qui interagit avec le monde (Fuchs, C., "Quantum Mechanics as Quantum Information (and only a little more)", *op. cit.*, p. 7).
6. *Idem*.
7. Nous reviendrons sur cette critique de l'instrumentalisme à la Sous-Section 6.2.3.

sensoriels, instrumentaux et conceptuels de connaissance qui sont mobilisés devra être évalué. Cet examen préalable nous permettra ensuite de déterminer ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel » au terme d'une mesure *dans le cadre spécifique de la mécanique quantique*. Nous aurons à étudier, en particulier, l'hypothèse de la *contextualité* avancée par Bohr et soumise à une critique acérée par Einstein, Podolsky et Rosen dans un article de 1935 (article désigné par le sigle « EPR »). Suivant cette hypothèse, en effet, ce qui est « actuel » au terme d'une mesure est indissociable du contexte expérimental considéré, et donc, des moyens instrumentaux mis en œuvre.

Au cours de cette discussion, se dessinera progressivement une approche alternative au réalisme scientifique et à l'instrumentalisme, une approche *pragmatiste*, inspirée de la philosophie de William James et du « second » Wittgenstein. L'idée centrale consiste à rapporter la connaissance à la *pratique* des physiciens et aux *moyens de connaissance* dont ceux-ci disposent. C'est cette approche pragmatiste que nous proposons d'adopter pour interpréter la mécanique quantique. Au lieu de lui arracher une image du monde, ou de la dépouiller des termes tels que « système » ou « observable », il va s'agir de la comprendre en tant que théorie qui s'inscrit dans une certaine activité de recherche, la microphysique.

La thèse que nous allons défendre est que *la mécanique quantique peut recevoir une justification pragmatiste*. Celle-ci se déclinera en trois étapes. La première étape consistera à expliciter la signification que possèdent les termes tels que « système », « observable », « mesure », etc., relativement à la pratique des physiciens. Il sera ainsi question de donner à chacun de ces termes une « définition pragmatique ». La seconde étape reviendra à dégager les fonctions que toute théorie doit remplir pour permettre aux physiciens de mener à bien leur activité de recherche en microphysique – celles-ci seront désignées comme les « fonctions pragmatiques ». Lors de la troisième étape, il s'agira de prouver que la mécanique quantique est l'unique théorie qui remplit exactement ces fonctions : (*i*) en mettant en lumière la contribution de chacune des composantes de la mécanique quantique (les espaces vectoriels, les nombres complexes, la règle de Born, l'équation de Schrödinger, le postulat de projection, etc.) pour que celle-ci puisse remplir les fonctions pragmatiques, et (*ii*) en montrant que toute modification de la mécanique quantique implique que les fonctions pragmatiques ne peuvent pas toutes être remplies, ou que la théorie se charge d'une structure formelle qui s'avère inutile sur le plan pratique. Pour entreprendre cette justification, nous prendrons appui en particulier sur les travaux récents de R. I. G. Hughes, Bas van Fraassen et Michel Bitbol.

À la lumière de l'approche pragmatiste, le problème de la mesure peut être reconsidéré. Encore une fois, il s'agit de porter notre attention sur la pratique des physiciens, et dans le cas présent, sur ce qu'ils font concrètement lorsqu'ils réalisent une mesure. L'idée que nous voudrions mettre en avant est qu'il existe une *rupture*, lors d'une mesure en microphysique, entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure*. En étudiant cette rupture, il est possible, selon nous, d'éclaircir la manière dont le possible et l'actuel s'articulent en microphysique. Le grand avantage de cette approche est qu'elle permet de *dissoudre le problème de la mesure*, et ce, sans qu'il soit besoin de se cantonner à une position instrumentaliste ou de faire intervenir une construction métaphysique extravagante.

Soulignons que l'interprétation pragmatiste de la mécanique quantique qui sera défendue s'inscrit dans la ligne de Bohr. En particulier, nous allons reprendre son hypothèse de contextualité, en insistant sur la dépendance de tout résultat de mesure à l'égard des conditions expérimentales de sa survenue, et à son image, nous identifierons la mécanique quantique à une théorie qui est avant tout prédictive.

Toutefois, l'interprétation pragmatiste proposée ne se réduit pas à l'interprétation de Bohr. D'abord, notre souci sera d'éviter toute forme d'incursion réaliste dans notre approche, celle-ci se veut *strictement* pragmatiste. Dans cette mesure, nous ferons abstraction de l'interprétation de Bohr en terme de « complémentarité », puisque celle-ci peut recevoir une lecture réaliste, ou du moins peut être prolongée dans une perspective réaliste[1].

En outre, l'interprétation pragmatiste se veut à la fois une *réactualisation* et une *rectification* de l'interprétation de Bohr. Il est question, d'une part, de *réactualiser* cette interprétation à la lumière des dernières avancées théoriques et expérimentales. Pensons aux inégalités établies par John Bell à propos des théories à variables cachées, ainsi qu'aux expériences d'Alain Aspect *et al.* qui ont permis de mettre à l'épreuve ces inégalités. Pensons aussi à la « théorie de la décohérence » qui contribue à une résolution partielle du problème de la mesure.

Il est question, d'autre part, de *rectifier* l'interprétation de Bohr, car celle-ci comporte, d'après nous, certaines idées problématiques. Premièrement, dans sa réponse à l'article EPR, Bohr a modifié son hypothèse de contextualité en soutenant que la mesure sur un système nous permet d'assigner une valeur bien définie à une observable sur un système distant, si les deux systèmes sont corrélés. Le défaut de cette hypothèse est qu'elle engendre un *paradoxe*,

1. *Cf. infra*, Sous-Sections 3.2.2 et 3.3.1.

comme nous tenterons de le montrer : dans les expériences de type EPR, la survenue de certains événements physiques est tributaire du référentiel spatio-temporel considéré. Deuxièmement, Bohr soutient que la *physique classique* est nécessaire en microphysique pour décrire les appareils de mesure et pour formuler les résultats de mesure. Cette idée, qui a été reprise par de nombreux physiciens, s'avère pourtant très discutable. Il nous faudra établir dans quelles conditions précises la physique classique peut être appliquée en microphysique. Dans le même temps, nous chercherons à évaluer le rôle de la *logique classique* pour la formulation des résultats de mesure.

Présentons la structure et le contenu de cette thèse. Celle-ci va se déployer en deux parties et six chapitres. Dans la **Première Partie**, qui inclut les Chapitres 1, 2 et 3, un regard critique sera porté sur l'*approche réaliste*, d'abord dans le contexte de l'interprétation de la mécanique classique, puis dans celui de l'interprétation de la mécanique quantique. La **Seconde Partie**, composée des Chapitres 4, 5 et 6, se veut constructive. Elle sera le lieu de l'élaboration d'une *approche pragmatiste*, débouchant sur une interprétation de la mécanique quantique où le problème de la mesure peut être considéré comme dissout. Tout au long de la thèse, nous porterons notre attention sur les notions de *possible* et d'*actuel*, ainsi que sur la notion d'*événement* – qui est étroitement liée à celle d'actuel. De notre point de vue, ces notions jouent un rôle essentiel dans l'émergence du problème de la mesure, dans le noyau explicatif des diverses interprétations réalistes qui visent à dissoudre ce problème, mais aussi dans la stratégie pragmatiste de dissolution de ce problème.

Le **Chapitre 1** sera l'occasion d'une mise au point préliminaire concernant le cadre de pensée *réaliste*. À partir de quatre thèses que nous supposerons admises par les partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique, nous définirons une position générique, le « réalisme scientifique ». La conception du possible et de l'actuel pouvant être attachée à cette position sera explicitée. Dans le but de mieux comprendre les antécédents de cette position réaliste, nous allons consacrer la majeure partie de ce chapitre à une discussion de la mécanique classique et de la théorie de la relativité restreinte, deux théories qui se prêtent de manière naturelle à une interprétation *réaliste* et qui, par conséquent, offrent des arguments en faveur du réalisme scientifique. Nous nous attarderons sur la notion d'« état physique *actuel* » qui apparaît centrale dans la « description classique du monde » tirée de la mécanique classique, sur la notion de « possible épistémique » associée aux probabilités de la mécanique statistique classique, ainsi que sur la notion d'« événement physique » qui occupe une place de premier plan dans la théorie de la relativité restreinte. Le fait que la notion

d'événement soit ainsi mise en avant a conduit certains philosophes à défendre une ontologie se réduisant aux événements. De manière indépendante, de nombreux philosophes analytiques se sont montrés favorables à une ontologie incluant les événements. Nous étudierons ces deux types d'ontologie, dans le dessein de voir quel rôle il peut être fait jouer à la notion d'événement. Dans la dernière section de ce chapitre, plusieurs critiques seront opposées aux diverses conceptions réalistes de l'événement.

Au **Chapitre 2**, nous aborderons les problèmes d'interprétation de la mécanique quantique. Nous commencerons par exposer le formalisme quantique standard, tout en le comparant à la mécanique classique et en insistant sur la place nouvelle assignée au processus de la mesure. Les difficultés qui émergent dans le cadre de l'interprétation standard seront examinées. Nous verrons que celles-ci sont liées à l'emploi de notions héritées de l'interprétation réaliste de la mécanique classique. Notre attention portera, en particulier, sur les différents problèmes que suscite l'interprétation du vecteur d'état comme le représentant de l'état physique actuel du système étudié. Il sera ainsi question du problème de la mesure, lequel survient lorsque l'on accepte les hypothèses de l'interprétation standard, à l'exception de l'une d'entres elles, celle du saut quantique. Nous présenterons successivement la *description quantique de la mesure* (où l'appareil de mesure est décrit en termes quantiques) et la *théorie de la décohérence* (où l'appareil de mesure *ainsi que son environnement* sont décrits en termes quantiques). Après un examen détaillé des problèmes que rencontrent ces descriptions, nous chercherons à expliciter les différentes formulations possibles du problème de la mesure.

Le **Chapitre 3** va traiter des différentes interprétations réalistes de la mécanique quantique qui visent à dissoudre le problème de la mesure. Nous verrons que chacune de ces interprétations modifie, partiellement ou totalement, les hypothèses qui caractérisent la description du processus de la mesure suivant l'interprétation standard. Nous présenterons l'image du monde liée à chacune de ces interprétations, et cela, en rendant explicite le statut attribué respectivement au possible et à l'actuel. Les critiques adressées à ces diverses interprétations seront discutées. Nous avancerons également nos propres objections. Ce chapitre débutera par une discussion sur l'interprétation de Bohr en terme de complémentarité, et sur l'éventuelle dimension réaliste que celle-ci comporte. Au terme de ce chapitre, nous nous interrogerons sur les raisons et les implications de l'existence d'une pluralité d'images du monde pouvant être dérivées de la mécanique quantique.

Le **Chapitre 4** marquera une rupture dans le développement de la thèse, puisque y sera mis en place un cadre de pensée rival de celui du réalisme scientifique. L'objectif premier de ce chapitre sera de déterminer ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel » au terme d'une mesure – ce que sont les « résultats de mesure » –, dans le cadre de la mécanique quantique. Notre démarche consistera à décrire la manière dont la connaissance expérimentale en physique est *constituée*. Le rôle de nos moyens de connaissance, qu'ils soient sensoriels, instrumentaux ou conceptuels, devra être examiné attentivement. Nous en viendrons à nous demander s'il est possible d'isoler, dans la connaissance expérimentale en physique, un contenu qui soit indépendant de la structuration imposée par nos moyens de connaissance. À l'issue d'un examen des principaux arguments avancés par les philosophes des sciences depuis le début du XX$^{e}$ siècle, nous serons amenés à apporter une réponse négative à cette question. Cette réponse prendra appui sur des arguments *pragmatistes* empruntés à James et Wittgenstein. Afin de justifier et de préciser notre conception pragmatiste de l'activité de recherche en physique, il sera également fait référence à des auteurs plus contemporains, tels que Andrew Pickering. À partir de ce cadre de pensée pragmatiste, nous chercherons à déterminer ce qui est « actuel » au terme d'une mesure dans le cas particulier de la mécanique quantique. L'hypothèse de l'interprétation standard selon laquelle ce qui est « actuel » correspond à *l'état physique dans lequel se trouve le système étudié* sera remise en question. Nous examinerons l'hypothèse bohrienne de la *contextualité*, c'est-à-dire l'hypothèse de la dépendance de l'actuel à l'égard de nos moyens instrumentaux de connaissance – les appareils de mesure. La discussion sera centrée autour de l'article EPR, hostile à cette hypothèse de contextualité. Il nous faudra alors étudier les interprétations possibles de la violation des inégalités de Bell et les preuves de la contextualité.

C'est lors du **Chapitre 5** que nous allons proposer la justification pragmatiste de la mécanique quantique. En préliminaire, nous discuterons du caractère probabiliste de cette théorie. Nous évoquerons ensuite la tentative de déduction transcendantale de la mécanique quantique de Michel Bitbol, ainsi que la tentative de dérivation axiomatique basée sur la notion de « fonction de probabilité généralisée ». Ces deux tentatives nous aideront à cerner les fonctions que remplit la mécanique quantique sur le plan pratique. Nous aborderons alors la justification pragmatiste à proprement parler. Comme nous l'avons indiqué plus haut, celle-ci se fera en trois étapes : (1) donner une *définition pragmatique* aux termes employés par les physiciens en microphysique, (2) expliciter les *fonctions pragmatiques* que doit nécessairement remplir une théorie pour que celle-ci permette aux physiciens de mener à bien

leur activité de recherche en microphysique, et (3) établir le fait que seule la mécanique quantique réalise exactement ces fonctions.

Au **Chapitre 6**, nous reviendrons sur le problème de la mesure à la lumière de l'interprétation pragmatiste de la mécanique quantique. Nous défendrons l'idée, évoquée plus haut, selon laquelle il existe une rupture, dans le contexte d'une mesure, entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure*. Nous tâcherons de montrer que ces deux phases renvoient respectivement au domaine du *possible* et à celui de l'*actuel*. Il nous faudra déterminer si les appareils de mesure et les résultats que ceux-ci produisent sont décrits au moyen de la physique classique ou de la logique classique. En outre, la distinction entre probabilités réductibles et probabilités irréductibles servira à cerner le statut des probabilités pendant les différentes phases d'une mesure. Nous serons alors à même de reconsidérer les différents sous-problèmes qui composent le problème de la mesure et de montrer pourquoi chacun d'eux est dissout.

# *PREMIÈRE PARTIE*

# *L'APPROCHE RÉALISTE*

# Chapitre 1
# Possible, actuel et événement selon le réalisme scientifique

## 1.1 Introduction

De nombreuses interprétations de la mécanique quantique reposent sur des présupposés philosophiques pouvant être qualifiés de « réalistes ». Tel est le cas non seulement de l'interprétation standard, mais également d'une grande partie des interprétations alternatives censées dissoudre le problème de la mesure – lequel se pose dans le cadre de l'interprétation standard. Dans ce chapitre, nous allons mettre en lumière de manière précise ces présupposés réalistes. Nous allons définir une position générique que nous nommerons « réalisme scientifique » (Section 1.2). Nous supposerons que les thèses qui caractérisent cette position sont admises, au moins tacitement, par les partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique. Il nous faudra expliciter la conception du *possible* et de l'*actuel* inhérente à cette position, étant donné que ces notions se trouvent au cœur des problèmes d'interprétation de la mécanique quantique dont il sera question dans les chapitres suivants.

Pourquoi les spécialistes de la mécanique quantique sont-ils si nombreux à adhérer à une position telle que le réalisme scientifique[1] ? Cela peut s'expliquer par le fait que la *mécanique classique* se prête de manière assez naturelle et sans soulever trop de difficultés à une interprétation *réaliste*[2]. La mécanique classique, malgré la limitation de son domaine de

1. De l'avis de Constantin Piron, « le point de vue réaliste » correspond à « celui de la majorité des physiciens » (Piron, C., *Mécanique quantique, bases et applications*, Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1990, pp. 5-6).
2. Indiquons que l'interprétation de certaines notions de la mécanique classique (par exemple, celle du point matériel) peut soulever des difficultés, en particulier pour un forme naïve du réalisme. Néanmoins, nous ne considérerons ici qu'une version subtile du réalisme (*i.e.* le réalisme scientifique), pour laquelle ces difficultés ne sont pas insurmontables. Nous ferons donc le choix de ne pas les traiter. Par ailleurs, remarquons qu'il existe bien entendu d'autres interprétations possibles de la mécanique classique, qu'elles soient kantiennes, pragmatistes, etc.

validité, demeure une théorie de référence, tant dans la formation des physiciens que dans leur pratique quotidienne. On comprend alors que le succès de l'interprétation *réaliste* de la mécanique classique incite les physiciens à adhérer spontanément au réalisme scientifique et à maintenir cette position pour interpréter la mécanique quantique. De l'interprétation réaliste de la mécanique classique découle la « description *classique* du monde ». En elle s'incarnent les présupposés du réalisme scientifique. Afin de comprendre l'arrière-plan philosophique des interprétations réalistes de la mécanique quantique, nous avons donc intérêt, préalablement, à présenter et discuter la description classique du monde. Notre attention portera, en particulier, sur le statut des probabilités ainsi que sur le processus de la mesure. Ceci nous permettra de clarifier la manière dont les notions du possible et de l'actuel interviennent dans le cadre de l'interprétation réaliste de la mécanique classique.

Nous évoquerons ensuite la formulation de la description classique du monde en termes d'*événements physiques* (Section 1.3). Il deviendra manifeste que cette description concerne essentiellement ce qui se produit effectivement, c'est-à-dire ce qui est *actuel*. Nous pourrons aussi cerner la manière dont les résultats de mesure – ce qui nous est actuel lors de l'expérience – sont raccordés à la description de ce qui est actuel dans le monde.

La théorie de la relativité – restreinte et générale – a-t-elle provoqué un bouleversement de la description classique du monde tirée de la mécanique classique ? Nous verrons qu'il n'en est rien et qu'au contraire, cette théorie, lorsqu'elle est interprétée dans une perspective réaliste, prolonge et affine la description classique du monde. Il sera intéressant de montrer comment, sur la base d'une interprétation réaliste de cette théorie, plusieurs philosophes – parmi lesquels Alfred Whitehead et Bertrand Russell – ont plaidé en faveur d'une ontologie incluant uniquement des événements, une ontologie du tout actuel.

Parallèlement, la notion d'événement a fait l'objet d'un large débat dans le courant de la philosophie analytique (Section 1.4). Estimant que les événements existent dans le monde, contrairement aux faits dont l'existence serait tributaire du langage, de nombreux philosophes analytiques cherchent à déterminer, de manière précise, *ce que sont les événements*. Mais pour ce faire, ils font principalement appel à l'analyse logique du langage ordinaire, et non aux derniers développements de la physique. Il s'agira d'évaluer dans quelle mesure les conceptions de ces philosophes s'accordent avec la théorie de la relativité.

Dans la dernière section de ce chapitre, nous amorcerons une critique du réalisme scientifique tel qu'il s'incarne dans la description classique du monde en termes d'événements physiques (Section 1.5).

## 1.2 Le réalisme scientifique et la description classique du monde

### *1.2.1 Les thèses du réalisme scientifique*

Dans ce qui suit, nous allons expliciter quatre thèses permettant de définir une position que nous nommerons « réalisme scientifique ». Nous supposerons que celles-ci sont communément acceptées – même si ce n'est que de manière tacite – par les spécialistes de la mécanique quantique favorables à une interprétation réaliste. La première thèse concerne la question de l'existence du monde :

**Thèse 1 :** Le monde existe en soi, c'est-à-dire indépendamment du fait que nous existions ou non et que nous le connaissions ou non.

Cette thèse revient à soutenir que l'existence même du monde n'est pas le fruit de notre imagination. Elle caractérise ce que nous pouvons appeler un « réalisme minimal »[1], puisqu'elle ne dit encore rien sur le monde tel qu'il est constitué.

Ce dernier point fait l'objet de la seconde thèse :

**Thèse 2 :** Le monde, considéré en lui-même, est constitué d'un ensemble d'éléments qui possèdent certaines propriétés et qui interagissent suivant certaines lois.

Il est question ici du monde « considéré en lui-même », par opposition au monde « tel que nous nous le représentons ». Suivant cette seconde thèse, si le monde se compose de certains éléments, qui possèdent certaines propriétés et qui interagissent suivant certaines lois, cela relève uniquement du monde tel qu'il est en lui-même et non de la manière dont nous pouvons éventuellement nous le représenter.

La troisième thèse porte sur la conception de la connaissance :

**Thèse 3 :** Connaître le monde consiste à établir une représentation adéquate du monde tel qu'il est en lui-même.

L'expression « représentation du monde » renvoie à l'idée selon laquelle nous construisons dans notre esprit une copie du monde qui nous fait face, une copie qui peut prendre la forme d'une idée ou d'un ensemble d'idées, et dont le support symbolique peut être un mot, une proposition ou un modèle théorique. Précisons qu'une représentation *adéquate* du monde

1. Ou « réalisme ouvert », suivant l'expression de Bernard d'Espagnat. Suivant cette thèse, « il y a "quelque chose" dont l'existence n'est pas tributaire de la pensée » (d'Espagnat, B., *Traité de physique et de philosophie*, Paris : Fayard, 2002, p. 36).

correspond à une représentation qui est parfaitement isomorphe au monde tel qu'il est en lui-même. On peut dire également, dans le cas d'une représentation adéquate, qu'il existe une « correspondance biunivoque » entre, d'un côté, les éléments du monde, leurs propriétés et les lois qui régissent leur interaction et, de l'autre, leurs représentants symboliques respectifs. Une telle conception de la connaissance peut être qualifiée de « représentationnaliste »[1].

Les partisans d'une position de type réaliste font habituellement usage de la notion de *vérité*. Donnons une définition précise de cette notion dans le cadre du réalisme scientifique : une théorie (ou une proposition) sur le monde est *vraie* si et seulement si elle offre une représentation adéquate du monde tel qu'il est en lui-même. La *vérité* est ici conçue comme une propriété non épistémique, indépendante des moyens de connaissance dont nous pouvons disposer à une époque donnée. Il est supposé que la valeur de vérité d'une théorie (ou d'une proposition) est fixée exclusivement par l'état physique du monde en soi.

Enfin, la quatrième thèse concerne l'acceptation des théories que les scientifiques élaborent :

> **Thèse 4 :** Les théories acceptées par la communauté des scientifiques sont vraies (ou approximativement vraies).

Suivant cette thèse, il convient de prendre au sérieux les théories sur lesquelles s'accordent les scientifiques : celles-ci sont censées offrir une représentation adéquate du monde tel qu'il est en lui-même. Le fait que certaines théories, acceptées à une époque de l'histoire, se voient réfutées et remplacées par d'autres théories, à une époque ultérieure, peut jeter le doute sur la croyance en la vérité de ces théories. C'est en raison de ce doute que certains partisans d'une position réaliste préfèrent employer l'expression « approximativement vraies ». Selon eux, la science *converge* de manière progressive vers la vérité[2].

Si une théorie offre une représentation adéquate du monde tel qu'il est en lui-même, alors *a fortiori* elle offre une représentation adéquate de la partie du monde que nous observons dans l'expérience. Ainsi, le réalisme scientifique, tel que nous venons de le définir, apporte une explication au succès de certaines théories sur le plan expérimental : si une théorie permet de prédire ce qui se produit lors d'une expérience, c'est parce que cette théorie est vraie – ou

1. À propos de la conception de la connaissance comme représentation, *cf.* : Rorty, R., *L'homme spéculaire*, tr. fr., Paris : Seuil, 1990.
2. Cette conception est parfois appelée « réalisme convergent ». À ce sujet, *cf.* : Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel, anti-réalisme et quasi-réalisme en physique*, Paris : Flammarion, 1998, pp. 23-46.

approximativement vraie –, autrement dit, c'est parce qu'elle offre une représentation adéquate – ou approximativement adéquate – du monde.

Plusieurs philosophes des sciences font référence à une position similaire à celle que nous venons de présenter. Mentionnons la description que propose Hilary Putnam de ce qu'il nomme le « réalisme métaphysique » :

> Selon [le réalisme métaphysique], le monde est constitué d'un ensemble fixe d'objets indépendants de l'esprit. Il n'existe qu'une seule description vraie de « comment est fait le monde ». La vérité est une sorte de relation de correspondance entre les mots ou des symboles de pensée et des choses ou des ensembles de choses extérieures[1].

Nous pouvons également citer van Fraassen pour qui la croyance en la vérité des théories acceptées constitue l'un des traits essentiels du « réalisme scientifique » :

> Selon [le réalisme scientifique], une théorie appartient au genre de choses qui sont vraies ou fausses et le critère du succès est la vérité. À titre de corollaires, le réalisme scientifique nous dit qu'accepter une théorie comme une théorie qui réussit revient à croire qu'elle est vraie, ou à faire intervenir cette croyance, et que le but de la science est de nous donner des théories (littéralement) vraies sur ce qu'est le monde[2].

Bien entendu, la position du réalisme scientifique, définie au moyen des quatre thèses énoncées plus haut, ne constitue que l'une des multiples formes du « réalisme »[3]. Afin de situer les positions réalistes les unes par rapport aux autres, il s'avère utile de recourir à la distinction, proposée par Ian Hacking, entre « le réalisme à propos des théories » et « le réalisme à propos des entités » (les entités inobservables postulées dans une théorie) :

> Le réalisme à propos des théories prétend que ces dernières cherchent à atteindre la vérité et qu'elles s'en rapprochent parfois. Le réalisme à propos des entités dit que les objets mentionnés par les théories peuvent exister vraiment[4].

---

1. Putnam, H., *Raison, vérité et histoire*, tr. fr., Paris : Les éditions de Minuit, 1984, p. 61.
2. Van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, tr. fr., Paris : Vrin, 1994, p. 304.
3. Concernant les différentes formes du réalisme, *cf.* : Tiercelin, C., « Réalisme », in : Lecourt, D. (éd.), *Dictionnaire d'histoire et philosophie des sciences*, Paris : PUF, 1999, pp. 802-806 ; Sankey, H., "What is Scientific Realism?", *Divinatio: Studia Culturologica Series* **12** (2000), 103-120 ; d'Espagnat, B., *Traité de physique et de philosophie*, *op. cit.*, pp. 31-39.
4. Hacking, I., *Concevoir et expérimenter, thèmes introductifs à la philosophie des sciences expérimentales*, tr. fr., Paris : Christian Bourgeois, 1989, p. 13. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 58-62. Reprenant cette distinction, Sandra Laugier précise que « Russell, par exemple, est non-réaliste à propos des entités et réaliste à propos des théories. N. Cartwright, comme Duhem, et comme dans ses bons jours Kuhn, est non-réaliste à propos des

Le réalisme scientifique, telle que nous l'avons défini ci-dessus, correspond à un réalisme à propos des théories *et* à propos des entités.

### *1.2.2 L'actuel et le possible selon le réalisme scientifique*

Quelle définition de l'*actuel* convient-il d'associer à la position du réalisme scientifique ? En philosophie, avons-nous indiqué au début de l'Introduction, l'actuel se conçoit habituellement comme ce qui, à un instant donné, existe effectivement. Dans le cadre du réalisme scientifique, cette conception se voit investie d'une charge ontologique : l'actuel est ce qui, à un instant donné, existe effectivement *en soi*, c'est-à-dire indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance. Nous emploierons l'expression « actuel ontologique » pour nous référer à cette définition.

Qu'en est-il de la conception du *possible* pouvant être associée au réalisme scientifique ? Considérons uniquement le possible défini en rapport à l'actuel, en l'occurrence à l'actuel ontologique[1]. Le recours à la notion du possible peut se justifier lorsque nous avons une *connaissance incomplète* de ce qui est actuel à un instant donné[2]. Le possible se comprend alors comme le reflet de notre *ignorance*. Il se peut, par exemple, que l'état de notre connaissance nous autorise à affirmer qu'un certain événement est *peut-être* survenu (ou qu'un objet possède *peut-être* une certaine propriété) à un instant donné, mais ne nous permet pas d'affirmer que cet événement est *effectivement* survenu (resp. que cette propriété est *actuelle*) à cet instant. L'événement sera considéré seulement comme « possible ». D'après cette première acception :

***a.*** « L'événement *e* est *possible* à l'instant *t*. » signifie que « Eu égard à notre connaissance incomplète de ce qui est actuel à l'instant *t*, l'événement *e* est *peut-être* survenu à cet instant *t*. »

---

théories mais réaliste pour les entités. Van Fraassen est anti-réaliste pour les deux, même s'il faut prendre les théories littéralement, et Quine est réaliste pour les deux, quoique de manière particulière ! » (Laugier, S., « Le langage du réalisme », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité*, Paris : Diderot éditeur, p. 566).

1. Il ne sera pas question du possible au sens de *non-contradiction logique*.
2. Cet instant peut se situer dans le passé, dans le présent ou dans le futur. Il est donc question ici (*i*) de notre ignorance à propos de ce qui *était* actuel dans le passé, (*ii*) de ce qui *est* actuel dans le présent, ou (*iii*) de ce qui *sera* actuel dans le futur.

Nous parlerons, dans ce cas, du « possible épistémique », étant donné que ce possible se rapporte à l'état de notre connaissance.

Soulignons que la conception épistémique du possible n'est pas l'apanage du seul réalisme scientifique. Cette conception peut convenir également à une position anti-réaliste (*i.e.* kantienne, pragmatiste, etc.), à condition toutefois que l'actuel, auquel se rapporte le possible, soit entendu en un sens non ontologique.

La notion du possible est parfois invoquée dans une autre situation, pour dire qu'un événement va peut-être survenir en vertu d'un processus physique qui est *intrinsèquement indéterministe* (ou *intrinsèquement stochastique*). Il est alors supposé que l'incertitude quant à la survenue de l'événement relève, non pas de l'état de notre connaissance, mais du caractère indéterministe de certains processus physiques considérés en eux-mêmes. Nous proposons d'employer l'expression « possible ontologique »[1] pour désigner le possible qui est conçu comme le reflet de cet indéterminisme . Suivant cette seconde acception :

***b.*** « L'événement *e* est *possible* à l'instant *t*. » signifie que « En vertu d'un processus indéterministe, l'événement *e* deviendra *peut-être* actuel à l'instant *t*. »

### *1.2.3 La description classique du monde*

Si nombre de physiciens adhèrent à une position philosophique telle que le réalisme scientifique, c'est que cette position offre la possibilité d'une interprétation naturelle, simple et peu problématique de la *mécanique classique*. Cette interprétation débouche sur une certaine représentation (ou description[2]) du monde, communément appelée « description classique du monde »[3]. Présentons les idées principales de cette description[4]. Le monde,

1. Granger emploie cette expression lorsqu'il discute la conception d'Aristote (Granger, G.-G., *Le probable, le possible et le virtuel*, *op. cit.*, p. 19).
2. Les termes « représentation » et « description » seront considérés ici comme équivalents.
3. L'expression plus brève « description classique » est souvent employée (*cf.* par exemple : Gruber, C., *Mécanique générale*, Lausanne : Presses Polytechniques Romandes, 1988, p. 2 ; Cohen-Tannoudji, C., Diu, B. et Laloë, F., *Mécanique quantique I*, Paris : Hermann, 1973, p. 214).
4. Nous basons notre exposé sur les deux manuels de mécanique classique : Alonso, M. et Finn, E., *Physique générale, T. 1 : Mécanique et thermodynamique*, tr. fr., Paris : InterÉditions, 1986 ; Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.* ; sur le manuel de mécanique analytique : Choquard, P., *Mécanique analytique, Vol. 1*, Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1992 ; ainsi que sur le résumé et l'appendice du manuel de mécanique quantique : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I et II*, *op. cit.*,

considéré en lui-même, indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance, est constitué de *systèmes matériels* (ou plus brièvement « systèmes ») qui se situent dans l'*espace* et le *temps*[1], et qui sont caractérisés par une grandeur physique *constante*, ou « propriété intrinsèque », la *masse*. Chaque système se compose lui-même d'un ou plusieurs *points matériels*[2], ayant une certaine masse[3].

À chaque instant, un système se trouve dans un *état physique* bien défini. Précisons qu'il est supposé ici qu'un système se trouve *en acte* dans un état physique bien défini. Pour garder à la mémoire cette hypothèse tacite, nous parlerons dorénavant de l'« état physique *actuel* »[4]. L'état physique actuel d'un système détermine la valeur actuelle de chaque grandeur physique *variable*, ou « propriété dynamique », associée à ce système. La détermination de la valeur actuelle d'une grandeur physique – constante ou variable – correspond à *un attribut du système en lui-même* (d'où le recours à la notion de propriété). Il n'est pas question de relativiser cette valeur à nos moyens de connaissance.

Réciproquement, la connaissance de la valeur actuelle des grandeurs physiques variables associées un système, à un instant donné, permet de déterminer son état physique actuel, à cet instant. Suivant le formalisme de la mécanique classique, à chaque instant, les valeurs actuelles des deux grandeurs physiques que sont la *position* et la *quantité de mouvement*[5] des points matériels, qui composent un système, suffisent à déterminer complètement l'état physique actuel de ce système, à cet instant.

---

pp. 213-214 et pp. 1476-1491. Pour une présentation historique de la physique classique, *cf.* : de Broglie, L., *La physique nouvelle et les quanta*, Paris : Flammarion, 1974, Chap. I, II et III.

1. Dans la physique classique pré-relativiste, l'espace et le temps forment un cadre absolu. Newton écrit à ce propos : « le temps absolu, vrai et mathématique, sans relation à rien d'extérieur, coule uniformément, et s'appelle *durée* » et « l'espace absolu, sans relation aux choses externes, demeure toujours similaire et immobile » (Newton, I., *Principes mathématiques de la philosophie naturelle I*, tr. fr., Paris : Gabay, 1990, p. 58).
2. Ou « particules ponctuelles ».
3. La masse du système composé équivaut à la somme de la masse de chacun des points matériels qui le constituent.
4. À ne pas confondre avec « état physique *au moment présent* » (concernant cette précision de vocabulaire, *cf.* le début de l'Introduction).
5. La *quantité de mouvement* d'un point matériel est définie comme le produit de sa masse par sa vitesse.

Suivant la *loi d'inertie*, ou « première loi de la mécanique classique »[1], la quantité de mouvement d'un système qui n'interagit avec aucun autre système[2] reste constante[3]. Par rapport à un *référentiel d'inertie*, le mouvement du système en question reste inchangé : soit il reste dans un état de repos, soit il se déplace en ligne droite et à vitesse constante[4].

Seule l'interaction du système avec un autre système produit une modification de son mouvement. Lorsque deux systèmes interagissent, chacun d'eux exerce une *force* sur l'autre. Suivant le *principe de l'action et de la réaction,* ou « troisième loi de la mécanique classique »[5], lorsque deux systèmes interagissent, les forces qu'ils exercent l'un sur l'autre sont égales et opposées.

Dans la description classique, on conçoit ainsi chaque système comme étant soumis à l'action de *forces extérieures*. La *deuxième loi de la mécanique classique*[6] régit l'évolution de la quantité de mouvement d'un système sous l'influence de ces forces extérieures : à chaque instant, la dérivée par rapport au temps de la quantité de mouvement d'un système est égale à la résultante des forces qui s'exercent sur lui. Cette équation différentielle s'ajoute à celle qui détermine la position d'un système en fonction de sa quantité de mouvement : à chaque instant, la dérivée par rapport au temps de la position d'un système est égale à sa quantité de mouvement divisée par sa masse[7]. Ces deux équations différentielles correspondent aux deux équations d'évolution de la mécanique classique[8]. Elles offrent une formulation mathématique précise du principe du *déterminisme* qui caractérise la description classique : l'état physique actuel d'un système à un instant quelconque est déterminé de manière univoque (*i*) par les

1. Ou encore « première loi de Newton ».
2. On dit d'un tel système qu'il est « isolé » ou « libre ».
3. On montre que cette loi de conservation de la quantité de mouvement peut être dérivée de manière *a priori* à partir d'un principe de symétrie, celui de l'invariance par rapport aux translations dans l'espace (théorème de Noether). De manière équivalente, le principe de l'invariance par rapport aux rotations dans l'espace conduit à la loi de conservation du moment cinétique, et le principe de l'invariance par rapport aux translations dans le temps à la loi de conservation de l'énergie.
4. Auquel cas, le mouvement est dit « rectiligne uniforme ».
5. Ou « troisième loi de Newton ».
6. Ou « deuxième loi de Newton ».
7. Il s'agit en fait de l'équation à partir de laquelle on définit la quantité de mouvement.
8. La mécanique analytique correspond à une formulation alternative de la mécanique classique, une formulation qui, pour certains problèmes, se révèle plus commode. Les équations d'évolution de la mécanique classique correspondent alors aux « équations de Hamilton » ou « équations canoniques de la mécanique classique ».

équations d'évolution de la mécanique classique et (*ii*) par son état physique actuel à n'importe quel autre instant[1].

Le schéma descriptif lié à la mécanique classique, que nous venons de présenter de façon succincte, a été repris et prolongé avec succès dans plusieurs domaines de la physique macroscopique, tels que la *mécanique des corps déformables*, la *physique des fluides* ou l'*acoustique*.

Cette description classique ne porte que sur les corps matériels. Pour être complète, elle doit également intégrer les résultats de l'*électrodynamique classique*, la théorie élaborée par Maxwell concernant les phénomènes éléctromagnétiques – parmi lesquels il faut compter les phénomènes lumineux[2]. On associe alors à chaque système matériel une nouvelle grandeur physique constante, la *charge électrique*. L'interaction entre deux systèmes qui possèdent une charge électrique non nulle s'exprime par l'action réciproque d'une *force électrostatique*. La répartition et le mouvement des systèmes matériels électriquement chargés induisent des *champs électriques* et des *champs magnétiques*, qui satisfont aux équations de Maxwell et qui sont à l'origine de phénomènes de type ondulatoire. On admet alors que le monde est composé, non seulement de systèmes matériels, mais également de champs électromagnétiques[3].

### *1.2.4 Le statut des probabilités dans la description classique du monde*

Lorsque la situation physique met en jeu un très grand nombre de systèmes (typiquement de l'ordre de $10^{12}$ à $10^{25}$), il s'avère impossible, pour des raisons pratiques, de connaître l'état physique actuel initial de tous les systèmes et de calculer leur évolution individuelle *via* les

1. Cet énoncé est valable notamment si l'on prend comme *système* le *monde* lui-même. Laplace a rendu célèbre cette idée selon laquelle les physiciens pourraient *en principe* déterminer l'évolution de l'état physique actuel du monde : « Une intelligence qui pour un moment donné connaîtrait toutes les forces dont la nature est animée et la situation respective des êtres qui la composent, si [par] ailleurs elle était assez vaste pour soumettre ces données à l'analyse, embrasserait dans la même formule les mouvements des plus grands corps de l'univers et ceux du plus léger atome : rien ne serait incertain pour elle, et l'avenir, comme le passé, serait présent à ses yeux. » (Laplace, P.-S., *Essai philosophique sur les probabilités*, suivi d'*extraits de mémoires*, Paris : Christian Bougeois, 1986, pp. 32-33). À ce propos, *cf.* : Kojève, A., *L'idée du déterminisme dans la physique classique et dans la physique moderne*, Paris : Le Livre de Poche, 1990, pp. 46-69.
2. *Cf.* par exemple : Jackson, J., *Classical Electrodynamics*, New-York: Wiley, 1962.
3. Par souci de simplicité, notre attention portera, dans la suite de ce chapitre, uniquement sur les systèmes matériels, et non sur les champs électromagnétiques.

équations déterministes de la mécanique classique. Si l'on tient à rester dans le cadre descriptif de la mécanique classique, un traitement *statistique* s'impose. Les calculs portent alors sur des ensembles de systèmes et sur les moyennes des valeurs des grandeurs physiques qui sont associées à ces systèmes. Il est possible, en faisant appel aux *probabilités*, de prédire des comportements globaux pour un ensemble de systèmes.

C'est ainsi que la *mécanique statistique classique* permet de rendre compte de l'évolution de l'état physique actuel de systèmes *macroscopiques* à partir d'un calcul portant sur les sous-systèmes *microscopiques* composant ces systèmes macroscopiques[1]. L'état physique actuel d'un système macroscopique, qui détermine les valeurs des grandeurs macroscopiques sur ce système, peut être réalisé par un certain nombre de configurations microscopiques. On admet alors qu'il évolue naturellement vers un *état d'équilibre* qui correspond à l'état physique le plus probable, à savoir l'état physique réalisé par le plus grand nombre de configurations microscopiques possibles. Il est supposé ici que pour un système macroscopique isolé et à l'équilibre, les différentes configurations microscopiques ont la même probabilité de se réaliser[2]. Par le biais de cette approche, la mécanique statistique classique a permis de retrouver les lois de la *thermodynamique*[3]. À ce propos, David Bohm écrit :

> La théorie des probabilités a apporté une contribution à notre compréhension de la relation entre les niveaux microscopiques et macroscopiques sans besoin ni d'un calcul précis et détaillé du mouvement de toutes les molécules [ou systèmes microscopiques] individuelles d'un grand agrégat, ni d'une connaissance précise des lois du niveau microscopique[4].

En mécanique statistique classique, on ne s'occupe plus de l'état physique *actuel* dans lequel se trouve chaque sous-système microscopique pris individuellement, mais uniquement des états physiques *possibles* dans lesquels peuvent se trouver les différents sous-systèmes microscopiques de l'ensemble considéré. Les probabilités permettent d'insérer ces possibilités

1. Pour une introduction à la mécanique statistique classique, *cf.* par exemple : Alonso, M. et Finn, E., *Physique générale*, *op. cit.*, Chap. 14. Pour une présentation plus complète, *cf.* par exemple : Diu, B., Guthmann, C., Lederer, D. et Roulet, B., *Éléments de physique statistique*, Paris : Hermann, 1989.
2. Cette hypothèse est parfois appelée « postulat fondamental de la mécanique statistique » (*cf.* : *ibid.*, p. 145).
3. La thermodynamique porte sur les propriétés de systèmes macroscopiques. Elle permet de rendre compte des transformations d'énergie (en particulier : transformations de chaleur en travail mécanique et inversement). La thermodynamique est une théorie phénoménologique : elle se base sur l'étude des phénomènes physiques à l'échelle macroscopique. Dans cette théorie, on ne s'occupe pas du comportement des sous-systèmes microscopiques dont sont composés les systèmes macroscopiques étudiés.
4. Bohm, D., *Causality and Chance in Modern Physics*, London: Routledge & Kegan Paul, 1984, p. 56.

dans une structure mathématique bien définie : à chaque possibilité correspond une probabilité déterminée. À la manière de Gilles-Gaston Granger, on peut donc concevoir le probable « comme [une] mesure du possible »[1].

La notion du possible qui se révèle pertinente dans le contexte de la mécanique statistique classique, semble-t-il, est celle du possible épistémique, le possible conçu comme reflet d'une connaissance incomplète de ce qui est actuel (acception *a*)[2]. Corrélativement, nous pouvons déterminer le statut des probabilités dont il est fait usage ici. Celles-ci correspondent à l'outillage mathématique permettant d'exprimer de manière précise la connaissance incomplète de ce qui est ou sera actuel (et ce, dans le but de décrire le comportement de systèmes macroscopiques). Les probabilités interprétées de cette manière sont appelées « probabilités subjectives »[3]. Nous pouvons dire qu'il s'agit d'une « interprétation épistémique »[4] des probabilités, dans la mesure où elle renvoie à l'état de la connaissance d'un sujet.

Dans le cadre de la description classique, tout phénomène physique décrit au moyen d'une loi probabiliste, que l'on considère communément comme étant le produit du *hasard*, suit en réalité un déterminisme strict. Ce qui signifie que le hasard ne doit pas être hypostasié. Comme le souligne Laplace, « le hasard n'a […] aucune réalité en lui-même : ce n'est qu'un terme propre à désigner notre ignorance sur la manière dont les différentes parties d'un phénomène se coordonnent entre elles et avec le reste de la Nature »[5]. Suivant la mécanique statistique classique, décrire l'état physique actuel de chacun des sous-systèmes microscopiques dont se compose un système macroscopique demeure possible en principe. Alexandre Kojève écrit en ce sens que, eu égard à la physique classique, « toutes les lois statistiques doivent et, en principe, peuvent être remplacées par des lois causales exactes, qui seules donnent une image exacte et détaillée, adéquate et complète de l'évolution objective »[6].

1. Granger, G.-G., *Le probable, le possible et le virtuel*, *op. cit.*, p. 130.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.2.
3. Ou aussi « probabilités épistémiques » (*cf.* : van Fraassen, B., *The Scientific Image*, Oxford: Oxford University Press, 1980, p. 165).
4. Expression de Ian Hacking, reprise par Donald Gillies, *cf.* : Gillies, D., *Philosophical Theories of Probability*, London: Routledge, 2000, pp. 19-20.
5. Laplace, P.-S., *Mémoires I*, in : Laplace, P.-S., *Essai philosophique sur les probabilités*, *op. cit.*, p. 222.
6. Kojève, A., *L'idée du déterminisme dans la physique classique et dans la physique moderne*, *op. cit.*, p. 89.

Autrement dit, la description probabiliste, en mécanique statistique classique, peut théoriquement être réduite à une description strictement déterministe[1].

À première vue, l'interprétation du statut des probabilités de la mécanique statistique classique ne semble pas problématique. Pourtant, ce point fait l'objet d'un débat philosophique important où s'opposent de nombreuses interprétations[2] : l'interprétation « classique » des probabilités de Laplace[3], l'interprétation « logique » de John Keynes[4], Wittgenstein[5] et Rudolf Carnap[6], l'interprétation « subjective » de Frank Ramsey[7] et Bruno de Finetti[8], l'interprétation « fréquentiste » de Richard von Mises[9] et Hans Reichenbach[10], l'interprétation « propensionniste » de Karl Popper[11], etc. D'après nous, ces diverses interprétations ne sont pas toutes en conflit direct, étant donné qu'elles ne traitent pas toutes

1. Suivant la terminologie de Henry Margenau, nous pouvons parler, en ce sens, de « probabilités réductibles » (Margenau, H., "Measurements and Quantum States", *Philosophy of Science* **30** (1963), pp. 7-11). Sur cette notion, *cf.* : *infra*, Sous-Section 5.2.3.
2. Pour un exposé et une discussion de ces diverses interprétations, *cf.* : Gillies, D., *Philosophical Theories of Probability*, *op. cit.* ; Bitbol, M., *Mécanique quantique, une introduction philosophique*, Paris : Flammarion, 1996, pp. 87-116 ; Hájek, A., "Interpretations of Probability", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2003/entries/probability-interpret/, 2003.
3. Laplace, P.-S., *Essai philosophique sur les probabilités*, *op. cit.*.
4. Keynes, J., *A Treatise on Probability*, London: Macmillan, 1921.
5. Wittgenstein, L., *Tractatus logico-philosophicus*, in : Wittgenstein, L., *Tractatus logico-philosophicus*, suivi de *Investigations philosophiques*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1961, 5.15-5.156.
6. Carnap, R., *Logical Foundations of Probability*, Chicago: University of Chicago Press, 1962.
7. Ramsey, F., "Truth and Probability", in: Ramsey, F., *The Foundations of Mathematics, and other Logical Essays*, New-York: The Humanities Press, 1950, pp. 156-198.
8. De Finetti, B., *Theory of Probability: A Critical Introductory Treatment, Vol. 1*, tr. angl., Chichester: Wiley, 1990.
9. Von Mises, R., *Probability, Statistics and Truth*, tr. angl., London: Allen and Unwin, 1957.
10. Reichenbach, H., *The Theory of Probability: An Inquiry into the Logical and Mathematical Foundations of the Calculus of Probability*, tr. angl., Berkeley: University of California Press, 1949.
11. Popper, K., *L'univers irrésolu, plaidoyer pour l'indéterminisme*, tr. fr., Paris : Hermann, 1984 ; Popper, K., *La théorie quantique et le schisme en physique, post-scriptum à la logique de la découverte scientifique III*, tr. fr., Paris : Hermann, 1996 ; Popper, K., *Un univers de propensions, deux études sur la causalité et l'évolution*, tr. fr., Paris : Éditions de l'Éclat, 1992.

du même aspect des probabilités. Afin de clarifier la discussion, nous proposons de distinguer trois aspects différents des probabilités[1] :

**1.** L'axiomatique des probabilités
**2.** La détermination concrète des probabilités
**3.** Le statut des probabilités

L'*axiomatique des probabilités* est une question peu controversée. Une grande partie des philosophes qui traitent de l'interprétation des probabilités supposent que ces dernières satisfont à ce que l'on nomme l'« axiomatique moderne de la théorie des probabilités », ou « théorie classique des probabilités », due à Andreï Kolmogorov[2]. Soit $S$ l'ensemble des événements pouvant survenir lors d'une expérience donnée. Suivant la théorie classique des probabilités, une *probabilité*, ou *fonction de probabilité classique*, est une fonction $p$ définie sur un tel ensemble $S$, qui, pour tout sous-ensemble $E$ de $S$, vérifie[3] :

**Axiome 1 :** $0 \leq p(E) \leq 1$

**Axiome 2 :** $p(\varnothing) = 0$ et $p(S) = 1$

et pour toute paire de deux sous-ensembles $E_1$ et $E_2$ de $S$ qui sont mutuellement exclusifs (*i.e.* $E_1 \cap E_2 = \varnothing$), vérifie :

**Axiome 3 :** $p(E_1 \cup E_2) = p(E_1) + p(E_2)$

où $E_1 \cap E_2$ et $E_1 \cup E_2$ sont respectivement l'« intersection » et l'« union » de $E_1$ et $E_2$, et où $\varnothing$ désigne l'ensemble vide.

1. Il est à signaler que certains philosophes des probabilités ne seraient pas prêts à accepter la distinction qui suit. Par exemple, les fréquentistes rejettent tacitement la distinction proposée entre « la détermination concrète des probabilités » et « le statut des probabilités ».
2. Kolmogorov, A., *Foundations of the Theory of Probability*, tr. angl., New-York: Chelsea Publishing Co., 1950. D'autres axiomatisations restent toutefois possibles. Mentionnons en particulier l'axiomatisation qui prend la *probabilité conditionnelle* comme notion primitive. À ce sujet, *cf.* par exemple : Hájek, A., "Interpretations of Probability", *op. cit.*, p. 3.
3. Nous reprenons ici la présentation de Sheldon Ross (Ross, S., *Initiation aux probabilités*, tr. fr., Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1990, p. 27). Nous reviendrons sur les propriétés algébriques de l'ensemble $S$ sur lequel la fonction de probabilité classique est définie à la Sous-Section 5.3.5.

Portons notre attention sur la *détermination concrète des probabilités*, c'est-à-dire sur la manière dont les physiciens déterminent en pratique la valeur des probabilités auxquelles ils ont recours pour faire des prédictions à propos d'une expérience donnée. Deux méthodes peuvent distinguées : la méthode *a priori* et la méthode *a posteriori*. Pour déterminer les probabilités de manière *a priori*, il est besoin de mettre en évidence les symétries du modèle théorique rendant compte de la situation physique – on supposera que ce modèle théorique intègre toutes les données théoriques et empiriques dont disposent les physiciens. Ces symétries permettent d'identifier les événements qui, dans ce modèle théorique, sont équivalents à une transformation près[1]. Une probabilité identique peut être assignée à ces événements, ils peuvent être considérés comme *équiprobables*[2]. Les probabilités peuvent ainsi être déterminées de manière *a priori*. Il s'agit là d'une méthode particulière de détermination des probabilités. Toutefois, rien ne nous impose de soutenir que les probabilités doivent être considérées uniquement suivant cette perspective *a priori*.

Les probabilités relatives à une situation physique donnée peuvent également être déterminées de manière empirique, donc de manière *a posteriori*. Il convient, pour ce faire, de répéter un très grand nombre de fois la même expérience. La probabilité de survenue d'un événement pour une nouvelle expérience, dans la même situation physique, peut être tenue pour égale à la fréquence relative de la survenue de cet événement lors des expériences passées[3]. Cette méthode s'avère pertinente uniquement si la fréquence relative de la survenue

1. Par exemple : translation ou rotation dans l'espace, translation dans le temps.
2. C'est en substance ce que nous apprend le « Principe d'Indifférence » (*cf.* : Keynes, J., *A Treatise on Probability*, *op. cit.*, p. 41). Signalons que ce principe a fait l'objet de critiques. En particulier, Joseph Bertrand s'est efforcé de mettre en lumière des contradictions qui découlent de l'application de ce principe dans certaines situations. On peut cependant reprocher aux situations discutées par Bertrand d'être mal définies. À ce propos, *cf.* par exemple : van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, tr. fr., Paris : Vrin, 1994, Chap. XII ; Gillies, D., *Philosophical Theories of Probability*, *op. cit.*, pp. 33-49. Van Fraassen et Gillies, indépendamment l'un de l'autre, estiment que les critiques adressées au principe d'indifférence tendent à montrer que celui-ci n'est pas valable dans le cadre d'une approche où il est question de *fonder* les probabilités. Néanmoins, nous nous plaçons ici du point de vue de la méthode employée par les physiciens pour *déterminer les probabilités dans la pratique*. Or, *de fait*, le principe d'indifférence est appliqué en mécanique statistique classique (*i.e.* les différentes configurations microscopiques sont considérées comme équiprobables).
3. Soit $N$ le nombre d'expériences réalisées dans une situation physique donnée, et soit $n(e)$ le nombre d'occurrences de l'événement $e$ lors de ces $N$ expériences. Par définition, la fréquence relative de $e$ vaut $n(e)/N$.

de l'événement se *stabilise* autour d'une certaine valeur lorsque l'expérience est répétée un très grand nombre de fois. Sous l'hypothèse d'une telle stabilisation, il paraît raisonnable de penser que, dans l'idéal, si deux physiciens pouvaient réaliser chacun un nombre infini de fois l'expérience, alors ils trouveraient la même fréquence relative, et par conséquent, attribueraient la même valeur à la probabilité d'occurrence de l'événement en question pour une nouvelle expérience à venir.

Soulignons qu'il n'est question ici que d'une méthode de détermination des probabilités. De notre point du vue, les probabilités ne sont pas identifiables, en tant que telles, à des fréquences relatives, comme l'affirment les tenants de l'interprétation fréquentiste, tels que von Mises ou Reichenbach.

Von Mises soutient que les probabilités ne sont rien d'autre que des fréquences relatives limites, c'est-à-dire qu'elles correspondent strictement aux valeurs des fréquences relatives à la limite où le nombre des expériences réalisées est infini. D'après lui, il est « illégitime »[1] d'employer le terme « probabilité » lorsqu'il n'est question que d'un événement singulier, un événement pouvant survenir lors d'une expérience qui n'est réalisée qu'une seule fois. Par exemple, « l'expression "la probabilité de mourir", lorsqu'elle fait référence à une unique personne, n'a aucune signification »[2]. En accord avec von Mises, Reichenbach écrit que « l'énoncé sur la probabilité d'un cas unique ne possède pas de sens en lui-même, mais renvoie à une manière de parler elliptique », et ajoute : « pour acquérir un sens, l'énoncé doit être traduit en un énoncé à propos d'une fréquence dans une séquence d'expériences répétées »[3].

Cette interprétation ne rend cependant pas compte de la pratique, elle n'est que normative. De fait, les probabilités sont parfois employées pour effectuer des prédictions portant sur des événements qui peuvent survenir dans des situations physiques n'ayant jamais été observées dans le passé. Et dans ce cas, seules les symétries des modèles théoriques que nous faisons de ces situations physiques peuvent nous permettre de déterminer la probabilité de survenue des événements en question, seule la méthode de détermination *a priori* est alors pertinente. Bien que nous ne traduisions pas ces probabilités en termes de fréquences relatives, faut-il en conclure que celles-ci ne possèdent aucun sens pour nous ou que ce sens nous transcende, comme l'affirme Reichenbach ?

1. Von Mises, R., *Probability, Statistics and Truth*, *op. cit.*, p. 20.
2. *Ibid.*, p. 11.
3. Reichenbach, H., *The Theory of Probability*, *op. cit.*, p. 377.

Il est à signaler que dans la pratique scientifique, les probabilités déterminées de manière *a priori* peuvent être confrontées aux probabilités déterminées par l'expérience. Les modèles théoriques ayant permis la détermination *a priori* des probabilités peuvent ainsi être testés expérimentalement.

Ces deux méthodes de détermination des probabilités sont d'ailleurs celles que reconnaissent les spécialistes de la physique statistique. Citons par exemple Bernard Diu, Claudine Guthermann, Daniel Lederer et Bernard Roulet :

> D'une manière générale, il y a essentiellement *deux manières d'évaluer les probabilités* […]. La première est applicable dans les situations où il y a *symétrie* entre tous les événements […], auquel cas ces événements sont tous *également probables* (c'est-à-dire que leurs probabilités sont égales, et donc déterminées par la condition de normalisation) ; la seconde est complètement générale, mais exige une *étude statistique préalable* du système considéré, étude qui conduit à une *mesure des probabilités* à partir de leur définition[1].

Que dire de l'interprétation du *statut des probabilités* ? Une façon utile de classer les diverses interprétations à ce sujet est d'opérer la distinction entre interprétations *épistémiques* et *objectives*[2]. Les interprétations épistémiques associent les probabilités à notre connaissance incomplète de ce qui est actuel. D'après ces interprétations, il est supposé que les probabilités peuvent être déterminées de manière *a priori* par les symétries du modèle théorique, mais aussi de manière *a posteriori* par les fréquences relatives. Gardons-nous ici de rentrer dans un exposé précis des diverses interprétations épistémiques et de prendre parti pour l'une ou l'autre. Nous nous contenterons d'indiquer que suivant les interprétations épistémiques dites « classique » et « logique », les probabilités renvoient à la connaissance incomplète d'un sujet rationnel, et elles sont identiques pour tout sujet rationnel qui possède les mêmes données théoriques et empiriques[3]. Par contraste, suivant l'interprétation épistémique dite

1. Diu, B. *et al.*, *Éléments de physique statistique*, *op. cit.*, p. 953. Dans le passage cité, l'expression « mesure des probabilités » semble être mal choisie. Selon nous, il n'est jamais question de *mesurer* des probabilités (*i.e.* les probabilités ne sont pas le genre de choses que l'on peut constater lors d'une mesure). Une mesure ne fournit jamais qu'un « résultat ». À partir des résultats successifs, on obtient des fréquences relatives. Les probabilités, instruments prédictifs pour de futures mesures, peuvent alors être déterminées sur la base de la connaissance de ces fréquences relatives.
2. *Cf.* : Gillies, D., *Philosophical Theories of Probability*, *op. cit.*, p. 2.
3. Ce point a surtout été souligné par Keynes. D'après lui, « la Théorie des Probabilités est logique […] parce qu'elle a pour objet le degré de croyance qu'il est *rationnel* d'avoir dans des conditions données, et non les

« subjective », les probabilités doivent être associées au degré de croyance d'un individu particulier[1]. Pour simplifier, nous ferons abstraction des précisions de ce type, sujettes à controverse, et parlerons dorénavant de « *l'*interprétation épistémique ».

Contrairement à l'interprétation épistémique, les interprétations objectives assignent un statut *objectif* aux probabilités au sens où celles-ci ne seraient pas le reflet de l'état épistémique d'un sujet connaissant. L'interprétation fréquentiste se veut une telle interprétation des probabilités. Le raisonnement est le suivant : les fréquences relatives traduisent une certaine régularité dans les phénomènes observés ; de ce fait, elles peuvent être considérées comme possédant un statut objectif en un sens empiriste ; les probabilités se voient assigner ce même statut objectif puisqu'elles sont identifiables à des fréquences relatives limites.

Néanmoins, si l'on admet, comme nous l'avons proposé plus haut, que les fréquences relatives ne sont qu'un moyen de détermination des probabilités, qu'elles ne sont pas *stricto sensu* assimilables à des probabilités, il n'existe aucune raison d'assigner un statut objectif aux probabilités elles-mêmes (au sens de l'interprétation fréquentiste). Pour cette raison, nous ne devrions pas considérer l'interprétation fréquentiste comme une interprétation acceptable du statut des probabilités. Tout au plus offre-t-elle un certain éclairage sur le moyen *a posteriori* de détermination des probabilités, basé sur les fréquences relatives.

L'interprétation propensionniste avancée par Popper correspond à une autre interprétation objective du statut des probabilités[2]. Soit une situation physique qui met en jeu un certain système dans certaines conditions expérimentales. Selon Popper, la probabilité de la survenue d'un événement particulier, dans cette situation physique, doit être interprétée comme une *propriété de la situation physique*. Il s'agit alors non pas d'une propriété *catégorique* – une propriété *actuelle* et *bien définie* –, mais d'une propriété *dispositionnelle*, ou « propension ». Suivant cette interprétation, la fréquence relative de la survenue d'un événement correspond à l'une des conséquences observables d'une telle propension. Popper substitue ainsi à l'image

croyances que possèdent des individus particuliers à un instant donné, lesquelles peuvent ou non être rationnelles. » (Keynes, J., *A Treatise on Probability*, *op. cit.*, p. 4).

1. *Cf.* par exemple : Ramsey, F., "Truth and Probability", *op. cit.*.
2. Dans un premier temps, Popper avait défendu une interprétation fréquentiste des probabilités (*cf.* : Popper, K., *La logique de la découverte scientifique*, tr. fr., Paris : Payot, 1973, Chap. VIII). C'est principalement pour rendre compte de la probabilité de survenue d'un événement singulier qu'il a abandonné l'interprétation fréquentiste en faveur de l'interprétation propensionniste.

d'un monde caractérisé par des propriétés catégoriques, celle d'un monde dont les propriétés ne sont que dispositionnelles.

Cette image s'accorde avec le rejet par Popper de la « doctrine métaphysique du déterminisme »[1] au profit de l'idée suivant laquelle le monde est intrinsèquement indéterministe. Si l'état physique du monde à un instant donné se caractérise par des propensions, c'est-à-dire par un champ de possibles, c'est que son état physique futur ne peut être que partiellement déterminé. « Le monde, écrit Popper, n'est plus une machine causale : on peut le considérer maintenant comme un univers de propensions, un processus de déploiement de possibilités en voie d'actualisation, et de *nouvelles* possibilités »[2]. Il est question ici du possible ontologique (acception *b*)[3].

Il est vrai que les réflexions de Popper concernant l'interprétation de la mécanique quantique ont influencé son interprétation des probabilités ainsi que son positionnement en faveur de l'idée d'un monde indéterministe. Mais en réalité, Popper considère que la mécanique classique, elle-même, à l'instar de la mécanique quantique, appelle à une interprétation objective des probabilités et conduit à admettre l'idée de l'indéterminisme du monde. D'après lui, « la mécanique classique de Newton est, en principe, indéterministe »[4]. Il justifie cette affirmation, pour le moins surprenante, comme suit : les probabilités de la mécanique statistique classique sont objectives, elles renvoient à des propensions ; ce qui implique qu'il n'existe pas de déterminisme sous-jacent ; pour être cohérent avec cette interprétation, nous devons considérer que la mécanique classique est en fait, elle-même, fondamentalement, indéterministe[5].

Nous pouvons être sceptiques vis-à-vis de cette argumentation, et en particulier, vis-à-vis de l'idée selon laquelle il n'existerait pas de déterminisme sous-jacent aux prédictions probabilistes de la mécanique statistique classique. *De fait*, l'hypothèse du déterminisme correspond à l'une des prémisses sur lesquelles se fonde la mécanique statistique classique – ce que nous avons souligné précédemment. L'interprétation propensionniste des probabilités

1. Popper, K., *L'univers irrésolu*, *op. cit.*, p. 6.
2. Popper, K., *Un univers de propensions, op. cit.*, pp. 40-41.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.2.
4. Popper, K., *L'univers irrésolu*, *op. cit.*, p. 103. *Cf.* aussi : Popper, K., *Un univers de propensions, op. cit.*, p. 48.
5. À propos de cette argumentation, *cf.* : Clark, P., "Popper on Determinism", in : O'Hear, A. (ed.), *Karl Popper: Philosophy and Problems*, *Royal Institute of Philosophy Supplement* **39** (1995), pp. 159-162.

ne semble être pertinente que pour l'interprétation de la mécanique quantique[1]. Bien que ce point mérite plus ample discussion, il paraît raisonnable au vue des considérations précédentes de faire l'hypothèse que l'interprétation épistémique correspond à l'unique interprétation du statut des probabilités qui est tenable *dans le cadre de la description classique*.

En résumé, les probabilités dont il est fait usage dans la description classique :

(*i*) sont définies conformément à l'axiomatique moderne de la théorie des probabilités,

(*ii*) peuvent être déterminées soit de manière *a priori* (*via* les symétries du modèle théorique), soit de manière *a posteriori* (*via* les fréquences relatives), et

(*iii*) possèdent un statut subjectif (*i.e.* elles permettent d'insérer dans une structure mathématique précise notre connaissance incomplète de ce qui est ou sera actuel).

### *1.2.5 Le processus de la mesure dans la description classique du monde*

De quelle manière l'expérience nous donne-t-elle accès à ce qui est actuel dans le monde ? Suivant la description classique, il est possible de connaître la valeur actuelle d'une grandeur physique – constante ou variable – associée à un système en effectuant une *mesure* appropriée. Le processus de la mesure est un processus physique qui se base sur l'interaction entre un *appareil de mesure* et le *système étudié* (ou *système*). Cette interaction possède la particularité de produire un *résultat*. Ce résultat est indiqué, par exemple, par la position de l'aiguille sur le cadran de l'appareil de mesure. Sur le cadran figure une *échelle graduée* à laquelle est associée une certaine *unité*[2]. La position de l'aiguille sur l'échelle graduée permet d'assigner une valeur numérique à la grandeur physique mesurée[3].

1. *Cf. infra*, Section 3.3.
2. Cette échelle graduée est fixée par une procédure d'« étalonnage ». L'étalonnage consiste à établir une relation entre la position de l'aiguille indicatrice et la valeur de la grandeur physique à mesurer, et ce, en effectuant deux mesures sur des systèmes pour lesquels on connaît déjà la valeur de la grandeur physique en question.
3. Christian Gruber écrit à ce sujet que « l'appareil établit une correspondance entre la valeur de [la grandeur physique mesurée] et la position d'une aiguille ; l'unité définit une échelle graduée sur le cadran » (Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, p. 23).

Dans la pratique, il existe toujours une certaine « erreur expérimentale »[1] qui impose une limitation à la précision de la mesure. Cette erreur est liée aux imperfections du dispositif expérimental. L'appareil de mesure peut notamment générer un « bruit de fond », qui altère la précision du résultat. L'erreur expérimentale est fonction de l'état d'avancement des techniques et des savoir-faire[2]. Suivant la description classique, elle peut être rendue arbitrairement petite. « Il est possible, écrit Christian Gruber, de mesurer les grandeurs avec l'*exactitude* que l'on désire, c'est uniquement un problème de technologie »[3].

Qu'il y ait une « interaction » entre l'appareil et le système signifie qu'ils exercent une action l'un sur l'autre. Par son action sur l'appareil, le système transmet l'information relative à la valeur actuelle de la grandeur physique mesurée. Quant à l'action de l'appareil sur le système, elle est considérée comme *perturbatrice*, puisqu'elle peut modifier la valeur actuelle de la grandeur physique mesurée. À ce propos, Marcelo Alonso et Edward Finn donnent l'exemple suivant :

> Quand nous mesurons la température d'un corps, nous le mettons en contact avec un thermomètre. Cependant, une fois mis ensemble, il s'échange une certaine énergie ou « chaleur » entre le corps et le thermomètre : il en résulte un léger changement de température du corps, et par suite une modification de la quantité que nous voulons mesurer[4].

Lorsque le système étudié est macroscopique, l'appareil peut être construit de sorte que son action perturbatrice soit *négligeable* vis-à-vis de l'erreur expérimentale. En revanche, lorsque la mesure porte sur un système microscopique, l'action perturbatrice de l'appareil est de l'ordre de grandeur de l'action du système. Elle ne peut, dans ce cas, être considérée comme négligeable. Toutefois, en droit, il existe la possibilité de soustraire par le calcul l'effet de l'appareil, et de déterminer par ce moyen la valeur actuelle de la grandeur physique mesurée. En d'autres termes, il est possible de distinguer, dans le résultat obtenu, la contribution de l'appareil et celle du système.

---

1. *Cf.* par exemple : Alonso, M. et Finn, E., *Physique générale*, *op. cit.*, p. 16.
2. Pour pallier à l'imprécision du résultat, on peut faire appel à des procédures expérimentales et à des techniques de « traitement des données ». Il s'agit, par exemple, d'effectuer des « expériences de contrôle » pour estimer le bruit et le soustraire par le calcul, ou de répéter un grand nombre de fois la même expérience et d'effectuer un calcul statistique. À ce sujet, *cf. infra*, Sous-Section 4.3.8.
3. Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, p. 2.
4. *Cf.* par exemple : Alonso, M. et Finn, E., *Physique générale*, *op. cit.*, p. 16.

Par conséquent, quelle que soit la dimension du système étudié, la mesure d'une grandeur physique sur ce système est *fidèle*, c'est-à-dire révèle la valeur actuelle que possédait cette grandeur physique immédiatement avant la mesure.

Ces précisions concernant le processus de la mesure dans la description classique sont celles que l'on trouve aujourd'hui dans les manuels de mécanique classique. L'attention portée sur la manière dont se déroule ce processus de la mesure était probablement moins grande avant l'élaboration de la mécanique quantique, c'est-à-dire avant les années 1920. Ce n'est que rétrospectivement, après avoir pris conscience des problèmes liés au processus de la mesure en mécanique quantique[1], que les physiciens ont explicité les hypothèses relatives au processus de la mesure dans la description classique. Tel est le cas, en particulier, de la dernière hypothèse qu'il nous faut maintenant mentionner.

Dans le cadre de la description classique, il est supposé possible, en principe, de réaliser *simultanément*, et avec une précision arbitrairement grande, la mesure de toutes les grandeurs physiques sur un même système. Il est possible, par exemple, de mesurer simultanément la position et la quantité de mouvement[2]. Les seules difficultés que peuvent éventuellement rencontrer les physiciens, dont l'intention est de réaliser simultanément la mesure de plusieurs grandeurs physiques, sont d'ordre technique. Mais ces difficultés techniques ne sont pas insurmontables. En théorie, la mesure d'une certaine grandeur physique sur un système n'impose aucune limitation à la mesure simultanée d'une autre grandeur physique sur le même système.

En bref, suivant la description classique :

(*i*) la mesure d'une grandeur physique sur un système révèle la valeur actuelle que possédait cette grandeur physique immédiatement avant la mesure,

(*ii*) elle peut être réalisée avec une précision arbitrairement grande, et

(*iii*) il est possible d'effectuer simultanément, et avec une précision arbitrairement grande, la mesure de toutes les grandeurs physiques sur le même système.

1. *Cf. infra*, Chapitre 2.
2. Nous verrons que cela est impossible dans le cadre de la mécanique quantique (*cf. infra*, Sous-Sections 2.2.1 et 2.2.2).

Il existe aujourd'hui une théorie axiomatisée de la mesure[1]. Comme le remarque Brigitte Falkenburg, cette théorie fournit un cadre mathématique très précis, mais demeure « neutre » sur le plan métaphysique[2]. La description du processus de la mesure que nous venons de présenter, quant à elle, repose sur un ensemble d'hypothèses d'ordre métaphysique. En particulier, il est supposé que la grandeur physique mesurée représente une propriété qui appartient en propre au système étudié. Une telle hypothèse n'apparaît acceptable que si l'on adhère au réalisme scientifique ou à une position similaire. Par la suite, nous verrons qu'en mécanique quantique, une description réaliste de la mesure s'avère très problématique.

### *1.2.6 La description classique du monde en termes d'événements physiques*

Dans le cadre de la description classique, les phénomènes physiques prennent place dans l'*espace* et le *temps*. C'est pourquoi chaque phénomène physique peut être décomposé en *événements physiques*. Suivant la définition de Gruber, un « événement physique » correspond à un « phénomène élémentaire défini par un lieu et un instant déterminés »[3]. Lorsque les physiciens parlent d'un « événement physique », ils se réfèrent typiquement au changement de l'état physique actuel d'un système, lequel se produit de manière localisée dans l'espace et le temps. Néanmoins, la notion d'événement physique n'est pas nécessairement synonyme de changement. Il est également possible d'identifier la persistance d'un système dans un certain état physique actuel, durant un certain intervalle de temps, à une série d'événements physiques. D'une manière générale, nous dirons que les propositions de la forme « Le système $S$ se trouve, à l'instant $t$, dans l'état physique actuel $\rho$. » ou « La valeur actuelle de la grandeur physique $A$ associée au système $S$, à l'instant $t$, est $a$. » font référence à des événements physiques, lesquels peuvent se noter respectivement $e_{t,\rho^S}$ et $e_{t,(A,a)^S}$.

On remarquera que les événements physiques, auxquels il est fait référence dans les deux propositions précédentes, ne sont paramétrisés, de manière explicite, que par le temps et non par la position dans l'espace. Mais cela ne signifie pas que ces événements physiques ne

1. Krantz, D., Luce, D., Suppes, P. and Tversky, A., *Foundations of Measurement, I, II and III*, New-York: Academic Press, 1971-1990. Pour les détails historiques concernant l'origine et le développement de cette théorie, *cf.* : Falkenburg, B., "Incommensurability and Measurement", *Theoria – Secunda Epoca* **12** (1997), p. 470.
2. *Ibid.*, p. 472.
3. Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, p. 12.

surviennent pas en un certain lieu. On peut, par exemple, rapporter le lieu de leur survenue à la position du système concerné. Manifestement, ce point ne prête pas à discussion lorsqu'il s'agit d'événements physiques qui concernent des champs électromagnétiques ou gravifiques, et auxquels nous pouvons faire référence au moyen de propositions de la forme « La valeur actuelle du champ $B$, à l'instant $t$ et au lieu $x$, vaut $b$. ».

Il est donc possible de reformuler la description classique en termes d'événements physiques. Par ce biais, il devient d'autant plus évident que la description classique porte essentiellement sur ce qui est *actuel*, c'est-à-dire sur ce qui, à chaque instant, se produit *effectivement*, et ce, indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance. « Les événements, écrit Granger, […] sont l'actualité par excellence »[1]. Rappelons que le terme « événement » vient du latin « *eventus* » qui signifie « ce qui arrive ». Il désigne, non pas ce qui est en attente, ce qui est seulement *potentiel*, mais ce qui survient, ce qui est *en acte*.

L'emploi de la notion d'événement physique présente l'avantage de clarifier le lien qui rattache la *description* d'un phénomène physique à l'*expérience*, plus précisément, aux résultats de mesures qui sont relatifs à ce phénomène physique. En effet, un *résultat de mesure* se voit interprété comme un *événement physique* (*i*) qui survient de lui-même dans le monde – au même titre que les autres événements physiques – et (*ii*) qui possède la particularité de pouvoir être constaté. Chaque mesure offre aux physiciens une information sur le phénomène physique : elle met en évidence l'un des événements physiques qui le compose. Tout événement physique qui survient dans le monde peut, en principe, être constaté par les physiciens dans le contexte d'une mesure appropriée. Il est supposé que si la description du phénomène physique est complète, les événements physiques constatés lors des mesures seront en parfait accord avec cette description, ils seront exactement ceux que la description permet d'anticiper. Cela revient à dire que dans le cas idéal d'une description complète, il existe une parfaite *continuité*, sur le plan descriptif, entre la phase où les physiciens n'effectuent pas de mesure et la phase où ils effectuent une mesure[2].

1. Granger, G.-G., *Le probable, le possible et le virtuel*, *op. cit.*, p. 165.
2. Nous verrons qu'en mécanique quantique, l'existence d'une telle continuité est remise en question (*cf.* supra, Sous-Sections 1.5.3 et 2.7.3).

## 1.3 Vers une ontologie d'événements

### *1.3.1 L'ordre causal des événements physiques suivant la théorie de la relativité*

On présente souvent la *théorie de la relativité* – restreinte et générale – comme une théorie « révolutionnaire ». Pour autant, cette théorie a-t-elle bouleversé la description classique du monde dérivée de la mécanique classique ? Il s'avère en fait que la théorie de la relativité, lorsqu'elle est considérée dans une perspective *réaliste*, permet d'affiner la description classique du monde. Comme le souligne de Broglie, « malgré le caractère si nouveau et presque si révolutionnaire des conceptions einsteiniennes, […] la théorie de la relativité est en quelque sorte le couronnement de la physique classique »[1]. Partageant la même opinion, Bohr écrit que « la théorie de la relativité répond particulièrement bien à l'idéal classique d'unité et de connexion causale dans la description des phénomènes »[2]. Il précise qu'avec cette théorie, on « conserve encore rigoureusement l'idée de la réalité objective des phénomènes qui font l'objet de nos observations »[3]. À l'instar de la mécanique classique, la théorie de la relativité se prête plutôt bien à une interprétation conforme aux thèses du réalisme scientifique[4]. Pour cette raison, il est possible de tenir compte de cette nouvelle théorie pour prolonger la description classique du monde.

D'après la théorie de la relativité, les événements physiques surviennent, non pas dans un espace et un temps tous deux absolus, comme on le supposait en mécanique classique, mais dans un cadre appelé « espace-temps », qui lui seul peut être considéré comme absolu. Indiquons que la théorie de la relativité *restreinte* a été proposée par Einstein dans le dessein d'unifier la mécanique classique et l'électrodynamique classique[5]. L'incompatibilité initiale entre ces deux théories tient au fait que les équations de l'électrodynamique classique – les équations de Maxwell – ne sont pas invariantes sous les *transformations de Galilée*, c'est-à-

1. De Broglie, L., *La physique nouvelle et les quanta*, *op. cit.*, p. 105.
2. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 92.
3. *Idem*.
4. Signalons toutefois qu'une interprétation réaliste de cette théorie soulève un certain nombre de difficultés (*cf.* notamment les critiques de Poincaré). Il faut ajouter que des interprétations anti-réalistes de la théorie de la relativité sont également possibles (interprétations kantienne, pragmatiste, etc.).
5. Pour une présentation simple de cette théorie par Einstein, *cf.* : Einstein, A., *La théorie de la relativité restreinte et générale*, tr. fr., Paris : Gauthier-Villars, 1969. *Cf.* aussi : Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, Chap. 21. À propos de la démarche d'Einstein, *cf.* : Paty, M., *Einstein*, Paris : Les Belles Lettres, 1997, Chap. 4.

dire les transformations de la mécanique classique entre deux référentiels en translation uniforme l'un par rapport à l'autre[1]. Partant du postulat selon lequel la vitesse de la lumière dans le vide est une constante universelle – postulat corroboré par l'expérience –, Einstein a pu dériver de nouvelles transformations : les *transformations de Lorentz* qui laissent les équations de Maxwell invariantes[2]. Ces transformations font apparaître l'intrication des paramètres liés à l'espace et du paramètre lié au temps. Plus précisément, suivant la nouvelle théorie, les distances et les intervalles de temps ne sont plus invariants, mais relatifs à un référentiel particulier. Il n'est plus question d'un temps absolu, valable pour tout référentiel, mais uniquement d'un *temps propre* associé à chaque référentiel – un temps mesuré par les allers-retours de la lumière qui chemine entre deux miroirs disposés à une distance fixe dans le référentiel considéré[3]. Dans la théorie de la relativité restreinte, la paramétrisation des événements physiques est telle que la notion de « simultanéité » devient elle aussi relative à chaque référentiel : si deux événements physiques $e_A$ et $e_B$ sont simultanés dans un certain référentiel (*cf.* Figure 1.1), ils ne le sont pas dans un autre référentiel ; ils se succèdent alors (*cf.* Figure 1.2)[4]. De plus, d'un référentiel à un autre, l'ordre de la succession entre $e_A$ et $e_B$ peut être inversé (comparer Figure 1.2.*a* et Figure 1.2.*b*).

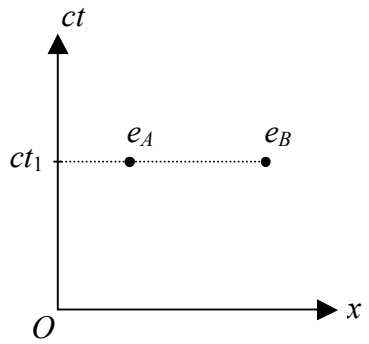
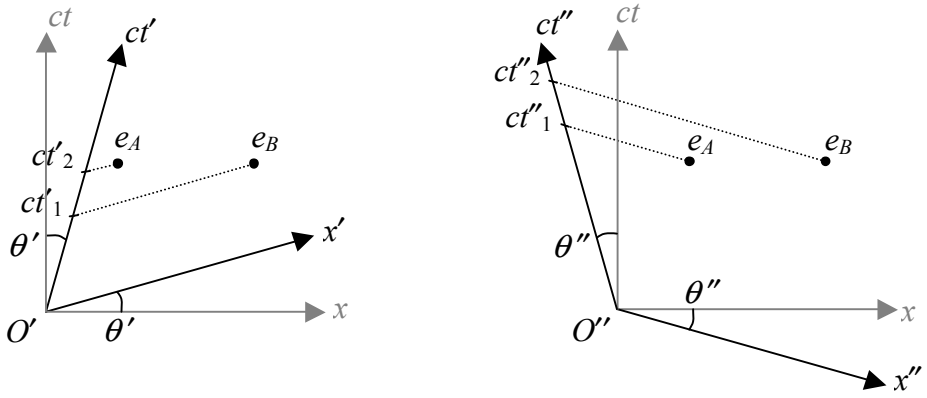



**Figure 1.1** Représentation de deux événements physiques $e_A$ et $e_B$ dans l'« espace de Minkowski », où $x$ est l'espace à 1 dimension et $ct$ la vitesse de la lumière multipliée par le temps. Le repère $Oxct$ caractérise un certain référentiel noté $\mathcal{R}$. Dans ce référentiel, $e_A$ et $e_B$ sont simultanés, ils surviennent au même instant $t_1$.

1. Pour l'expression mathématique des transformations de Galilée, *cf.* : Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, pp. 204-205.
2. Pour la dérivation et l'expression mathématique des transformations de Lorentz, *cf.* : *ibid.*, pp. 520-525.
3. *Ibid.*, p. 518.
4. Pour des précisions formelles, *cf.* : *ibid.*, p. 528.




(*a*) (*b*)

**Figure 1.2** Les repères $O'x'ct'$ et $O''x''ct''$ caractérisent deux référentiels $\mathscr{R}'$ et $\mathscr{R}''$ en translation uniforme par rapport à $R$ (avec comme vitesse de translation $u'$ et $u''$ resp.). Les angles $\theta'$ et $\theta''$ sont définis par $\tan\theta' \equiv \frac{u'}{c}$ et $\tan\theta'' \equiv \frac{u''}{c}$. Nous voyons que $e_A$ et $e_B$, qui sont simultanés dans $\mathscr{R}$, ne le sont plus dans $\mathscr{R}'$ ou $\mathscr{R}''$. Nous voyons, en outre, que l'ordre de la succession de $e_A$ et $e_B$ est inversé entre $\mathscr{R}'$ et $\mathscr{R}''$.

De prime abord, la théorie de la relativité restreinte introduit une certaine complexité dans la description de la structure du monde. Cependant, les transformations de Lorentz impliquent également que la vitesse de la lumière correspond à la vitesse maximale de la propagation d'une action – ce qui jusqu'à présent a été confirmé par l'expérience. Cette limitation impose un *ordre causal* aux événements physiques qui composent le monde, et corrélativement un *ordre de succession absolu*. À ce propos Henry Mehlberg écrit :

> Un événement qui précède un autre événement dans un certain système de référence, et qui *est sa cause*, le précède dans chaque système de référence admissible. Et *vice versa* : si un événement précède un autre événement dans chaque système de référence admissible, la relation causale entre eux devient possible. Par conséquent, la relation de succession invariante coïncide avec la relation causale[1].

1. Mehlberg, H., *Time, Causality, and the Quantum Theory*, Vol. 1: "Essay on the Causal Theory of Time", Dordrecht, Boston, London : Reidel, 1980, p. 91. Il est à signaler que plusieurs axiomatisations de la théorie de la relativité restreinte ont été proposées dans le but, notamment, de clarifier le lien entre l'ordre temporel et l'ordre causal des événements physiques. Évoquons en particulier l'axiomatisation d'Alfred Robb et celle de Rudolf Carnap (à ce sujet, *cf.* : *ibid.*, Chap. 4).

Comment plus précisément détermine-t-on l'ordre causal et temporel des événements physiques suivant la théorie de la relativité restreinte ? Soit $\Delta x$ la distance et $\Delta t$ l'intervalle de temps qui séparent deux événements physiques $e_A$ et $e_B$ dans un certain référentiel. Si $\Delta x$ est supérieur à la distance parcourue par un rayon lumineux dans l'intervalle de temps $\Delta t$, cela signifie qu'aucune action ne peut se propager entre $e_A$ et $e_B$, autrement dit, $e_A$ et $e_B$ ne sont pas reliés causalement et leur succession n'est pas invariante[1]. Par définition, $e_A$ se trouve alors dans la région « ailleurs » de $e_B$, et réciproquement. En revanche, si $\Delta x$ est inférieur à la distance parcourue par un rayon lumineux dans l'intervalle de temps $\Delta t$, cela signifie que $e_A$ et $e_B$ sont reliés causalement et se succèdent dans le temps suivant un ordre identique, quelque soit le référentiel considéré. Par définition, en fonction du signe de $\Delta t$, $e_A$ se trouve soit dans le « passé », soit dans le « futur » de $e_B$, et inversement (*cf.* Figure 1.3)[2].

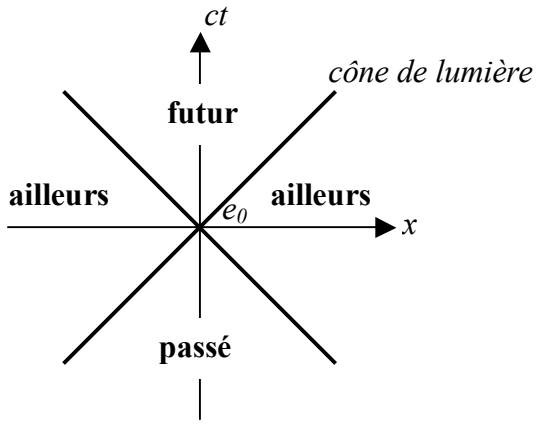



**Figure 1.3** Le cône de lumière délimite l'ensemble des événements physiques qui surviennent dans le « passé » de $e_0$ et dans le « futur » de $e_0$. Dans la région « ailleurs », surviennent des événements physiques qui ne sont pas reliés causalement à $e_0$.

1. En raison de l'absence d'ordre causal et temporel absolu entre certains événements physiques, Rémi Hakim propose d'employer l'expression « ordre partiel » (Hakim, R., *Gravitation relativiste*, Paris : InterÉditions, 1994, p. 58).
2. Pour des précisions formelles, *cf.* : Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, pp. 528-530.

Retenons ici que la théorie de la relativité – restreinte mais aussi générale – ne remet pas en cause la description classique du monde tirée de la mécanique classique. Certes, elle lui apporte certaines modifications (notamment : l'ordre causal des événements exclut la possibilité d'une action instantanée à distance). Mais dans la mesure où la théorie de la relativité est interprétée suivant des présupposés réalistes, elle ne fait que prolonger la description classique du monde. L'idée suivant laquelle les événements physiques surviennent dans le monde indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance peut être maintenue. Il est vrai que relativement à chaque référentiel spatio-temporel, les événements physiques sont paramétrisés d'une façon différente. Pour autant, *la survenue* de ces événements physiques peut être considérée comme totalement indépendante du référentiel considéré, et donc, totalement indépendante de l'éventuel observateur pouvant être attaché à ce référentiel. Il faut reconnaître que cette possibilité d'une interprétation réaliste de la théorie de la relativité renforce la légitimité du réalisme scientifique. Elle favorise sans doute le mouvement d'adhésion spontanée des physiciens à une telle position.

### *1.3.2 Les conceptions de Whitehead et de Russell*

La théorie de la relativité – restreinte et générale – a donné à la notion d'événement une place de premier plan. Partant d'une interprétation réaliste de cette théorie – une interprétation conforme aux thèses du réalisme scientifique –, plusieurs philosophes se sont fait les avocats d'une *ontologie d'événements*. C'est le cas notamment d'Alfred Whitehead et de Bertrand Russell[1]. Attardons-nous un instant sur leur approche afin de voir le rôle fondamental qu'il est possible de faire jouer à la notion d'événement, et ce faisant, à la notion d'actuel.

L'ontologie d'événements que défendent ces deux auteurs s'oppose à l'ontologie substantialiste héritée des philosophes grecs de l'Antiquité. Whitehead reproche en particulier à Aristote d'être à l'origine de cette « tendance à postuler un substrat qui serait la cause de tout ce qui se révèle à nous dans la conscience-par-les-sens (*sense-awareness*) »[2], tendance qui s'est finalisée, dans la science moderne, par une conception matérialiste du monde. Suivant cette conception, la matière serait le substrat se trouvant à l'origine de tout ce qui

1. Nous pouvons mentionner également Henry Mehlberg (Mehlberg, H., *Time, Causality, and the Quantum Theory*, Vol. 1 and Vol. 2, *op. cit.*) et Zdislaw Augustynek (Augustynek, Z., "Point Eventism an Outline of a Certain Ontology", *Poznan Studies in the Philosophy of Sciences and the Humanities* **29** (1993), 15-100).
2. Whitehead, A., *The Concept of Nature*, Cambridge University Press, 1983, p. 18.

nous apparaît dans l'expérience ; ce que nous observons, ce sont les « attributs » ou « propriétés » de la matière. Whitehead et Russell prolongent la critique des empiristes classiques, celle de Berkeley[1] contre la notion de matière ou celle de Hume[2] contre la notion de causalité. Mais à la différence des empiristes classiques, ils appuient leur critique sur une théorie physique, à savoir la théorie de la relativité. D'après eux, cette théorie nous révèle que le monde est constitué d'entités spatio-temporelles : les *événements*. Les « objets matériels » auxquels nous croyons avoir affaire dans la vie quotidienne, tels que les tables et les chaises, ne seraient que des abstractions construites à partir de ces événements. De même en ce qui concerne les « atomes », c'est-à-dire les objets matériels dont traite la physique.

Pourquoi croyons-nous naïvement en l'existence des objets matériels ? Pour Russell, cette croyance s'explique par la relative stabilité de ce que nous percevons :

> À la surface du globe, compte tenu de nombreuses raisons plus ou moins contingentes, les choses se passent de manière à nous donner des idées qui se révèlent inexactes, tout en s'imposant à notre esprit comme des évidences. L'illusion la plus grave vient du fait que, pour un terrien, les objets, dans l'ensemble, sont à peu près immuables et sensiblement immobiles[3].

Or en réalité, soutient Russell, cette stabilité résulte de la survenue de groupes d'événements localisés dans des portions d'espace-temps voisines. La description du monde matériel peut se réduire, d'après lui, à une description ne faisant intervenir que des événements. Ainsi écrit-il :

> […] on peut analyser le monde en constituants délimités à la fois dans le temps et dans l'espace. Ces constituants portent le nom d'« événements ». Un événement ne peut ni se déplacer ni durer ; il connaît une brève existence et disparaît pour toujours. Un fragment de matière peut être décomposé en une série d'événements. De même qu'autrefois un corps doué d'une certaine étendue pouvait être décomposé en une série de particules, de même à présent chaque particule, étant douée d'étendue dans la dimension du temps, peut être décomposée en ce qu'on appellera des « événements-particules ». L'ensemble de ces événements-particules constitue l'histoire complète de la particule, et la particule doit être pensée comme *ÉTANT* son histoire, et non comme une entité métaphysique *AYANT* une histoire[4].

Selon Whitehead et Russell, les événements ne constituent pas seulement les briques ultimes du monde. Ils correspondent également aux seuls éléments dont nous pouvons avoir une perception directe. Comme l'explique Rossi, « la notion d'événement fait […] en quelque

1. Berkeley, G., *Principes de la connaissance humaine*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1991.
2. Hume, D., *Enquête sur l'entendement humain*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1983.
3. Russell, B., *ABC de la relativité*, tr. fr., Paris : 10/18, 1985, p. 12.
4. *Ibid.*, p. 171. *Cf.* aussi : Russell, B., *Histoire de mes idées philosophiques*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1961, Chap. II.

sorte la jonction entre la notion de donnée première de la connaissance – subjective par nature – et celle de constituant ultime du monde, doté d'une certaine objectivité »[1]. Mehlberg souligne lui aussi ce point : « les événements [selon Russell] sont les seules données immédiates de l'expérience et la seule inférence légitime de ces données »[2]. En assignant à l'événement ce double statut, Whitehead et Russell s'inscrivent en faux contre la « bifurcation de la nature »[3], c'est-à-dire la division opérée, dans la philosophie moderne, entre la nature telle qu'elle nous apparaît à la conscience par le moyen des sens *et* la nature objective que nous décrivons en physique. La conviction de Whitehead est qu'« il n'existe qu'une seule et unique nature, à savoir la nature qui nous fait face dans la connaissance perceptuelle »[4].

Pour rendre compte de cette unité de la nature, la démarche que propose Whitehead dans son ouvrage intitulé *The Concept of Nature* consiste, dans un premier temps, à déterminer quelles sont les entités auxquelles nous avons affaire dans la conscience-par-les-sens et quelles sont leurs relations, puis, dans un second temps, à expliquer de quelle manière nous dérivons à partir des données sensorielles les objets de la physique. D'après lui, le constat premier qui s'impose à nous est que, dans la conscience-par-les-sens, « quelque chose se passe »[5], plus précisément, nous percevons « le caractère d'un événement », le caractère d'une portion d'espace-temps[6]. En d'autres termes, nous avons accès par les sens à des entités spatio-temporelles (les événements), et non à des propriétés d'objets physiques qui se situent dans l'espace et le temps. Whitehead tient l'« extension » pour la « relation fondamentale »[7] entre les événements que nous percevons : « chaque événement s'étend par dessus d'autres événements, et par dessus chaque événement s'étendent d'autres événements »[8]. Cette relation peut être spatiale, temporelle, ou à la fois spatiale et temporelle.

Par le biais d'une procédure intellectuelle, la « méthode d'abstraction extensive »[9], les événements que nous percevons peuvent être décomposés en événements dont l'étendue dans l'espace et dans le temps est réduite. En réduisant l'extension *temporelle* des événements à un

1. Rossi, J.-G., *Le problème ontologique dans la philosophie analytique*, Paris : Kimé, 1995, p. 181.
2. Mehlberg, H., *Time, Causality, and the Quantum Theory*, Vol. 1, *op. cit.*, p. 139.
3. Whitehead, A., *The Concept of Nature*, *op. cit.*, pp. 30-31.
4. *Ibid.*, p. 40.
5. *Ibid.*, p. 49. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 75.
6. *Ibid.*, p. 52.
7. *Ibid.*, p. 185.
8. *Ibid.*, p. 59. Selon Whitehead, l'extension assure ainsi « la continuité de la nature ».
9. *Ibid.*, pp. 65 et 79.

« instant » du temps, il est possible de concevoir le « temps » comme une série d'« états instantanés de la nature »[1]. En réduisant, de plus, l'extension *spatiale* de ces événements, on obtient ce que Whitehead appelle des « événements-particules »[2], des événements qui ne correspondent qu'à des points de l'espace-temps. « Ces événements-particules, soutient Whitehead, sont les éléments ultimes de la structure spatio-temporelle à quatre dimensions que la théorie de la relativité présuppose »[3]. Il faut préciser que chaque observateur applique la méthode d'abstraction extensive à partir de son point de vue – à partir de son propre référentiel. Le mode de décomposition de l'espace-temps en un ensemble d'événements-particules varie en fonction de l'observateur considéré. Par suite, les notions liées à l'espace et au temps, telles que la simultanéité, sont relatives à chaque observateur, conformément à la théorie de la relativité restreinte.

En déterminant ainsi les traits essentiels du « monde apparent » – le monde que nous percevons par les sens – et en appliquant la méthode d'abstraction extensive, Whitehead s'efforce de donner un fondement à la théorie de la relativité[4]. Réciproquement, le fait que cette théorie soit acceptée par la communauté des physiciens apporte une légitimité à la manière dont Whitehead conçoit le monde apparent.

La démarche de Russell est similaire à celle de Whitehead. Il entend réconcilier les inférences tirées de la perception avec les connaissances abstraites de la physique. Aussi défend-t-il une « théorie causale de la perception », théorie selon laquelle « la perception a des causes extérieures dont on peut déduire quelque chose touchant à ce qui a été perçu [5]. Selon Russell, une perception correspond à un événement qui s'inscrit dans une chaîne causale. À cet égard, elle peut être reliée à des événements du monde extérieur. « Une perception, écrit-il, est un des événements constitutifs d'un système d'événements en corrélation »[6]. À partir de la perception, on remonte par inférence au « groupe d'événements », situés autour d'un « centre », à l'origine de la perception[7]. Les groupes d'événements de ce type peuvent être appelés *par convention* des « particules matérielles ».

1. *Ibid.*, p. 64.
2. *Ibid.*, p. 86.
3. *Ibid.*, p. 173.
4. *Ibid.*, p. 85.
5. Russell, B., *L'analyse de la matière*, tr. fr., Paris : Payot, 1965, p. 159.
6. *Ibid.*, p. 209.
7. *Ibid.*, pp. 173-174 et 181-182.

Mais rien ne justifie que ces particules matérielles soient réifiées. Rien ne justifie l'hypothèse suivant laquelle il existe une *substance* qui serait la cause de la survenue des événements :

> [Une particule matérielle], dans la mesure où [elle] se déduit de la perception, est un groupe d'événements disposés autour d'un centre. Il se *peut* qu'il y ait une substance au centre, mais il ne peut y avoir de motif de le croire, puisque le groupe d'événements produira exactement les mêmes perceptions, qu'il y ait ou non une substance au centre[1].

En bon empiriste, Russell applique le rasoir d'Occam. L'hypothèse de l'existence de substances matérielles est superflue pour décrire l'expérience. Pour cette raison, Russell soutient que sa définition de la matière en termes d'événements « est meilleure du point de vue de l'économie logique et de la prudence scientifique »[2].

On constate que les approches de Whitehead et de Russell se traduisent par une prise de distance vis-à-vis du sens commun. Ils s'inscrivent en faux contre cette tendance naturelle que nous avons à attribuer une réalité substantielle aux objets avec lesquels nous pensons être en interaction dans la vie quotidienne ou dans les expériences en physique. Le réalisme scientifique, dans la mesure où il enjoint à prendre au sérieux les théories physiques peut conduire à une position se trouvant en rupture avec le « réalisme naïf » (ou « réalisme du sens commun »). Les approches de Whitehead et Russell montrent que sur la base d'une interprétation de la théorie de la relativité *conforme aux thèses du réalisme scientifique*, il est possible de défendre une image du monde exclusivement en termes d'événements. Les événements constitueraient les seules entités fondamentales du monde. Le propre des événements étant d'exister *en acte*, nous pouvons parler à ce titre d'une *ontologie du tout actuel*.

## 1.4 Ontologies basées sur l'analyse du langage de la vie quotidienne

Ce n'est pas uniquement dans le contexte de l'interprétation de la théorie de la relativité que l'attention des philosophes s'est portée sur la notion d'événement. Au cours de la seconde moitié du XX$^{e}$ siècle, cette notion a également fait l'objet d'un vif débat dans le courant de la philosophie analytique. Est-il question du même type d'événements que ceux auxquels Whitehead et Russell font référence ? La position des philosophes analytiques est-elle compatible avec une interprétation réaliste de la théorie de la relativité ?

1. *Ibid.*, p. 193.
2. Russell, B., *ABC de la relativité*, *op. cit.*, p. 177.

Avant de traiter ces questions, présentons rapidement la conception de Russell concernant le rapport du langage avec le monde. Nous verrons que les philosophes analytiques, à travers la distinction qu'ils opèrent entre *fait* et *événement*, poursuivent et dépassent l'analyse russellienne du langage.

### *1.4.1 Russell et l'analyse du langage*

Russell pense qu'il existe une correspondance entre la structure du langage et la structure du monde. C'est pourquoi, d'après lui, une *analyse logique du langage* devrait nous apporter une connaissance sur le monde :

> Il est possible, à mon sens, de dégager une relation entre la structure des énoncés et celle des réalités auxquelles ces énoncés se rapportent. Je suis d'avis que la structure des faits non verbaux n'est pas totalement inconnaissable et que, moyennant des précautions suffisantes, les propriétés du langage peuvent nous aider à comprendre la structure du monde[1].

L'un des enseignements de cette approche axée sur le langage concerne l'ontologie substantialiste de type aristotélicien. Cette ontologie, estime Russell, repose sur une description erronée de la structure du langage, celle qui consiste à distinguer dans toute proposition un *sujet* et un *prédicat*. Cette distinction incite à voir le monde en termes de *substances* et d'*attributs*. Cependant, une analyse minutieuse du langage montre que nombre de propositions ne peuvent être découpées suivant ce schème sujet/prédicat. Il en va ainsi, par exemple, des propositions exprimant une relation asymétrique du type : « *A* est plus grand que *B* »[2].

D'après Russell, une analyse correcte du langage exige que l'on considère non pas les mots de manière individuelle, mais les propositions dans leur unité. Or, chaque proposition serait en correspondance avec un fait. Plus précisément, Russell défend la théorie de l'« atomisme logique » selon laquelle toute proposition peut être décomposée en « propositions atomiques », et chacune de ces propositions atomiques se rapporte à un « fait atomique » (il existe une correspondance biunivoque entre la structure d'une proposition atomique et la structure d'un fait atomique)[3]. Cette théorie repose sur l'hypothèse que les faits, au même titre

1. Russell, B., *Signification et vérité*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1969, p. 368.
2. Russell, B., « La philosophie de l'atomisme logique », in : Russell, B., *Écrits de logique philosophique*, tr. fr., Paris : PUF, 1989, p. 366.
3. *Ibid.*, pp. 357-358. À ce sujet, *cf.* : Benmakhlouf, A., *Bertrand Russell, l'atomisme logique*, Paris : PUF, 1996, pp. 44-69.

que les événements, font partie du monde. Ainsi écrit-il « le monde contient des faits », ou encore « les faits appartiennent au monde objectif »[1].

### *1.4.2 La distinction entre fait et événement selon Ramsey*

Franck Ramsey s'accorde avec Russell pour dénoncer le caractère inadéquat de l'analyse du langage au moyen du schème sujet/prédicat[2]. Il estime, lui aussi, que la structure du langage doit se comprendre en termes de propositions, et que chaque proposition exprime un fait. Néanmoins, les points de vue de Ramsey et de Russell divergent concernant le statut à assigner au fait[3]. Ramsey pense qu'un *fait* est une *entité linguistique*, contrairement à un *événement* qui est une *entité appartenant au monde*. Un fait doit son existence à la proposition qui l'exprime, il ne correspond qu'à une manière particulière de rendre compte de l'occurrence d'un événement. Suivant l'exemple de Ramsey, « César est mort. » et « César a été tué. » sont des propositions qui expriment *deux* faits différents, mais qui font référence au *même* événement. À titre d'argument, Ramsey indique qu'une personne peut avoir connaissance du fait que César est mort, sans nécessairement avoir connaissance du fait que César a été tué[4]. Par contre, l'événement de la mort de César et l'événement du meurtre de César ne sont qu'un seul et unique événement, lequel s'est produit dans le monde en un certain lieu et à une certaine date. Contrairement à un événement, un fait n'est pas quelque chose de daté ni de localisé. Comme le soulignent Roberto Casati et Achille Varzi, « que César est mort est un fait ici comme à Rome, aujourd'hui comme en l'an 44 »[5]. Un fait, suivant Ramsey, équivaut exactement au contenu exprimé par une proposition.

### *1.4.3 Les arguments d'ordre syntaxique et sémantique de Davidson*

Dans le sillage de Ramsey, Donald Davidson tente de montrer que si les faits correspondent à des constructions de nature linguistique, les événements, quant à eux, existent en soi dans le monde. Pour ce faire, il avance des arguments d'ordre syntaxique et

1. Russell, B., « La philosophie de l'atomisme logique », *op. cit.*, pp. 341-342. *Cf.* aussi : Russell, B., *Histoire de mes idées philosophiques*, *op. cit.*, p. 215.
2. Ramsey, F., "Universals", *Mind* **34** (1925), 401-417.
3. Ramsey, F., "Facts and Propositions", *Aristotelian Society*, Suppl. Vol. **8** (1927), 153-170.
4. *Ibid.*, p. 156.
5. Casati, R. and Varzi, A., "Events", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/fall2002/entries/events, 2002, p. 3.

sémantique[1]. Il convient, selon lui, d'accorder une place toute particulière aux phrases d'action, étant donné qu'elles sont le genre de phrases les plus fréquemment employées dans la vie quotidienne[2]. Or, soutient Davidson, l'analyse de la structure logique des phrases d'action révèle que celles-ci font intervenir des variables quantifiées représentant des événements. Cette conclusion s'impose notamment lorsque l'on cherche à rendre compte de manière satisfaisante des « modifications adverbiales »[3]. Comment, par exemple, faut-il analyser le passage de la phrase « Sébastien flâna à travers les rues de Bologne. » à la phrase « Sébastien flâna à travers les rues de Bologne à 2 heures du matin. »[4] ? Réponse de Davidson : en associant un événement au verbe conjugué « flâna ». On explicite la structure logique des deux phrases précédentes comme suit : « Il y a un événement *x* tel que *x* fut une flânerie de Sébastien, et *x* eut lieu dans les rues de Bologne. » et « Il y a un événement *x* tel que *x* fut une flânerie de Sébastien, *x* eut lieu dans les rues de Bologne, et *x* se déroulait à 2 heures du matin. ». En clair, les phrases d'action font référence, de manière explicite ou implicite, à des événements. Pour Davidson, l'argument principal en faveur d'une ontologie d'événements « est que sans événements il ne semble pas possible de rendre compte de façon naturelle et acceptable de la forme logique de certaines phrases du type très usuel [*i.e.* : les phrases d'action] »[5].

Davidson invoque d'autres arguments à l'appui de la thèse de l'existence des événements dans le monde. Il estime ainsi que la référence à des événements est très avantageuse pour apporter une explication à un phénomène, pour rendre la relation causale intelligible, ou encore pour éclaircir la relation entre le monde mental et le monde physique[6].

---

1. Suivant la définition de Robert Blanché, « la syntaxe ne considère que les rapports des signes entre eux, et fait abstraction de leur signification extrinsèque » et « la sémantique considère le rapport des expressions du langage aux objets ou aux situations qu'elles désignent » (Blanché, R., *Introduction à la logique contemporaine*, Paris : Armand Colin, 1996, p. 27).
2. Par « phrases d'actions », il faut comprendre des phrases qui expriment des actions effectuées par certains agents, par exemple « Brutus a tué César. », « Claude boit un café. » ou « Anne a pris le train entre Paris et Londres. ».
3. À propos des différents arguments d'ordre syntaxique et sémantique proposés par Davidson, *cf.* : Casati, R. and Varzi, A. (eds.), *Events*, Aldershot: Dartmouth, 1996, pp. xii-xvi.
4. Davidson, D., *Actions et événements*, tr. fr., Paris : PUF, 1993, pp. 223-224.
5. *Ibid.*, p. 223.
6. *Ibid.*, Essais 1, 6, 7 et 11.

Si Davidson en vient à plaider en faveur d'une ontologie d'événements, c'est parce qu'il pense que la structure de nos croyances est liée causalement à la structure du monde. Comme l'explique Pascal Engel, Davidson suppose « l'existence d'une relation causale générale entre nos croyances et la réalité »[1]. En ce sens, il s'inscrit dans la ligne des philosophes analytiques dont l'ambition est de déterminer la structure du monde par le biais de l'analyse du langage.

### *1.4.4 La notion d'événement dans la philosophie analytique*

La série d'articles portant sur la notion d'événement que Davidson a publié dans les années 1960-1970[2], est à l'origine d'un vaste débat dans le courant de la philosophie analytique[3]. Les protagonistes de ce débat se situent, pour la plupart d'entre eux, dans une perspective réaliste[4]. La question qui se pose à eux est la suivante : « Les événements font-ils partie de l'ameublement du monde ? ». Et si oui : « Comment faut-il concevoir ces événements ? ».

Terence Horgan est de ceux qui estiment qu'« il n'existe pas de raison théorique réelle pour postuler l'existence des événements »[5]. Cet auteur prend l'exact contre-pied des arguments de Davidson en faveur de la thèse de l'existence des événements. Il s'efforce de montrer, par exemple, que les phrases faisant explicitement référence à des événements – telles que les phrases d'action – peuvent être paraphrasées par des propositions ne faisant plus référence à des événements.

Mais nombreux sont les auteurs, dans ce débat, qui ne doutent pas de l'existence des événements, et qui accordent du crédit à l'analyse davidsonienne des phrases d'action[6].

---

1. Engel, P., *Davidson et la philosophie du langage*, Paris : PUF, 1994, p. 248.
2. Articles regroupés in : Davidson, *Actions et événements*, tr. fr., *op. cit.*.
3. *Cf.* la bibliographie commentée de Casati et Achille, longue de 402 pages, entièrement consacrée à la notion d'événement (Casati, R. and Varzi, A., *Fifty Years of Events: An Annotated Bibliography, 1947 to 1997*, Bowling Green (USA): Bowling Green State University, 1997).
4. Comme l'écrit Rossi, il est question ici d'une « philosophie se confrontant sans cesse aux catégories du discours pour mettre à l'épreuve, éclairer ou même réviser le discours sur l'être » (Rossi, J.-G., *Le problème ontologique dans la philosophie analytique*, *op. cit.*, p. 10). C'est pourquoi, il est justifié selon lui de parler d'une « ontologie analytique » (*ibid.*, p. 8).
5. Horgan, T., "The Case Against Events", *The Philosophical Review* **87** (1978), 28-47.
6. Ce faisant, ils admettent, comme Davidson, que les actions sont des événements. Signalons que cette hypothèse a été remise en question par Kent Bach, pour qui une action correspond à l'instanciation d'une relation « de faire survenir » entre un agent et un événement (Bach, K., "Actions are not Events", *Mind* **89** (1980), 114-120).

Précisons que généralement ces auteurs tiennent la distinction de Ramsey entre fait et événement pour acquise. Une fois admis que les événements existent, la question devient : « Comment faut-il concevoir les événements ? ». Et cette question en soulève immédiatement d'autres, plus précises : « Quel est le lien entre les événements et les objets matériels ? », « Quels rapports les événements entretiennent-ils avec l'espace et le temps ? » et « Les événements correspondent-ils à des entités particulières ou universelles ? ». De multitudes réponses à ces questions ont été proposées par les philosophes analytiques réalistes (*cf. infra*, Annexe A, Section 1). Indiquons que d'autres questions plus spécifiques sont également abordées : « Les événements sont-ils bien localisés dans l'espace ? », « Les termes "événement" et "processus" désignent-t-ils deux catégories distinctes ? », ou encore « Les événements correspondent-ils à des changements ? » (*cf. idem*). Enfin, mentionnons une question qui est traitée par la plupart de ces philosophes analytiques : « Quels sont les critères qui permettent d'identifier un événement ? ». Là encore, les tentatives de réponse sont multiples (*cf. infra*, Annexe A, Section 2).

À première vue, ces philosophes analytiques, qui plaident en faveur d'une ontologie d'événements, semblent être en résonance avec Whitehead et Russell. Cependant, les événements auxquels Whitehead et Russell font référence sont ceux que décrit la théorie de la relativité, ce sont des *événements physiques*. Les philosophes analytiques dont nous venons de mentionner les conceptions, quant à eux, se penchent plus généralement sur les *événements de la vie quotidienne*. Il est question, pour eux, de cérémonies, de morts, d'explosions, etc.

En général, la démarche des philosophes analytiques réalistes ne consiste pas à rechercher ce qu'ils appellent la « vérité »[1] dans les seules affirmations de la physique. Leur position philosophique ne peut donc être assimilée au réalisme *scientifique*. Ils estiment que nos croyances *communes* sur le monde, pour la plupart d'entres elles, sont vraies, et que c'est l'existence de certaines entités qui les rendent vraies. Ils se donnent alors pour tâche d'identifier ces entités. C'est dans cette perspective qu'ils consacrent une partie de leur travail à déterminer le statut des événements de la vie quotidienne. En ce sens, Lombard soutient que nombre de philosophes analytiques – lui y compris – font de la « métaphysique » ; ils ont pour ambition d'« expliquer comment il est possible que nos croyances soient, dans l'ensemble, vraies »[2]. Il ajoute : « il semble clair qu'une grande partie de ces croyances sont telles qu'elles

1. Terme qu'ils entendent en un sens réaliste (*cf. supra*, Sous-Section 1.2.1).
2. Lombard, L., *Events in Metaphysical Study*, London: Routledge & Kegan Paul, 1986, p. 2. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 22.

ne seraient pas vraies si certains objets n'existaient pas »[1]. Autrement dit, ces philosophes analytiques nous proposent une « métaphysique du langage quotidien », pour reprendre l'expression de Jean-Luc Petit[2], par opposition à une métaphysique qui prendrait les théories physiques pour point de départ.

Signalons que de nombreux philosophes analytiques en faveur d'une ontologie d'événements attribuent de manière concomitante une place toute aussi fondamentale – voire plus fondamentale – aux objets matériels (*cf. infra*, Annexe A, Section 1). À travers les phrases de la vie quotidienne, il est fait référence aussi bien à des événements, tels que des éclairs ou des mariages, qu'à des objets matériels, tels que des tables ou des maisons. Par suite, ces philosophes analytiques n'endossent pas le point de vue réductionniste de Whitehead et de Russell. Ils n'envisagent nullement les objets matériels comme des abstractions dérivées des seules entités fondamentales que seraient les événements physiques.

Pour autant, l'ontologie que défendent les philosophes analytiques réalistes est-elle en conflit avec la théorie de la relativité ? Les physiciens, lorsqu'ils ont recours à la théorie de la relativité dans leur activité de recherche, traitent les événements physiques et les objets matériels sur un même pied d'égalité. Peu d'entre eux sont prêts à concéder que cette théorie nous impose de penser les objets matériels, tels que les électrons ou les planètes, comme des *fictions* construites à partir d'une association d'événements physiques. Il s'avère que la théorie de la relativité n'exclut nullement l'hypothèse de l'existence des objets matériels. L'interprétation réductionniste de Whitehead et Russell correspond à *une* interprétation réaliste possible de la théorie de la relativité, mais non la seule. D'ailleurs, si Russell écarte l'hypothèse de l'existence des objets matériels, ce n'est qu'au nom du principe d'économie[3]. Il soutient non pas que cette hypothèse est rejetée par la théorie de la relativité, mais qu'elle est inutile pour rendre compte de l'expérience.

Par conséquent, la thèse de l'existence des événements *et* des objets matériels – défendue par les philosophes analytiques réalistes sur la seule base de l'analyse logique du langage de la vie quotidienne – n'est pas en contradiction avec la théorie de la relativité. La métaphysique du langage quotidien peut s'accorder avec une certaine lecture de la théorie de

1. *Ibid.*, p. 2. On retrouve le même type de raisonnement in : Faye, J., Scheffler, U. and Urchs, M. (eds.), *Things, Facts and Events*, Amsterdam, Atlanta: Rodopi, 2000, p. 4.
2. Petit, J.-L, « La constitution de l'événement social », in : Petit, J.-L (éd.), *L'événement en perspective*, Paris : Édition de l'Ecole des Hautes Etudes en Sciences Sociales, 1991, p. 24.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 1.3.2.

la relativité, moins radicale que celle de Whitehead et Russell, moins économique d'un point de vue logique, mais davantage en phase avec l'engagement ontologique des physiciens dans leur pratique.

Nous verrons aux deux prochains chapitres qu'une grande partie des partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique sont, eux aussi, favorables à une telle ontologie mixte, incluant les événements *et* les objets matériels comme entités fondamentales.

## 1.3 Objections à l'encontre d'une ontologie d'événements

### *1.5.1 La notion d'événement suivant une perspective pragmatiste*

Que sont les événements ? Cette question, nous venons de le voir, oppose, d'un côté Whitehead et Russell, qui fondent leur conception sur une certaine interprétation de la théorie de la relativité, et de l'autre, les philosophes analytiques réalistes, qui s'en remettent, pour leur part, aux résultats de l'analyse logique du langage de la vie quotidienne. Cette question se révèle également très controversée au sein même du courant de la philosophie analytique. Dans la mesure où les différentes conceptions avancées se situent toutes sur le même plan, à savoir celui de la métaphysique, elles se contredisent mutuellement. Elles ont toutes la prétention de nous éclairer sur le monde tel qu'il est en lui-même, indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance. Mais l'existence d'une pluralité de conceptions rivales n'exprime-t-elle pas les limites du projet visant à déterminer ce que sont les événements *dans l'absolu* ?

Dès lors que l'on considère les diverses conceptions de l'événement suivant une perspective, non plus métaphysique, mais *pragmatiste*[1], il semble que la situation cesse d'être problématique. Il suffit d'admettre que toute conception de l'événement est toujours (*i*) relative à une *situation concrète*, et (*ii*) relative à un *point de vue* – le « point de vue » adopté pouvant être physique, biologique, psychologique, social, économique, politique, historique, etc. Suivant cette perspective, les différentes conceptions de l'événement mentionnées précédemment ne sont pas mutuellement contradictoires. Chacune possède *son domaine de validité propre*. C'est en défendant une position de ce genre que Hacker entend désamorcer le conflit apparent entre les conceptions de l'événement comme celle de Whitehead et Russell,

1. L'approche pragmatiste que nous préconisons sera exposée de manière précise au cours du Chapitre 4.

d'un côté, et celle des philosophes analytiques préoccupés par le langage de la vie quotidienne, de l'autre :

> Ceux qui soutiennent que suivant la physique – qui, à certaines fins particulières, fait usage de la notion de continuum d'espace-temps – le monde serait constitué d'événements et non de choses, ou que les substances seraient en un certain sens des fictions, font une confusion entre plusieurs schèmes conceptuels incompatibles. Le concept d'objet matériel, un occupant tri-dimensionnel de l'espace qui existe pendant une certaine durée, et le concept d'événement, un changement ou transformation qui survient à un certain instant, sont des concepts qui appartiennent à notre schème conceptuel ordinaire, lequel a pour cadre de référence les formes de l'espace et du temps qui nous sont familières. Que certaines branches de la physique aient développé une différente forme de représentation dans le dessein d'expliquer et de prédire des phénomènes sub-atomiques ou stellaires ne nous concerne pas [*i.e.* ne concerne pas les philosophes analytiques qui s'occupent du langage ordinaire][1].

En fonction du point de vue adopté – qu'il soit physique, biologique, psychologique, social, économique, politique, historique, etc. –, la conception de l'événement peut varier. Nous pouvons soutenir qu'il est question de différents *types* d'événements. Ainsi peuvent être distingués :

- *Les événements physiques* (exemples : la possession d'une certaine valeur par le champ magnétique en un point de l'espace-temps, l'explosion d'une étoile)
- *Les événements biologiques* (exemples : la naissance d'un être vivant, le passage à l'état de sommeil)
- *Les événements mentaux* (exemples : une douleur, un souvenir)
- *Les événements sociaux* (exemples : un mariage, l'acquisition par une personne d'une nouvelle nationalité)
- *Les événements économiques* (exemples : la faillite d'une entreprise, la baisse du taux de croissance)
- *Les événements politiques* (exemples : la démission d'un ministre, le renversement d'un gouvernement)
- *Les événements historiques* (exemples : la mort d'un roi, la fin d'une guerre)

La manière dont il convient de concevoir les événements varie également en fonction de la situation concrète considérée. Ainsi apparaît-il illusoire de vouloir donner une définition unique de chacun des types d'événements énumérés ci-dessus. Pour chacun d'eux, nous avons donné deux exemples correspondant à des situations concrètes bien distinctes, où il est question d'événements pour lesquels il s'avère très difficile – voire impossible – de trouver une définition unique.

Ces considérations tendent à relativiser le caractère fondamental du concept d'événement. Se pose alors la question suivante : l'opération consistant à découper le monde en un ensemble d'événements ne relève-t-elle pas d'une attitude *anthropocentrique* ? Pour ce qui

1. Hacker, P., "Events and Objects in Space and Time", *op. cit.*, p. 6.

concerne l'histoire, Fernand Braudel apporte une réponse positive. Selon lui, l'historien prête attention aux événements qu'il estime avoir eu des conséquences importantes pour la société, les événements qui ont marqué des tournants dans les structures familiales, sociales, économiques, politiques…[1] Le sociologue Roger Bastide insiste, lui aussi, sur cette dimension anthropocentrique inhérente à tout découpage du monde en termes d'événements :

> L'événementiel […] est une « coupure » dans la continuité du temps, il est ce qui prend une importance soit pour nous (mariage, naissance d'un enfant, maladie, etc.), soit pour un groupe social (guerre, révolution, couronnement d'un roi), bref, dans la continuité temporelle, ce qui nous semble suffisamment « important » pour être découpé, mis en relief, et pouvoir être désormais, sinon commémoré, du moins mémorisé. […] Il n'y a d'événement que pour l'homme et par l'homme ; c'est une notion « anthropocentrique », non une donnée objective[2].

S'inscrivant dans le débat de la philosophie analytique, Kathleen Gill aboutit à une conclusion semblable. Pour cette raison, elle dénonce les ambitions métaphysiques de certains philosophes analytiques lorsque ceux-ci procèdent à une analyse du langage. D'après elle, la structure de notre langage, loin d'être le simple reflet du monde tel qu'il est en lui-même, doit être rapportée à la manière dont *nous* découpons le monde :

> Nous faisons l'expérience du monde physique suivant un flux causal continu dans le temps. Lorsque nous décrivons des événements, nous sélectionnons des segments de ce flux. […] cette sorte de division de notre expérience n'est pas arbitraire. Elle reflète aussi bien l'expérience, les capacités, les besoins et les intérêts humains, que la nature du monde non-humain[3].

Suivant ces différents auteurs, dans le flux de ce qui nous arrive, nous extrayons ce qui s'avère pertinent pour nous, ce qui nous permet d'agir de manière viable dans le monde. Lorsque nous identifions des événements particuliers, nous procédons à un certain découpage du monde, et ce, en fonction de la manière dont *nous* expérimentons le monde, en fonction de *nos* moyens cognitifs et en fonction de *nos* intérêts[4].

### *1.5.2 Les événements sont-ils indépendants de tout système conceptuel ?*

Admettre cette idée selon laquelle *nous* opérons un certain découpage du monde revient, semble-t-il, à effectuer un premier pas en direction d'une approche *anti-réaliste*. Néanmoins,

1. Braudel, F., *Les ambitions de l'histoire*, Paris : Fallois, 1997, p. 22.
2. Bastide, R., « Événement (sociologie) », in : *Encyclopaedia Universalis*, Paris, 1993, p. 130.
3. Gill, K., "On the Metaphysical Distinction Between Processes and Events", *op. cit.*, p. 495.
4. Nous développerons ce point au Chapitre 4.

Whitehead, Russell, ainsi que les philosophes analytiques dont il a été question plus haut, pourraient répliquer que les événements sur lesquels *nous* choisissons de porter notre attention – suivant un découpage du monde dont *nous* sommes les auteurs – surviennent, malgré tout, dans le monde *indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance*. Sans forcément nier la dimension anthropocentrique sous-jacente à l'identification d'un ensemble particulier d'événements, ces auteurs pourraient maintenir l'hypothèse réaliste de l'existence en soi de ces événements[1]. Mais cette hypothèse est-elle tenable ?

Revenons un instant sur la notion de fait avant de discuter la notion d'événement. Nous l'avons souligné auparavant, l'un des points de divergence entre Russell et une grande partie des philosophes analytiques réside dans le *statut* assigné au fait. D'après Russell, les faits existent en soi dans le monde, et il est possible de formuler des propositions se trouvant *en correspondance* avec ces faits. Quant aux philosophes analytiques réalistes, ils s'accordent sur la distinction opérée par Ramsey entre *fait* et *événement*, et considèrent que tout fait n'a d'existence qu'à travers la proposition qui l'exprime. Ce faisant, ils désinvestissent le fait de cette qualité d'appartenir en propre au monde. Notre connaissance du monde en termes de faits est médiatisée, et donc structurée par le langage. Elle ne constitue pas une connaissance du monde tel qu'il est en lui-même.

De prime abord, cette critique de la notion de *fait du monde* semble pouvoir être rapprochée de la critique du réalisme scientifique menée par plusieurs philosophes des sciences, tels que Quine et Putnam[2]. Cette critique sera présentée au Chapitre 4, mais résumons d'hors et déjà l'idée principale avancée par ces auteurs. D'après eux, toute proposition qui porte sur le monde, parce qu'elle mobilise un certain système conceptuel, véhicule toujours une part d'interprétation. En d'autres termes, le contenu de notre connaissance sur le monde ne possède de signification que relativement à un arrière-plan théorique. Il est impossible d'adopter un point de vue extérieur, totalement neutre, pour

1. Davidson défend un point de vue de ce type (Davidson, D., *Enquêtes sur la vérité et l'interprétation*, tr. fr., Paris : J. Chambon, 1993, Essai 16). Il reconnaît la possibilité de se référer de différentes façons au monde (ce qui conduit à une forme d'« inscrutabilité de la référence »), mais n'admet pas pour autant que l'ontologie soit relative (contrairement à Quine qui identifie « inscrutabilité de la référence » et « relativité de l'ontologie », *cf. infra*, Sous-Section 4.3.4). Davidson « part du principe que l'ontologie dans son entier est fixe », même si « on explique la vérité des phrases en associant des objets à des mots de différentes manières » (*ibid.*, p. 328).
2. *Cf.* par exemple : Quine, W., *Le mot et la chose*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1977 ; Putnam, H., *Raison, vérité et histoire*, tr. fr., Paris : Les éditions de Minuit, 1984.

exprimer une connaissance sur le monde. Suivant cette conception, il ne peut être question de connaître des *faits du monde*. Les faits que nous établissons à propos du monde portent toujours la marque de nos concepts.

Toutefois, les philosophes analytiques réalistes qui admettent la distinction entre fait et événement ne sont nullement disposés à concéder que tout contenu de connaissance est nécessairement relatif à nos moyens conceptuels de connaissance. S'ils soulignent la différence entre fait et événement, ce n'est pas tant pour mettre en avant la dépendance du fait à l'égard du langage et des concepts qui lui sont associés, que pour souligner le statut de l'événement qu'ils conçoivent comme faisant partie du monde en soi. Par suite, la notion d'événement – entendu au sens d'événement du monde –, ne fait que prendre le relais de la notion de fait dans le rôle du référent *objectif*. (Le terme « objectif » doit être compris ici dans son acception réaliste de *indépendant de nous et de nos moyens de connaissance*.) Dans un commentaire sur la position de Ramsey, Rossi a mis en évidence cette hypothèse réaliste sous-jacente à la distinction fait/événement :

> Ramsey a-t-il réussi […] à éliminer toute référence de nature ontologique ? Rien n'est moins sûr. S'il est vrai que dans sa conception le fait n'a pas d'existence indépendamment de la manière dont il est dit, il n'en va pas de même pour l'événement. On peut se demander si le problème n'a pas été simplement déplacé et si désormais ce n'est pas l'événement qui doit porter le poids que Russell assignait au fait[1].

On comprend dès lors pourquoi la notion d'événement a été mise au premier plan aussi bien par Whitehead et Russell que par les philosophes analytiques réalistes. Ces auteurs sont guidés par un *désir* de pouvoir se référer à une entité qui appartienne strictement au monde, qui ne soit en aucune manière dépendante de nos moyens de connaissance. Avec l'événement, ils pensent avoir affaire à une telle entité.

De notre point de vue, cependant, la notion d'*événement du monde* peut être soumise à la même critique que celle de *fait du monde*. Quelle différence y a-t-il entre, par exemple, le *fait* que César est mort et l'*événement* de la mort de César ? Certes, nous pouvons affirmer que le *fait* que César est mort correspond au *contenu* qui est exprimé par la proposition « César est mort. », tandis que l'*événement* de la mort de César correspond au *référent* de cette proposition. Mais il semble tout aussi impossible de faire référence à un événement en dehors du langage qu'il est impossible d'exprimer un fait en dehors du langage. Notre hypothèse est que l'acte qui consiste à *exprimer quelque chose concernant le monde*, et celui qui consiste à

1. Rossi, J.-G., *Le problème ontologique dans la philosophie analytique*, *op. cit.*, p. 10.

*se référer à quelque chose dans le monde*, nécessitent tous deux le recours à un certain système conceptuel. Les concepts qui nous permettent de nous référer à des événements ne sont autres que les concepts auxquels nous avons recours pour exprimer des faits. Par exemple, pour pouvoir exprimer le *fait* que César est mort, il faut faire appel au concept d'être-humain, de mort, etc. Ces concepts ne se comprennent eux-mêmes qu'à la lumière d'autres concepts : (*i*) un *être-humain* est un être-vivant qui possède une existence autonome, qui est doté d'un ensemble de membres et d'organes, il est un être social faisant partie d'une certaine communauté, qui existe à une certaine époque de l'histoire,…, (*ii*) la *mort* désigne le moment critique où un être-vivant cesse de vivre, le moment où l'un de ses organes vitaux n'est plus en mesure de fonctionner,…, et ainsi de suite. Or, pour faire référence à l'*événement* de la mort de César, n'est-il pas besoin de recourir à ces mêmes concepts d'être-humain, de mort,… ?

Comment convient-il alors de répondre à l'argument de Ramsey, d'après lequel les propositions « César est mort. » et « César a été tué. » expriment *deux* faits différents, mais font référence au *même* événement ? Suivant notre manière de découper le monde, *via* les concepts de mort et de meurtre, il est supposé que tout meurtre implique la mort. C'est donc notre système conceptuel qui institue une hiérarchie logique entre le fait que César est mort et le fait que César a été tué, et qui nous amène à penser que ces deux faits renvoient à un unique événement. Penser que l'événement de la mort de César et l'événement du meurtre de César ne constituent qu'un unique événement, revient simplement à prendre au sérieux notre système conceptuel, notre manière de nous représenter le monde. Mais n'oublions pas que ce n'est *que* notre manière de nous représenter le monde, suivant nos moyens conceptuels de connaissance.

Ainsi, lorsque nous découpons le monde en termes d'événements, nous ne nous contentons pas de porter notre attention sur un ensemble particulier d'événements, comme si ces événements, *tels que nous nous les représentons*, survenaient d'eux-mêmes dans le monde. Pour identifier un événement, certains moyens de connaissance sont nécessaires, il est besoin en particulier de recourir à un certain *système conceptuel*. Nous tenterons d'étayer ce point au Chapitre 4, lorsqu'il sera question du contenu de la connaissance expérimentale en physique.

### *1.5.3 La notion d'événement en physique microscopique*

La troisième objection que nous allons adresser à l'encontre de la description classique du monde en termes d'événements se situe sur le plan de la physique. Rappelons que la

description classique du monde repose sur l'hypothèse réaliste selon laquelle les résultats des mesures que nous réalisons en physique nous fournissent des informations sur le monde tel qu'il est en soi. Suivant cette description, les événements que nous observons lors d'une expérience sont censés survenir d'eux-mêmes dans le monde. Plus précisément, il est supposé que (*i*) chaque événement soit survient, soit ne survient pas (principe de bivalence, *cf. infra*), et que (*ii*) deux événements qui, dans une expérience, ne surviennent jamais simultanément (caractère d'exclusivité, *cf. infra*), satisfont à cette même caractéristique en dehors du contexte d'une expérience. Or, cette description du monde est ébranlée par certaines expériences menées dans le domaine de la physique microscopique, des expériences dont seule la mécanique quantique permet de rendre compte.

Considérons l'exemple fréquemment évoqué dans les manuels de mécanique quantique, celui de l'expérience dite « de Young », ou expérience « de la double fente », réalisée avec des électrons. Nous allons adopter à titre d'hypothèse la position du réalisme scientifique et tenter d'appliquer les présupposés qui caractérisent la description classique du monde. Nous verrons que ce cadre de pensée se révèle inapproprié pour rendre compte de cette expérience. Soit une source qui émet des électrons, l'un après l'autre, en direction d'une plaque avec deux fentes, notées *A* et *B* (*cf.* Figure 1.4). De l'autre côté de la plaque est disposée une seconde plaque dite « réceptrice », qui permet de détecter l'impact des électrons qui ont franchi la première plaque.

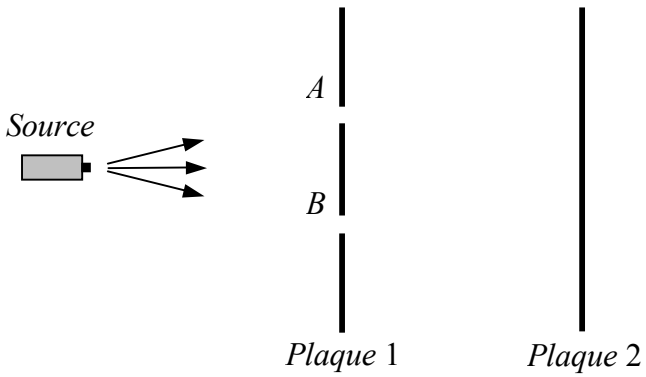



**Figure 1.4** Expérience de la double fente. Des électrons sont émis, l'un après l'autre, par une source en direction de la plaque 1. S'ils franchissent la plaque 1, ils sont détectés dans une certaine région de la plaque 2.

Considérons, pour commencer, la situation où l'on place derrière chacune des deux fentes de la première plaque un détecteur d'électrons (*cf.* Figure 1.5).

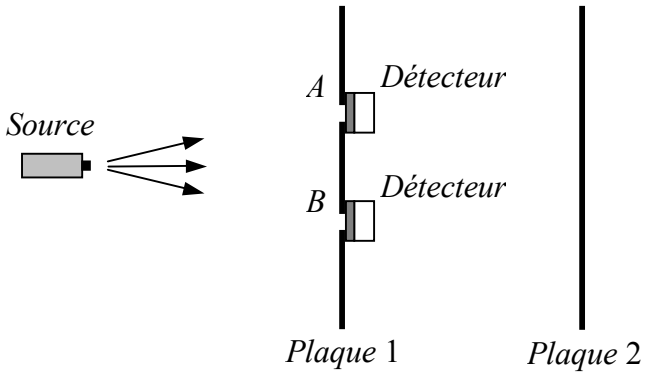



**Figure 1.5** Un détecteur d'électrons est placé derrière chacune des deux fentes *A* et *B*.

L'expérience nous apprend essentiellement deux choses. À chaque fois qu'un électron est émis par la source :

(*i*) le détecteur placé derrière la fente *A soit* détecte l'électron, *soit* ne le détecte pas (de même pour le détecteur placé derrière la fente *B*), et

(*ii*) si l'électron est détecté par le détecteur placé derrière la fente *A*, alors il n'est pas détecté par le détecteur placé derrière la fente *B* (et vice-versa).

Suivant (*i*), les propositions qui décrivent ce qui survient dans l'expérience satisfont au *principe de bivalence* :

**Principe de bivalence (*PB*) :** Toute proposition est soit vraie soit fausse.

Par exemple, pour la proposition « Le détecteur placé derrière la fente *A* détecte l'électron. », il n'existe que deux valeurs de vérité : soit cette proposition est vraie, soit elle est fausse. Conformément à ce principe, l'événement auquel il est fait référence par la proposition « Le détecteur placé derrière la fente *A* détecte l'électron. » soit survient, soit ne survient pas.

Suivant (*ii*), l'expérience se caractérise par ce que nous appellerons le « caractère d'exclusivité mutuelle » des événements possibles :

**Caractère d'exclusivité mutuelle (*CE*) :** Deux événements sont « mutuellement exclusifs » *si et seulement si* ils ne surviennent jamais simultanément.

Par exemple, l'événement de la détection de l'électron par le détecteur placé derrière la fente *A* et l'événement de la détection de l'électron par le détecteur placé derrière la fente *B* sont deux événements *mutuellement exclusifs*, c'est-à-dire qu'ils ne surviennent jamais simultanément.

Le cadre de pensée réaliste nous conduit à faire l'inférence suivante. Étant donné que *PB* et *CE* sont constatés lors de la réalisation de chaque mesure, il est raisonnable de penser qu'ils sont également valables en dehors du cadre d'une mesure, c'est-à-dire indépendamment de nos moyens instrumentaux de connaissance. Pour être plus précis, même si aucun détecteur n'est placé derrière *A* ni derrière *B*, on suppose que :

(*i*) La proposition « L'électron se trouve en *A*. » est soit vraie soit fausse. Autrement dit, l'événement auquel il est fait référence par la proposition « L'électron se trouve en *A*. » soit survient, soit ne survient pas. De même en ce qui concerne la proposition « L'électron se trouve en *B*. ».

(*ii*) L'événement auquel il est fait référence par la proposition « L'électron se trouve en *A*. » et l'événement auquel il est fait référence par la proposition « L'électron se trouve en *B*. » sont mutuellement exclusifs.

Après avoir explicité les hypothèses réalistes, considérons à présent trois cas :

**1.** La fente *A* est libre et la fente *B* est obstruée (*cf.* Figure 1.6).

**2.** La fente *B* est libre et la fente *A* est obstruée.

**3.** Les fentes *A* et *B* sont toutes deux libres.

Suivant le cadre de pensée réaliste, nous pouvons faire les hypothèses suivantes. Dans le cas 1, si l'électron est détecté sur la plaque 2, cela signifie que l'électron est passé par *A*, c'est-à-dire que l'événement auquel il est fait référence par la proposition « L'électron est passé par *A*. » est survenu. Notons cet événement $e_A$. De manière similaire, dans le cas 2, si l'électron est détecté sur la plaque 2, cela signifie que l'électron est passé par *B*, c'est-à-dire que l'événement auquel il est fait référence par la proposition « L'électron est passé par *B*. » est survenu. Notons cet événement $e_B$. Enfin, dans le cas 3, si l'électron est détecté sur la plaque 2, nous supposerons – sous l'hypothèse que *PB* et *CE* sont valables indépendamment de la réalisation d'une mesure – que l'électron est passé soit par *A* soit par *B*, même si nous sommes ignorants concernant l'événement effectivement survenu ($e_A$ ou $e_B$).

Dans chacun des 3 cas, considérons l'expérience telle que $N$ électrons sont émis successivement par la source, avec $N$ très élevé[1]. Intéressons-nous au nombre de fois où l'électron émis est détecté dans une certain région $C$ de la seconde plaque (*cf.* Figure 1.6).

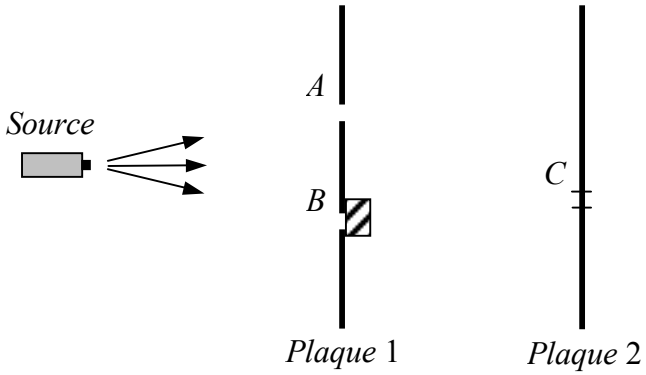



**Figure 1.6** Cas 1. La fente $A$ est libre, tandis que la fente $B$ est obstruée. On s'intéresse aux électrons détectés dans la région $C$.

Notons $e_C$ l'événement de la détection de l'électron en $C$. L'expérience nous donne alors respectivement $n_1$, $n_2$ et $n_3$, où :

- $n_1$ est le nombre d'occurrences de l'événement $e_C$ dans le cas 1.
- $n_2$ est le nombre d'occurrences de l'événement $e_C$ dans le cas 2.
- $n_3$ est le nombre d'occurrences de l'événement $e_C$ dans le cas 3.

Sous l'hypothèse que *PB* et *CE* sont valables indépendamment de la réalisation d'une mesure, nous avons :

$$n_3 = n((e_A \text{ ou } e_B) \,\&\, e_C) = n(e_A \,\&\, e_C) + n(e_B \,\&\, e_C) \qquad (1.1)$$

où $n(e)$ correspond au nombre d'occurrence de $e$.

Il nous faut ici expliciter une hypothèse qui caractérise la description classique du monde, une hypothèse qui découle de la théorie de la relativité restreinte. Quel que soit le référentiel considéré :

1. Supposons que la fréquence relative des différentes manières dont l'électron peut être émis (*i.e.* les différentes conditions initiales possibles), sur la séquence des $N$ émissions d'électron, est approximativement égale dans les 3 cas.

**Localité (*L*) :** Si *A* et *B* sont séparés dans l'espace, les événements qui surviennent en *A* à un instant *t*, sont indépendants de ce qui se passe en *B* à ce même instant *t*.[1]

Il découle de cette hypothèse que si $e_A$ survient, cela est indépendant de ce qui se passe en *B* au même instant ; en particulier, cela est indépendant du fait que la fente *B* soit obstruée (cas 1) ou libre (cas 2). Nous sommes conduits à admettre qu'il y a (approximativement)[2] autant d'occurrences du couple d'événements $e_A$ & $e_C$ dans le cas 1 que dans le cas 3. Suivant un raisonnement équivalent, nous sommes conduits à admettre qu'il y a (approximativement) autant d'occurrences du couple d'événements $e_B$ & $e_C$ dans le cas 2 que dans le cas 3. En tenant compte de (1.1), nous devons nous attendre à ce que les nombres $n_1$, $n_2$ et $n_3$, déterminés expérimentalement, satisfont (approximativement) à l'égalité :

$$n_3 = n_1 + n_2 \tag{1.2}$$

Or, de fait, l'expérience indique sans équivoque que $n_3 \neq n_1 + n_2$[3]. En d'autres termes, la conjonction des hypothèses *PB*, *CE* – toutes deux supposées être valables indépendamment de la réalisation d'une mesure – et *L* est mise en cause empiriquement. La théorie de la relativité restreinte étant largement corroborée, il paraît peu satisfaisant de rejeter *L*[4]. Tout porte donc à tenir pour illégitime l'extrapolation réaliste, consistant à considérer que les hypothèses *PB* et *CE* – constatées dans le contexte d'une mesure – soient valables indépendamment de la réalisation d'une mesure. Suivant cette conclusion, l'expérience, dans le domaine de la physique microscopique, met en cause la description classique du monde. En particulier, elle rend difficilement défendable l'idée suivant laquelle les événements, tels qu'ils nous apparaissent dans le cadre expérimental, surviennent dans le monde en lui-même.

La mécanique quantique permet de prévoir l'inégalité $n_3 \neq n_1 + n_2$. Plus précisément, dans chacun des 3 cas, la probabilité d'occurrence de l'événement $e_C$, dérivée de la mécanique quantique, s'accorde avec la fréquence relative de cet événement constatée dans l'expérience.

---

1. Dans le débat sur l'interprétation de la mécanique quantique, une hypothèse de ce type a été avancée par Einstein. Nous reviendrons sur cette hypothèse, souvent appelée « localité einsteinienne », dans la Sous-Section 4.7.1.
2. Le terme « approximativement » peut être retiré dans le cas limite (idéal) où *N* est infini.
3. *Cf.* par exemple : Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1989, pp. 226-228.
4. Comme nous le verrons aux chapitres suivants, plusieurs spécialistes de la mécanique quantique sont prêts toutefois à renoncer à *L*.

Nous pouvons alors nous demander si les présupposés réalistes, qui caractérisent la description classique du monde, sont compatibles avec la mécanique quantique ? Eu égard à cette théorie, est-il légitime de supposer que les événements, tels que nous pouvons les constater lors d'une mesure, surviennent également en dehors du cadre d'une mesure ?

## 1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons explicité les hypothèses réalistes qui constituent l'arrière-plan philosophique d'une grande partie des interprétations de la mécanique quantique. Une position réaliste générique a été présentée, le *réalisme scientifique*. Cette position puise sa crédibilité dans l'interprétation naturelle et non problématique qu'elle offre de la mécanique classique et de la théorie de la relativité. À travers l'exposé de cette interprétation, les hypothèses caractérisant le réalisme scientifique ont pu être précisées.

L'interprétation réaliste de la mécanique classique se matérialise par la *description classique du monde*. Suivant cette description, le monde est constitué de systèmes qui se trouvent chacun dans un *état physique actuel bien défini*. Au concept d'*actuel*, on assigne ici un poids ontologique : l'« actuel » est ce qui, à un instant donné, existe effectivement *indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance*. Le concept de *possible*, quant à lui, intervient par le biais des prédictions probabilistes de la mécanique statistique classique. Il est question du *possible épistémique*, le possible conçu comme reflet d'une connaissance incomplète de ce qui est actuel. En outre, suivant la description classique du monde, la mesure d'une grandeur physique sur un système est fidèle, au sens où elle révèle la valeur actuelle que possédait cette grandeur physique immédiatement avant la mesure. Il existe, par conséquent, une continuité entre (*i*) ce que nous décrivons comme étant actuel dans le monde en soi et (*ii*) ce qui est actuel pour nous lors de l'expérience. Cette continuité sur le plan descriptif peut également être mise en évidence dans le cadre de la description classique du monde en termes d'événements physiques. Il est supposé qu'un « résultat de mesure » correspond à un *événement physique* (*i*) qui survient de lui-même dans le monde – de même que les autres événements physiques – et (*ii*) qui possède la particularité de pouvoir être constaté.

La théorie de la relativité, considérée dans une perspective réaliste, loin de remettre en cause la description classique du monde tirée de la mécanique classique, permet de prolonger et d'affiner cette description. Nous avons vu que cette théorie favorise une description du

monde en termes d'événements physiques, ce qui a incité certains auteurs, comme Whitehead et Russell, à défendre une ontologie qui n'accorde le statut d'entité fondamentale qu'aux seuls événements – nous pouvons parler à ce titre d'une *ascension vers le tout actuel*. Cependant, une interprétation réaliste de la théorie de la relativité qui admet l'existence des événements *et* des objets matériels – c'est-à-dire qui ne réduit pas ces derniers aux événements – est également possible. Bien qu'elle soit moins économe sur le plan ontologique, cette interprétation semble être plus largement acceptée. L'ontologie d'événements *et* d'objets matériels est préconisée, non seulement par de nombreux philosophes analytiques, mais aussi – et c'est ce qui nous intéresse au premier chef – par de nombreux partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique. Suivant ce point de vue, il existe une équivalence entre l'image d'un monde d'*événements physiques* et l'image d'un monde constitué de systèmes se trouvant dans des états physiques *actuels* bien définis – on admet par exemple que *via* la proposition « Le système $S$ se trouve, à l'instant $t$, dans l'état physique actuel $\rho$. », il est fait référence à un événement physique que l'on peut noter $e_{t,\rho^S}$.

Nous avons ensuite proposé une critique des hypothèses réalistes telles qu'elles s'expriment dans la description classique du monde en termes d'événements. Nous avons montré pourquoi, selon nous, il est vain de chercher une définition de l'événement qui serait valable dans l'absolu. Une telle définition semble être toujours relative à la fois à une situation concrète et à un point de vue – ce dernier pouvant être physique, biologique, psychologique, social, économique, politique, historique, etc. Par ailleurs, il se trouve que l'idée d'*événement du monde* fait face à la même critique que celle adressée à l'idée de *fait du monde* : il est impossible d'exprimer un fait ou de faire référence à un événement sans le recours à un certain système conceptuel. Enfin, nous avons montré que l'idée selon laquelle les événements, tels que nous pouvons les constater lors d'une mesure, surviennent également en dehors du contexte d'une mesure, devient problématique dans le cadre de la microphysique. Ce point va être examiné plus en détail au chapitre suivant.

# Chapitre 2
# La mécanique quantique standard et le problème de la mesure

## 2.1 Introduction

L'objectif principal de ce chapitre est de donner une formulation précise au *problème de la mesure*. Pour commencer, nous allons présenter la *mécanique quantique standard*, c'est-à-dire la mécanique quantique telle qu'elle a été formulée par Dirac et von Neumann et reprise dans la plupart des manuels, ainsi que l'*interprétation standard* qui lui est associée (Section 2.2)[1]. Abstraction faite des quelques affirmations instrumentalistes de Dirac et de von Neumann[2], l'interprétation standard peut être considérée comme une interprétation *réaliste* de la mécanique quantique.

Nous allons montrer que les problèmes auxquels doit faire face l'interprétation standard sont liés au maintien de notions issues de la description classique du monde et comprises en un sens réaliste. Notre attention portera en particulier sur les problèmes que génère l'interprétation du vecteur d'état comme le représentant de l'*état physique actuel* du système étudié.

Nous en viendrons alors au problème de la mesure. Il nous faudra préalablement exposer de manière détaillée la *description du processus de la mesure suivant l'interprétation standard* (Section 2.3). Trois hypothèses sous-jacentes à cette interprétation seront mises en avant. Nous verrons que le problème de la mesure, dans sa première formulation, se pose lorsque l'une de ces hypothèses est rejetée, celle du *saut quantique*. Il sera ensuite question de la *description quantique de la mesure*, d'après laquelle l'appareil de mesure est lui aussi décrit en termes quantiques (Section 2.4), puis de la théorie de la décohérence qui prolonge la

1. Sur le choix des expressions « mécanique quantique standard » et « interprétation standard » pour désigner respectivement la formulation et l'interprétation de la mécanique quantique de Dirac et von Neumann, *cf.* : *supra*, Introduction.
2. *Cf.* : *idem*.

description quantique de la mesure par la prise en compte de l'interaction de l'appareil de mesure avec son environnement (Section 2.5). À la suite d'une analyse détaillée des différents problèmes auxquels nous confrontent de telles descriptions du processus de la mesure, nous tâcherons d'expliciter les différentes formulations possibles du problème de la mesure (Section 2.6).

## 2.2 La mécanique quantique standard

### *2.2.1 L'idée de perturbation incontrôlable lors d'une mesure*

C'est à la suite de la crise de la mécanique classique au tournant du XIX^e^ et du XX^e^ siècle que les physiciens ont élaboré la mécanique quantique[1]. Celle-ci se distingue de l'ancienne théorie en particulier par le traitement nouveau qui est proposé du processus de la mesure. En mécanique classique, l'action de l'appareil de mesure sur l'état physique actuel du système étudié peut être rendue négligeable vis-à-vis de l'erreur expérimentale[2], ou à tout le moins, elle peut être soustraite par le calcul[3]. Il en va autrement en mécanique quantique standard où l'on suppose que l'appareil de mesure provoque une *perturbation incontrôlable* de l'état physique actuel du système étudié. Cette idée a été introduite à la fin des années 1920 par Bohr et Heisenberg. En 1927 par exemple, Bohr écrit qu'« une observation susceptible de nous renseigner sur le comportement des particules atomiques individuelles entraîne toujours une modification de l'état de l'atome »[4]. Ou comme l'exprime Heisenberg en 1930 :

> Dans la physique atomique, […] en général les expériences destinées à la détermination d'une grandeur physique rendent illusoire la connaissance des autres grandeurs, car elles perturbent d'une manière incontrôlable le système en observation, et, par suite, modifient les valeurs des grandeurs antérieurement déterminées[5].

1. Pour une description historique du passage de mécanique classique à la mécanique quantique, *cf.* : de Broglie, L., *La physique nouvelle et les quanta*, Paris : Flammarion, 1974. Pour une description historique détaillée de l'élaboration de la mécanique quantique, *cf.* : Jammer, M., *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, *op. cit.*.
2. Il s'agit là d'une question d'ordre technique qui relève uniquement de la précision des appareils de mesure employés.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.5.
4. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, tr. fr., Paris : Jacques Gabay, 1993, p. 73.
5. Heisenberg, W., *Les principes physiques de la théorie des quanta*, tr. fr., Paris : Jacques Gabay, 1990, p. 3.

En d'autres termes, lors de la mesure d'une grandeur physique sur un certain système, l'action de l'appareil de mesure modifie, de manière non négligeable, l'état physique dans lequel se trouvait le système immédiatement avant la mesure. Cette perturbation s'avère *inévitable*, c'est-à-dire que par principe elle ne peut être éliminée, et ce, quelle que soit l'amélioration technologique apportée au dispositif de mesure. Du point de vue théorique, elle est *indéterminée*, ce qui implique que nous ne pouvons soustraire son effet par le calcul. Enfin, cette perturbation est *irréversible*, autrement dit, l'effet perturbant de l'appareil de mesure ne peut être compensé, après coup, par un processus physique inverse.

L'une des conséquences de cette perturbation incontrôlable est que la mesure d'une grandeur physique sur un certain système ne nous permet pas de déterminer par le calcul, de manière arbitrairement précise, la valeur de toutes les autres grandeurs physiques. Deux grandeurs physiques telles que la mesure de l'une nous empêche de déterminer par le calcul, de manière arbitrairement précise, la valeur de l'autre, sont dites « incompatibles »[1].

Cette indétermination dans le calcul théorique se traduit mathématiquement par les inégalités qu'Heisenberg a dérivées du formalisme quantique, lesdites « relations d'incertitude », ou « relations d'indétermination »[2]. Ainsi, à titre d'exemple, la précision de la détermination de la position $X$ d'un système et la précision de la détermination de son impulsion $P$ se limitent mutuellement suivant l'inégalité[3] :

$$\Delta x.\Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \qquad (2.1)$$

1. Nous reviendrons sur cette notion d'incompatibilité à la Sous-Section 2.2.2.
2. L'expression la plus couramment utilisée aujourd'hui est celle de « relations d'incertitude ». Celle-ci est adaptée à l'interprétation de la mesure en terme de « perturbation ». Néanmoins, étant donné que cette interprétation est problématique (*cf.* : la fin de cette sous-section), l'expression « relations d'incertitude » ne semble pas judicieuse. Celle de « relations d'indétermination », plus neutre du point de vue de l'interprétation, apparaît plus appropriée. Dans la suite de cette thèse, nous maintiendrons l'expression « relations d'incertitude » lorsqu'il sera question de l'interprétation de la mesure en terme de « perturbation », et nous emploierons celle de « relations d'indétermination » dans les autres situations. Sur l'évolution historique des expressions employées, *cf.* notamment : Lévy-Leblond, J.-M. and Balibar, F., "When Did the Indeterminacy Principle Become the Uncertainty Principle?", *Physics* **66** (1998), p. 280.
3. *Cf.* : Heisenberg, W., „Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik", *Zeitschrift für Physik* **43** (1927), 172-198 (tr. angl. in: Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 62-84) ; Heisenberg, W., *Les principes physiques de la théorie des quanta*, *op. cit.*, pp. 9-15. Pour une dérivation plus récente de cette inégalité, *cf.* : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 286-287.

où $\Delta x$ et $\Delta p$ sont les *écarts quadratiques moyens*[1] des résultat $x$ et $p$ pouvant être obtenus et où $\hbar$ est la constante de Planck divisée par $2\pi$ [2]. De telles relations mathématiques, d'après Heisenberg, sont étroitement liées à l'idée de perturbation incontrôlable :

> Supposons, par exemple, la vitesse de l'électron exactement connue, et la position entièrement inconnue. Alors toute observation ultérieure de la position modifiera l'impulsion de l'électron, et cette modification sera indéterminée d'une quantité telle qu'après l'expérience notre connaissance du mouvement de l'électron soit limitée par les relations d'indétermination[3].

Bohr insiste lui aussi sur ce lien entre relations d'incertitude et perturbation incontrôlable. Selon lui :

> Heisenberg […] a montré […] que toute mesure permettant de suivre les mouvements des « individus » isolés implique nécessairement une perturbation dans le cours des phénomènes, ce qui introduit un élément d'incertitude, déterminé par le quantum d'action[4].

Bohr précise que « l'étendue de la perturbation apportée par la mesure ne peut jamais être déterminée »[5]. D'après lui, il existe un élément « incontrôlable »[6] dans l'interaction entre l'appareil de mesure et le système étudié.

Cette idée de perturbation incontrôlable a très largement été diffusée dans la communauté des physiciens et se retrouve dans la majorité des manuels de mécanique quantique. Par exemple Dirac, à propos de l'indétermination qui caractérise les prédictions de la mécanique quantique, écrit : « on peut attribuer cette indétermination du résultat à l'incertitude dont est affectée la perturbation produite par la mesure »[7]. Von Neumann parle lui-aussi de la « perturbation du système introduite par la mesure »[8]. Dans l'ouvrage d'Albert Messiah, nous pouvons lire : « l'interaction de l'appareil de mesure apparaît […] comme une perturbation incontrôlable, dont le caractère fini et non nul découle directement de l'atomisme de l'action »[9]. Ou encore, comme l'écrivent Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu et Franck

1. Pour une définition de l'*écart quadratique moyen*, *cf.* par exemple : *ibid.*, pp. 230-231.
2. Précisons que $X$ et $P$ désignent des grandeurs physiques, tandis que $x$ et $p$ désignent les valeurs que peuvent prendre ces grandeurs physiques. Nous considérons ici le cas où $X$ et $P$ sont unidimensionnels.
3. Heisenberg, W., *Les principes physiques de la théorie des quanta*, *op. cit.*, p. 15.
4. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, pp. 9-10.
5. *Ibid.,* p. 10.
6. *Ibid.,* pp. 64 et 94-95.
7. Dirac, P., *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 5.
8. Von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 242.
9. Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, Paris : Dunod, 1995, p. 98.

Laloë : « lorsque l'on effectue une mesure sur un système microscopique, on le perturbe de façon fondamentale »[1].

À l'idée de perturbation incontrôlable se trouve associée celle d'un système qui se trouve dans un état physique actuel bien défini *indépendamment de nos moyens instrumentaux de connaissance*, c'est-à-dire indépendamment de la mise en place d'un dispositif de mesure. En effet, si l'appareil de mesure *perturbe* l'état physique actuel du système étudié, cela signifie que le système se trouvait déjà en acte dans un certain état physique *antérieurement à l'intervention de l'appareil*[2]. Or cette idée se révèle problématique en mécanique quantique. Comme nous le verrons plus en détail à la Sous-Section 4.7.2, Bohr est lui-même revenu à partir de 1935 sur la notion de « perturbation » pour défendre l'idée selon laquelle la valeur actuelle d'une grandeur physique – qui permet de définir l'état physique actuel d'un système – ne peut être bien définie que relativement à un certain *contexte* expérimental. Bohr de soutenir :

> Parler, comme on le fait souvent, de la perturbation d'un phénomène par l'observation […] peut […] prêter à confusion […]. Il est certainement beaucoup plus conforme à la structure et à l'interprétation du symbolisme de la mécanique quantique, ainsi qu'aux principes épistémologiques élémentaires, de réserver le mot « phénomène » à la compréhension des effets observés sous des conditions expérimentales données[3].

Néanmoins, cette hypothèse de la *contextualité*[4] ne fait pas partie de la formulation standard de la mécanique quantique. Dans le cadre de cette formulation, on ne retient que l'idée fort discutable de la perturbation incontrôlable de l'état physique actuel du système étudié par l'appareil de mesure.

### *2.2.2 De la description classique à la description quantique*

Il nous faut maintenant présenter de manière précise la mécanique quantique standard en nous penchant sur son formalisme. Afin de cerner ce qui sépare la mécanique quantique

1. Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 14.
2. Sur cette implication de l'idée de perturbation chez Bohr, *cf.* par exemple : Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr: the Framework of Complementarity*, Amsterdam: North Holland, 1985, pp. 110-112 et 154-157 ; Faye, J., *Niels Bohr: His Heritage and Legacy*, Dordrecht: Kluwer, 1991, p. 205 ; Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 247-249.
3. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1991, p. 258.
4. Nous reviendrons sur cette hypothèse dans la Section 4.7.

standard de la mécanique classique, mais aussi ce qui subsiste de l'ancienne théorie dans la nouvelle, commençons par rappeler de manière abrégée la *description classique du monde* présentée à la Sous-Section 1.2.3[1]. Suivant cette description, le monde se compose de systèmes matériels qui sont tels que :

***a.*** L'état physique actuel d'un système $S$ à un instant $t$ est représenté par la position et la quantité de mouvement des $N$ points matériels qui composent ce système.

***b.*** Les valeurs actuelles des grandeurs physiques variables associées au système $S$ à un instant $t$ sont parfaitement déterminées par son état physique actuel à cet instant $t$. Autrement dit, toutes les propriétés dynamiques du système sont simultanément bien définies.

***c.*** La mesure d'une grandeur physique sur le système $S$ **(*i*)** révèle la valeur actuelle que possédait cette grandeur physique immédiatement avant la mesure. Cette mesure **(*ii*)** peut être réalisée avec une précision arbitrairement grande. De plus, **(*iii*)** il est possible d'effectuer simultanément, et avec une précision arbitrairement grande, la mesure de toutes les grandeurs physiques sur le même système $S$.

***d.*** L'état physique actuel du système $S$ à un instant $t$ quelconque est déterminé de manière univoque par les équations d'évolution de la mécanique classique et son état physique actuel à un instant initial $t_0$. En particulier, la valeur d'une grandeur physique $A$ qui sera obtenue à la suite d'une mesure sur le système $S$, à un instant $t$, est déterminée de manière univoque par les équations d'évolution et son état physique actuel à un instant initial $t_0$.

Qu'en est-il de la *mécanique quantique standard* ? Sans faire un exposé axiomatique, nous allons présenter ici les idées essentielles de la *description quantique d'un système* telles qu'elles figurent dans les manuels[2]. Les systèmes dont traite la mécanique quantique standard

1. La description abrégée qui suit est inspirée de : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 214. Elle est adaptée de manière à mettre en relief le rôle de la mesure.

2. Nous allons nous appuyer sur les deux ouvrages de référence de Dirac et de von Neumann (Dirac, P., *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.* ; von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*), mais également sur les manuels suivants : Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, *op. cit.* ; Davydov, A., *Quantum Mechanics*, tr. angl., Oxford: Pergamon, 1965 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.* ; Wichmann, E., *Physique quantique*, *Berkeley: cours de physique, vol. 4*, tr. fr., Paris : Armand Colin, 1974 ; Shankar, R., *Principles of Quantum Mechanics*, New-York: Plenum Press, 1980. Pour des précisions mathématiques, nous ferons référence à : Jordan, T., *Linear*

se manifestent dans l'expérience à la fois de manière *corpusculaire* et de manière *ondulatoire*. Selon Eyvind Wichmann, « une particule physique réelle est un objet unique et irréductible, ses propriétés ondulatoires et corpusculaires étant des manifestations des différents aspects de sa nature intrinsèque »[1]. Chaque système se conçoit comme une *particule* à laquelle est associée une *onde de matière*. Toutefois, comme le précise Wichmann, « l'onde de [matière] et la particule sont une seule et même chose : il n'y a rien d'autre »[2]. En ce sens, il n'existe pas deux réalités distinctes que seraient la particule *et* l'onde de matière[3].

L'*état physique actuel* d'un système *S* à un instant *t* est représenté par un *vecteur d'état* que nous noterons $\left| \psi^S(t) \right\rangle$[4]. Ce vecteur d'état associé à *S* est défini sur un *espace de Hilbert* noté $H^S$. Indiquons qu'un « espace de Hilbert »[5] est un espace vectoriel défini sur les nombres complexes, muni d'un produit scalaire, complet et séparable[6]. Suivant la notation usuelle, le produit scalaire de deux vecteurs quelconques de $H^S$, notés $\left| \phi \right\rangle$ et $\left| \psi \right\rangle$, s'écrit $\left\langle \phi \middle| \psi \right\rangle$[7].

---

*Operators for Quantum Mechanics*, New-York: Wiley, 1969. Il ne sera pas question ici des manuels de mécanique quantique qui s'écartent de la formulation et de l'interprétation standard (nous pensons en particulier à : Bohm, D., *Quantum Theory*, *op. cit.* ; Landau, L. et Lifchitz, E., *Mécanique quantique*, tr. fr., Moscou : Mir, 1966 ; Lévy-Leblond, J.-M. et Balibar, F., *Quantique, rudiments*, Paris : InterÉditions, 1984).

1. Wichmann, E., *Physique quantique*, *op. cit.*, p. 222.
2. *Ibid.*, p. 204.
3. Contrairement à ce que soutiennent Louis de Broglie et de David Bohm dans le cadre de leur théorie de l'« onde pilote » (ou « mécanique bohmienne »). D'après cette théorie, qui reproduit les prédictions expérimentales de la mécanique quantique, l'onde de matière « guide » la particule (*cf. infra*, Section 3.6).
4. Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 215 ; Shankar, R., *Principles of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 119 ; Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, *op. cit.*, p. 250.
5. L'expression « espace de Hilbert » a été forgée par von Neumann (*cf.*: Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 55). Cette structure mathématique, encore absente dans la formulation de Dirac, a été inventée pour donner à la théorie quantique des « fondements absolument rigoureux » (von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 2).
6. Concernant ces propriétés mathématiques, *cf.* : von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 24-32. *Cf.* aussi : Jauch, J., *Foundations of Quantum Mechanics*, Reading (Mass.): Addison-Wesley, 1968, pp. 18-22 ; Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Ch. 1.
7. $\left\langle \phi \right|$ représente la *fonction scalaire*, ou *fonctionnelle linéaire*, qui agit sur le vecteur $\left| \psi \right\rangle$ en donnant le nombre complexe $\left\langle \phi \middle| \psi \right\rangle$ (*cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 12-14 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 110).

Dans ce qui suit, nous allons considérer le cas d'un espace de Hilbert de dimension finie égale à $N$ (*i.e.* un espace généré par un nombre $N$ fini de vecteurs linéairement indépendants)[1].

En mécanique quantique standard, les *grandeurs physiques mesurables* sur le système $S$ sont appelées « observables ». Ces observables sont représentées par des *opérateurs auto-adjoints*[2] qui agissent sur les vecteurs de $H^S$. Les résultats possibles de la mesure d'une certaine observable $A$ sur le système $S$ correspondent aux valeurs propres $\{a_k\}$ de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente cette observable, avec $k = 1,\ldots, M < N$, c'est-à-dire aux valeurs $\{a_k\}$ telles que :

$$\hat{A} \left| a_k \right\rangle = a_k \left| a_k \right\rangle \tag{2.2}$$

où $\left| a_k \right\rangle$ est le vecteur propre associé à la valeur propre $a_k$. Le fait que l'opérateur $\hat{A}$ est auto-adjoint assure que les valeurs propres de cet opérateur sont toujours réelles (et non pas complexes)[3].

On montre par le formalisme que les vecteurs propres qui sont associés à des valeurs propres distinctes sont *orthogonaux*, c'est-à-dire que leur produit scalaire est nul[4]. Autrement dit :

$$\left\langle a_k \mid a_l \right\rangle = 0 \quad \text{si} \quad k \neq l \tag{2.3}$$

En revanche, il se peut qu'à une valeur propre donnée correspondent plusieurs vecteurs propres (*i.e.* plusieurs vecteurs mutuellement orthogonaux). Une telle valeur propre est dite « dégénérée »[5]. Son *degré de dégénérescence*, noté $d$, est égal au nombre de vecteurs propres qui lui sont associés. Dans ce qui suit, nous allons considérer des observables dont les valeurs propres sont toutes non-dégénérées[6]. Dans ce cas, nous avons $M = N$.

---

1. Les propriétés mathématiques que nous allons présentées peuvent être généralisées au cas d'un espace de Hilbert de dimension infinie.
2. Pour la définition d'un opérateur *auto-adjoint* (ou *hermitique*), *cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 23-24 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 120-121.
3. *Cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 35 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 136.
4. *Cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 36 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 137.
5. Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 39 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 132.
6. Cette restriction n'a aucune incidence sur les différents problèmes que nous allons aborder.

L'ensemble des vecteurs propres $\{\mid a_i \rangle\}$ d'un opérateur $\hat{A}$ défini sur $H^S$ (représentant une observable $A$ donnée), avec $i = 1,...,N$, forme une *base orthogonale* de $H^S$, c'est-à-dire correspond à un ensemble de vecteurs orthogonaux qui génèrent $H^S$ [1]. Il est toujours possible de normaliser les vecteurs propres $\{\mid a_i \rangle\}$, c'est-à-dire de poser que la norme de $\mid a_i \rangle$, définie par $\sqrt{\langle a_i \mid a_i \rangle}$, est égale à 1 pour tout $i = 1,...,N$. Les vecteurs propres $\{\mid a_i \rangle\}$, s'ils sont tous normalisés, forment une *base orthonormée* de $H^S$. Les vecteurs propres $\{\mid a_i \rangle\}$ satisfont alors à la *relation de fermeture* :

$$\sum_{i=1}^{N} \mid a_i \rangle \langle a_i \mid = \hat{I} \tag{2.4}$$

où $\hat{I}$ correspond à l'opérateur *identité* [2].

Considérons un système $S$ et une observable $A$ pouvant être mesurée sur ce système, laquelle est représentée par un opérateur $\hat{A}$ défini sur $H^S$ dont les vecteurs propres $\{\mid a_i \rangle\}$ forment une base orthonormée de $H^S$, avec $i = 1,...,N$. D'après le *principe de décomposition spectrale*, le vecteur d'état $\mid \psi^S(t) \rangle$ associé au système $S$ à un instant $t$ peut être exprimé en terme du *spectre* des résultats possibles de la mesure de l'observable $A$ sur ce système, c'est-à-dire qu'il peut être *décomposé* sur la base des vecteurs propres $\{\mid a_i \rangle\}$. Il s'écrit alors comme une combinaison linéaire :

$$\mid \psi^S(t) \rangle = c_1 \mid a_1 \rangle + c_2 \mid a_2 \rangle + ... + c_N \mid a_N \rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \mid a_i \rangle \tag{2.5}$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes. Dans le cas où au moins deux des coefficients $\{c_i\}$ sont non nuls, le vecteur d'état se trouve dans une *superposition* de vecteurs propres – on parle du « principe de superposition » [3].

Supposons qu'une mesure de l'observable $A$ soit réalisée à l'instant $t$. L'expression (2.5) du vecteur d'état $\mid \psi^S(t) \rangle$ permet alors de calculer la probabilité de survenue de chacune des valeurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$. Il suffit d'appliquer la *règle de Born* suivant laquelle la probabilité de survenue de la valeur propre $a_i$ vaut :

---

1. *Cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 39.
2. *Cf.* : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 138.
3. *Cf.*, en particulier : Dirac, P., *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 17-18.

$$p(a_i) = \left| \langle a_i \mid \psi^S(t) \rangle \right|^2 = \left| c_i \right|^2 \tag{2.6}$$

Pour satisfaire à la théorie classique des probabilités[1], nous devons poser que $\sum_{i=1}^{N} \left| c_i \right|^2 = 1$.

Il nous faut à présent éclaircir le lien entre l'état physique actuel d'un système et la valeur actuelle des observables pouvant être mesurées sur ce système. Admettons qu'à l'instant *t*, l'état physique actuel du système *S* soit représenté par le vecteur d'état :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \tag{2.7}$$

Suivant la règle de Born (2.6), il est *certain* dans ce cas que si une mesure de l'observable *A* était réalisée à l'instant *t* sur le système *S*, on obtiendrait comme résultat la valeur $a_k$ (*i.e.* la valeur propre $a_k$ associée au vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$). Dans le cadre de la mécanique quantique standard, il est alors légitime d'assigner une valeur bien définie à l'observable *A* (à savoir, la valeur $a_k$), que la mesure de l'observable *A* soit effectivement réalisée ou non[2]. Par contre, dans le cas général, on postule qu'il n'est pas légitime d'assigner une valeur bien définie aux observables qui sont *incompatibles* avec l'observable *A*.

Par définition, deux observables *C* et *D* sont *incompatibles* si elles sont représentées par des opérateurs $\hat{C}$ et $\hat{D}$ qui *ne commutent pas*, c'est-à-dire tels que :

$$[\hat{C}, \hat{D}] = \hat{C}\hat{D} - \hat{D}\hat{C} \neq 0 \tag{2.8}$$

Dans le cas général, un vecteur propre de l'opérateur $\hat{C}$ ne sera pas vecteur propre de l'opérateur $\hat{D}$ si ce dernier ne commute pas avec $\hat{C}$[3].

Pour clarifier ce point, reprenons le cas du système *S* représenté par le vecteur d'état (2.7). Soit $\hat{B}$ l'opérateur défini sur $H^S$ qui représente l'observable *B*, avec $\{\left| b_i \right\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres. Supposons que l'observable *B* soit incompatible avec l'observable *A*, *i.e.* telle que $\hat{B}$ ne commute pas avec $\hat{A}$. En vertu de la relation de fermeture $\sum_{i=1}^{N} \left| b_i \right\rangle \left\langle b_i \right| = \hat{I}$, le vecteur d'état (2.7) associé au système *S* à l'instant *t* peut se réécrire comme suit :

---

1. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.4.
2. Il s'agit ici de l'*hypothèse du lien valeur propre-vecteur propre*, sur laquelle nous reviendrons plus loin (*cf. infra*, Sous-Sections 2.2.4 et 2.3.1).
3. *Cf.* : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 232.

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \left( \sum_{i=1}^{N} \left| b_i \right\rangle \left\langle b_i \right| \right) \left| a_k \right\rangle \tag{2.9}$$

$$= \sum_{i=1}^{N} \left\langle b_i \mid a_k \right\rangle \left| b_i \right\rangle \tag{2.10}$$

$$= \sum_{i=1}^{N} d_i \left| b_i \right\rangle \tag{2.11}$$

où l'on pose par définition $d_i \equiv \left\langle b_i \mid a_k \right\rangle$. Dans le cas général, le fait que $\hat{B}$ ne commute pas avec $\hat{A}$, implique que $\left| \psi^S(t) \right\rangle$, qui est vecteur propre de $\hat{A}$, n'est pas vecteur propre de $\hat{B}$. Il s'ensuit que nous ne pouvons pas prédire avec certitude quel sera le résultat de la mesure de l'observable *B* sur le système *S* si celle-ci était effectuée à l'instant *t*. Suivant la règle de Born (2.6) appliquée à (2.11), la mesure de l'observable *B* effectuée sur le système *S* peut fournir comme résultat la valeur propre $b_1$ avec la probabilité $p_1 = \left| d_1 \right|^2$, la valeur propre $b_2$ avec la probabilité $p_2 = \left| d_2 \right|^2$,…, et la valeur propre $b_N$ avec la probabilité $p_N = \left| d_N \right|^2$. Dans le cadre de la mécanique quantique standard, il n'est alors pas légitime d'assigner une valeur bien définie à l'observable *B*.

Cet exemple illustre le trait de la mécanique quantique standard d'après lequel l'état physique actuel d'un système *S* à un instant *t* ne permet pas d'assigner une valeur actuelle bien définie à l'ensemble des observables pouvant être mesurées sur ce système à cet instant *t* – contrairement au point *b* de la description classique.

Suivant la mécanique quantique standard, l'incompatibilité des observables implique une *impossibilité* de principe concernant les mesures pouvant être effectuées sur un même système : deux observables mutuellement incompatibles sont telles qu'il n'existe pas, dans le cas général, de dispositif de mesure permettant de déterminer leur valeur actuelle au même instant[1]. Comme l'écrivent Cohen-Tannoudji, Diu et Laloë : « deux observables incompatibles ne peuvent être mesurées simultanément »[1].

1. Nous pourrions ajouter : « deux observables mutuellement incompatibles sont telles qu'il n'existe pas de dispositif de mesure permettant de déterminer leur valeur actuelle au même instant *avec une précision arbitrairement grande* ». Nous pourrions alors mentionner les relations d'indétermination qui généralisent les relations (2.1) établies par Heisenberg (*cf.* : *ibid.*, p. 287 ; Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 85). Toutefois, ces relations n'ont d'intérêt que dans le cas d'observables avec un spectre *continu* de résultats possibles (ex : observables *position* et *impulsion*). Dans le cas d'observables avec un spectre *discret* de résultats possibles (ex : observable *spin selon une certaine direction*), cas discuté dans

On revient ici à l'idée de *perturbation incontrôlable* évoquée précédemment. Considérons à nouveau l'exemple du système *S* qui est représenté par le vecteur d'état (2.7) ou de manière équivalente par (2.11). Dans ce cas, d'après la mécanique quantique standard, la mesure de l'observable *B* (*incompatible* avec l'observable *A*), à l'instant *t*, *perturbe* de façon *incontrôlable* l'état physique actuel du système *S*. Plus précisément, cette mesure induit un *saut quantique* de l'état physique actuel du système *S* qui survient de manière *acausale* (ou *indéterministe*). Sur le plan du formalisme, le vecteur d'état qui représente l'état physique actuel du système *S*, au terme de la mesure, ne se trouve plus dans une superposition de vecteurs propres de $\hat{B}$ comme en (2.11) ; il est *réduit* au vecteur propre associé à la valeur propre qui a été obtenue comme résultat de la mesure de l'observable *B*. Par exemple, si le résultat est $b_l$, le nouveau vecteur d'état associé à *S*, au terme de la mesure, sera $\left| b_l \right\rangle$. Cette modification au niveau du formalisme revient à appliquer ce que l'on nomme le « postulat de projection »[2].

Il faut souligner qu'en mécanique quantique standard, la *précision* du résultat de la mesure d'une observable sur un système peut être *arbitrairement grande*, comme c'est le cas en mécanique classique. Toutefois, prenons garde à l'ambiguïté que peut revêtir ici le terme « précision ». Il n'est pas question de *précision* au sens où la mesure révèlerait *de manière précise* l'état physique actuel dans lequel se trouvait le système *immédiatement avant la mesure*. En effet, dans le cas général, la mesure induit une perturbation de l'état physique actuel du système. C'est pourquoi, la *précision* du résultat obtenu ne concerne que l'état physique actuel dans lequel se trouve le système *au terme de la mesure*. Cette précision est fonction du niveau de développement technologique de l'appareil de mesure.

---

cette présentation de la mécanique quantique standard, ces relations peuvent induire en erreur. En effet, ces relations sont dépendantes du vecteur d'état associé au système sur lequel porte la mesure, et ce vecteur d'état peut être tel que l'indétermination de la valeur de l'une des observables considérées est nulle (comme dans l'exemple du système auquel est associé le vecteur d'état (2.7)). Dans cette situation, d'après les relations d'indétermination, le produit des écarts quadratiques moyens pour les résultats de la mesure des deux observables incompatibles *n'est pas borné par une limite inférieure non nulle* (*cf.* : Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 265).

1. Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 235.
2. À la Sous-Section 2.2.2, nous reviendrons en détail sur la description du processus de la mesure suivant la mécanique quantique standard.

En mécanique quantique standard, l'indéterminisme lié à la mesure est tenu pour *fondamental*, c'est-à-dire qu'il est impossible, par principe, de prédire avec certitude le résultat de la mesure de n'importe quelle observable. Soulignons, à cet égard, que le vecteur d'état représente bien l'état physique actuel du système *et non une connaissance incomplète* que nous aurions de cet état physique actuel. L'interprétation du vecteur d'état en terme d'ignorance doit être rejetée. Le vecteur d'état associé à un système fournit l'*information maximale* qu'il est possible d'obtenir concernant les résultats des mesures pouvant être réalisées sur ce système. Suivant l'usage, on dit que le vecteur d'état correspond à un « état pur », par opposition à un « état de mélange », qui lui représente un « mélange statistique », c'est-à-dire l'information incomplète que nous détenons concernant l'état physique actuel d'un système[1].

Pour comprendre ce point, il est utile de présenter le formalisme des *opérateurs densité*[2]. L'opérateur densité s'exprime en termes de *projecteurs*. Un projecteur est un opérateur de la forme :

$$\hat{P}_{|\,\phi\,\rangle} = |\,\phi\,\rangle\langle\,\phi\,| \tag{2.12}$$

qui agit sur tout vecteur en le projetant sur le sous-espace de l'espace Hilbert engendré par le vecteur $|\,\phi\,\rangle$. À tout vecteur d'état correspond ainsi une formulation équivalente en terme d'opérateur densité. L'*information maximale* représenté par le vecteur d'état (ou état pur) (2.5) peut donc également être représentée par l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^S(t) = \hat{P}_{|\,\psi^S(t)\rangle} = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\,a_i\,\rangle} \tag{2.13}$$

En vertu de (2.12), cet opérateur densité peut être développé de la manière suivante :

$$\hat{\rho}^S(t) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\,a_i\,\rangle} = \left(\sum_{i=1}^{N} c_i |\,a_i\,\rangle\right)\left(\sum_{j=1}^{N} c_j^* \langle\,a_j\,|\right) \tag{2.14}$$

---

1. Certains auteurs identifient les expressions « état de mélange » (en anglais : "*mixed state*") et « mélange statistique » (en anglais : "*mixture*"). Cependant, d'un point de vue strict, ces deux expressions ne devraient pas être prises pour équivalentes : l'expression « état de mélange » désigne la *forme* de l'outil formel en question (*i.e.* vecteur d'état ou opérateur densité), tandis que l'expression « mélange statistique » désigne l'*interprétation* de cet outil formel. La distinction est importante car un état de mélange ne peut pas toujours être interprété en terme d'un mélange statistique (*cf. infra* , Sous-Section 2.4.4).
2. *Cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 73-78 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 302-304.

$$= \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, | a_i \rangle \langle a_i | + \sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* | a_i \rangle \langle a_j | \qquad (2.15)$$

où les termes croisés $\sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* | a_i \rangle \langle a_j |$ correspondent à des termes dits d'« interférence » ou de « cohérence » entre les vecteurs $| a_i \rangle$ et $| a_j \rangle$ pour tous $i$ et $j$ tels que $i \neq j$ (les coefficients $\{ c_i^* \}$ désignent ici les conjugués complexes des coefficients $\{ c_i \}$)[1]. Ces termes permettent de rendre compte des manifestations expérimentales de type *ondulatoire* de la matière.

Dans le formalisme des opérateurs densité, la règle de Born s'exprime sous une forme nouvelle. Si une mesure de l'observable $A$ est effectuée sur le système $S$, la probabilité de survenue de la valeur propre $a_i$ se calcule ainsi[2] :

$$p(a_i) = Tr\left( \hat{P}_{| a_i \rangle} \hat{\rho}^S(t) \right) = | c_i |^2 \qquad (2.16)$$

où $Tr(\ )$ correspond à l'opération de *trace*[3], qui dans le cas présent se développe comme suit $Tr(\hat{\rho}) = \sum_{k=1}^{N} \langle a_k | \hat{\rho} | a_k \rangle$ pour tout opérateur $\hat{\rho}$. Suivant la mécanique quantique standard, les probabilités $\{ p(a_i) \}$ ne sont pas assimilables à des probabilités subjectives[4]. Il est faux de dire que le système se trouve en acte dans l'état physique représenté par le vecteur propre $| a_1 \rangle$ avec une probabilité égale à $p(a_1)$, *ou* dans l'état physique représenté par le vecteur propre $| a_2 \rangle$ avec une probabilité égale à $p(a_2)$,…, *ou* dans l'état physique représenté par le vecteur propre $| a_N \rangle$ avec une probabilité égale à $p(a_N)$[5].

L'intérêt du formalisme des opérateurs densité est qu'il permet également de représenter un *mélange statistique*. Dans ce cas, interviennent des probabilités qui expriment la connaissance incomplète que nous avons de l'état physique actuel du système. Celles-ci doivent être distinguées des probabilités proprement quantiques. Considérons la situation où

1. *Cf.* : *ibid.*, pp. 302-304.
2. *Cf.* : *ibid.*, p. 299.
3. *Cf.* : *ibid.*, p. 166 ; Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 74.
4. Concernant les probabilités *subjectives*, *cf.* : *supra*, Sous-Section 1.2.4.
5. Pour une justification du rejet d'une telle interprétation, *cf.* : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 253-254.

un système $S$ se trouve en acte dans un état physique correspondant à l'un des vecteurs propres $\{\left| a_i \right\rangle\}$ sans que nous sachions précisément lequel. Admettons néanmoins que nous sachions que le système se trouve en acte dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_1 \right\rangle$ avec une probabilité égale à $p_1$, *ou* dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_2 \right\rangle$ avec une probabilité égale à $p_2$,…, *ou* dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_N \right\rangle$ avec une probabilité égale à $p_N$ – avec $\sum_{i=1}^{N} p_i = 1$, conformément à la théorie classique des probabilités. Ces probabilités $\{p_i\}$, par construction, sont des probabilités subjectives. Notre connaissance incomplète de l'état physique actuel du système est alors représentée par l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^S(t) = \sum_{i=1}^{N} p_i \hat{P}_{\left| a_i \right\rangle} = \sum_{i=1}^{N} p_i \left| a_i \right\rangle \left\langle a_i \right| \tag{2.17}$$

Dans une telle expression, les probabilités subjectives sont usuellement appelées « poids statistiques ».

Si l'on compare (2.15) et (2.17), on voit qu'un opérateur densité fournissant une information maximale se distingue d'un opérateur densité représentant un mélange statistique par la présence des termes de cohérence.

Dans le cas général, l'évolution exacte du vecteur d'état qui représente l'état physique actuel d'un système, lors d'une mesure, ne peut être déterminée. Il existe cependant une équation régissant de manière univoque l'évolution de ce vecteur d'état lorsque le système est isolé, c'est-à-dire lorsqu'il n'interagit pas avec un second système – tel qu'un appareil de mesure[1]. Il s'agit de *l'équation de Schrödinger*. Pour un système $S$ dont l'état physique actuel à l'instant $t$ est représenté par le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ défini sur l'espace de Hilbert $H^S$, l'équation de Schrödinger prend la forme générale suivante :

$$i\hbar \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left| \psi^S(t) \right\rangle = \hat{H}(t) \left| \psi^S(t) \right\rangle \tag{2.18}$$

1. À strictement parler, un système n'est jamais isolé. Mais, dans certaines conditions, son interaction avec les autres systèmes dont le monde est constitué peut être considérée comme négligeable.

où $\hat{H}(t)$ est l'*Hamiltonien*, c'est-à-dire l'opérateur qui représente l'observable *énergie*[1] du système *S*. Cette équation, qui est du premier ordre par rapport au temps, permet de déterminer le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ à un instant *t* quelconque à partir de la donnée du vecteur d'état $\left| \psi^S(t_0) \right\rangle$ à un instant initial $t_0$. Étant donné que l'équation (2.18) est linéaire, nous pouvons en tirer une équation qui relie $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ à $\left| \psi^S(t_0) \right\rangle$ de manière linéaire :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \hat{U}_{t_0 \to t} \left| \psi^S(t_0) \right\rangle \tag{2.19}$$

où $\hat{U}_{t_0 \to t}$ est un opérateur *unitaire*[2] de l'espace de Hilbert $H^S$, appelé « opérateur d'évolution ». Lorsque l'Hamiltonien $\hat{H}(t)$ est indépendant du temps *t*, l'intégration de l'équation (2.18) sur l'intervalle de temps $[t_0, t]$ donne :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = e^{-i\frac{t-t_0}{\hbar}\hat{H}} \left| \psi^S(t_0) \right\rangle \tag{2.20}$$

Dans ce cas, l'opérateur d'évolution s'écrit $\hat{U}_{t_0 \to t} = e^{-i\frac{t-t_0}{\hbar}\hat{H}}$.

En terme de l'opérateur densité $\hat{\rho}^S(t)$ associé à *S*, l'équation de Schrödinger (2.18) s'écrit[3] :

$$i\hbar \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \hat{\rho}^S(t) = \left[ \hat{H}(t), \hat{\rho}^S(t) \right] \tag{2.21}$$

Enfin, indiquons la manière dont on rend compte, en mécanique quantique standard, de l'état physique actuel d'un système composé. Considérons, pour commencer, deux systèmes $S_1$ et $S_2$ isolés l'un de l'autre[4], auxquels sont associés, à l'instant *t*, respectivement les vecteurs d'état $\left| \psi^{S_1}(t) \right\rangle$ et $\left| \psi^{S_2}(t) \right\rangle$ définis sur les espaces de Hilbert $H^{S_1}$ et $H^{S_2}$. L'état

1. Comme en mécanique analytique, l'Hamiltonien se compose d'un terme qui renvoie à l'énergie cinétique et d'un autre qui renvoie à l'énergie potentielle.
2. Pour la définition d'un opérateur *unitaire*, *cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 21 et 25 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 176.
3. *Cf.* : *ibid.*, p. 299.
4. À strictement parler deux systèmes ne sont jamais isolés l'un de l'autre. Mais, dans certaines conditions, leur interaction peut être considérée comme négligeable.

physique actuel du système composé $S_1 + S_2$, à l'instant *t*, est alors représenté par le vecteur d'état obtenu par le *produit tensoriel* des vecteurs d'état associés à $S_1$ et $S_2$ [1] :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t) \right\rangle = \left| \psi^{S_1}(t) \right\rangle \otimes \left| \psi^{S_2}(t) \right\rangle \tag{2.22}$$

Ce vecteur d'état est défini sur l'espace de Hilbert $H^{S_1} \otimes H^{S_2}$. Considérons maintenant deux systèmes $S_1$ et $S_2$ ayant interagi. Dans le cas général, l'état physique actuel du système composé $S_1 + S_2$, à un instant *t*, est représenté par un vecteur d'état qui a la forme d'une double somme de produits tensoriels :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t) \right\rangle = \sum_i \sum_j c_{ij} \left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle \tag{2.23}$$

où $\{ \left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle \}$ et $\{ \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle \}$ sont des bases quelconques (non nécessairement orthogonales) des espaces de Hilbert, respectivement, $H^{S_1}$ et $H^{S_2}$, et les $\{ c_{ij} \}$ des nombres complexes. Les observables pouvant être mesurées sur le système composé $S_1 + S_2$ sont représentées par des opérateurs qui agissent sur $H^{S_1} \otimes H^{S_2}$ et qui ont la forme :

$$\hat{A}^{S_1} \otimes \hat{B}^{S_2} \tag{2.24}$$

où $\hat{A}^{S_1}$ est un opérateur qui agit sur l'espace de Hilbert $H^{S_1}$, et où $\hat{B}^{S_2}$ est un opérateur qui agit sur l'espace de Hilbert $H^{S_2}$.

Résumons la description quantique, présentée dans les manuels, suivant un schéma équivalant à la description classique[2] :

***a'.*** L'état physique actuel d'un système *S* à un instant *t* est représenté par le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ défini sur l'espace de Hilbert $H^S$.

***b'.*** Les valeurs actuelles des observables pouvant être mesurées sur le système *S* ne sont pas toutes bien définies simultanément. Les résultats possibles de la mesure d'une observable *A* sur le système *S* sont les valeurs propres $\{ a_i \}$ de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente cette observable. La valeur $a_i$ peut être obtenue avec une probabilité $p(a_i)$ qui est fonction de l'état physique actuel du système *S* à l'instant *t* immédiatement

1. Pour une présentation des propriétés mathématiques du *produit tensoriel*, *cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 153-160.
2. Cette description condensée est inspirée de : *ibid.*, pp. 214-225. Nous mettons ici en relief le rôle de la mesure.

avant la mesure, suivant la règle de Born : $p(a_i) = \left| \langle a_i \mid \psi_S(t) \rangle \right|^2$, où $\mid a_i \rangle$ est le vecteur propre de $\hat{A}$ associé à la valeur propre $a_i$.

***c'.*** Dans le cas général, la mesure d'une observable $A$ sur le système $S$ **(*i*)** induit une perturbation incontrôlable de l'état physique actuel de ce système. Si le résultat $a_i$ est obtenu, cela signifie que l'état physique actuel a sauté de manière acausale dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\mid a_i \rangle$. Cette mesure **(*ii*)** peut être réalisée avec une précision arbitrairement grande. Par contre, **(*iii*)** il n'est pas possible d'effectuer simultanément la mesure d'observables incompatibles sur le même système $S$ avec une précision arbitrairement grande.

***d'.*** Dans le cas où le système $S$ est isolé, son état physique actuel à un instant $t$ quelconque est déterminé de manière univoque par l'équation de Schrödinger et son état physique actuel à un instant initial $t_0$.

On dit généralement que la mécanique classique est « déterministe », tandis que la mécanique quantique est « indéterministe ». Pourtant, l'équation d'évolution de la mécanique quantique est bien déterministe. Si l'on qualifie cette théorie d'« indéterministe », c'est que, contrairement à la mécanique classique, elle ne permet pas de déterminer la valeur actuelle de toutes les observables pouvant être mesurées sur un système à un instant donné. Pour être plus précis, nous proposons les définitions suivantes :

> **Théorie totalement déterministe :** Une théorie est « totalement déterministe » *si et seulement si* elle permet d'associer à tout système $S$ une fonction $F(t)$, dépendante du temps $t$, (*i*) dont l'évolution est régie par une équation déterministe[1], et (*ii*) d'où l'on dérive une valeur actuelle bien définie pour toutes les observables pouvant être mesurées sur ce système à l'instant $t$.

1. Nous dirons, par définition, qu'une équation est « déterministe » relativement à une fonction $F(t)$ dépendante du temps *t si et seulement si*, à partir de $F(t')$, cette équation détermine de manière univoque $F(t'')$ pour tous $t'$ et $t''$. Les équations d'évolution de la mécanique classique (les équations de Newton) et celle de la mécanique quantique standard (l'équation de Schrödinger) sont « déterministes » en ce sens. Nous pouvons identifier deux critères nécessaires que doit remplir une équation pour être déterministe : une telle équation (*i*) doit être du premier ordre par rapport au temps et (*ii*) ne doit pas inclure de fonction stochastique.

> **Théorie partiellement déterministe (ou partiellement indéterministe) :** Une théorie est « partiellement déterministe » (ou « partiellement indéterministe ») *si et seulement si* elle permet d'associer à tout système $S$ une fonction $F(t)$, dépendante du temps $t$, (*i*) dont l'évolution est régie par une équation déterministe, et (*ii*) d'où l'on dérive une valeur actuelle bien définie pour un ensemble limité d'observables, mais non pour toutes les observables pouvant être mesurées sur ce système à l'instant $t$.

Suivant ces définitions, la mécanique classique est *totalement déterministe*, alors que la mécanique quantique est *partiellement déterministe* (ou *partiellement indéterministe*).

### *2.2.3 Les concepts d'onde et de particule*

Malgré certaines caractéristiques qui la démarquent de la mécanique classique (idée de perturbation incontrôlable, existence d'observables incompatibles, etc.), la mécanique quantique *dans sa formulation standard* préserve une grande partie de l'appareillage conceptuel employé dans la description classique. Nous pensons en particulier aux concepts d'*onde*, de *particule* et d'*état physique actuel*. Or, ce conservatisme a un prix : il engendre une confusion au niveau conceptuel et débouche sur une série de problèmes.

Penchons-nous d'abord sur les concepts d'*onde* et de *particule*. Dans le cadre de l'interprétation standard de la mécanique quantique, ces deux concepts sont combinés d'une manière surprenante : on parle de la « dualité onde-corpuscule »[1] – les termes « particule » et « corpuscule » étant pris pour équivalents. D'un côté, les systèmes dont traite la mécanique quantique standard correspondent à des *particules*, ce sont donc des entités physiques individuelles que l'on conçoit intuitivement comme étant localisées dans l'espace et se mouvant selon une trajectoire bien définie. De l'autre, à chacune de ces particules est associée une *onde* (parfois appelée « onde de matière »[2]), qui correspond à une entité physique étalée dans l'espace, pouvant se recouper avec une autre onde et interférer avec elle. Celle-ci est représentée formellement par une *fonction d'onde*[3].

Voyons pourquoi il est problématique, en mécanique quantique, d'employer les concepts d'onde et de particule issus de la physique classique en préservant leur sens réaliste d'origine.

---

1. *Cf.* par exemple : *ibid.*, p. 20.
2. Par contraste avec une « onde électromagnétique ».
3. Le vecteur d'état constitue une généralisation de la fonction d'onde (*cf.* : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 108).

Il est vrai que les images d'onde et de particule peuvent s'appliquer à un même système. Cependant, comme l'a soutenu Heisenberg, pour une situation expérimentale donnée, seule l'une des deux images sera pertinente[1]. Par exemple, les expériences de diffraction par un réseau se prêtent davantage à une description ondulatoire, tandis que les expériences avec chambres à bulles se prêtent davantage à une description corpusculaire. De ce point de vue, les systèmes dont traite la mécanique quantique ne sont *ni* des particules *ni* des ondes. Les images d'onde et de particule n'ont pas pour fonction de représenter une réalité en soi. Ces images, d'après Heisenberg, ne sont que des *analogies* tirées de la physique classique :

> Il est clair que la matière ne peut être à la fois onde et particule ; ces deux conceptions sont trop différentes. Cette difficulté se résout lorsque ces deux représentations (corpuscules d'une part, ondes d'autre part) ne sont considérées que comme des analogies qui sont tantôt valables, tantôt erronées[2].

Certes, ces analogies possèdent une valeur *heuristique*, elles guident les physiciens dans leur activité expérimentale en leur permettant de décrire une expérience donnée au moyen d'un système conceptuel qui leur est familier. Mais les concepts d'onde et de particule ne s'appliquent plus, comme en physique classique, à un système isolé que nous pourrions considérer indépendamment de tout contexte expérimental. En mécanique quantique, le domaine de validité de chacun des deux concepts est limité. Nous ne pouvons les employer de manière légitime que pour rendre compte de situations expérimentales particulières, et non plus pour décrire ce qui est censé se passer dans le monde en soi.

À l'encontre de l'image ondulatoire, il faut ajouter que la *fonction d'onde* associée à un système – l'outil mathématique censé représenter une onde physique en mécanique quantique standard – est définie, non pas sur un espace à trois dimensions comme en électrodynamique classique[3], mais sur un espace à $N$ dimensions, avec $N$ un nombre réel pouvant prendre, en fonction de la situation étudiée, une valeur quelconque ($N$ peut éventuellement être infini)[4]. La fonction d'onde de la mécanique quantique ne possède un analogue classique que dans certains cas particuliers – par exemple, dans l'expérience des fentes de Young. Ces cas particuliers mis à part, la représentation d'une onde dans le formalisme de la mécanique quantique se distingue de manière significative de la représentation d'une onde dans le formalisme de la physique classique.

1. Heisenberg, W., *Les principes physiques de la théorie des quanta*, *op. cit.*, pp. 3-8.
2. *Ibid.*, p. 7.
3. En électrodynamique classique, cet espace à trois dimensions représente l'*espace physique*.
4. Cet espace correspond à l'*espace des états physiques du système*.

À l'encontre de l'image corpusculaire, nous pouvons invoquer les relations d'indétermination dont il a été question précédemment. Ces relations nous suggèrent d'abandonner l'une des idées constitutives de l'image corpusculaire, à savoir l'idée de *trajectoire* bien définie d'une particule. Rappelons que la trajectoire d'une particule, en physique classique, est définie par la position dans laquelle se trouve cette particule à chaque instant. Si l'on pouvait connaître, à chaque instant, la position exacte d'une particule (ainsi que les éventuels champs dans lesquels cette particule est plongée), on pourrait dériver son impulsion à chaque instant[1]. Par conséquent, si l'on pouvait déterminer la trajectoire exacte d'une particule, on pourrait déterminer, à chaque instant, simultanément sa position et son impulsion. Or, suivant les relations d'indétermination, la position et l'impulsion d'une soi-disant « particule » ne peuvent, par principe, être bien définies de manière simultanée[2].

La *théorie quantique des champs*, qui concilie la mécanique quantique avec la théorie de la relativité restreinte, met elle-aussi en cause le concept de particule. D'après cette théorie, en effet, nous ne sommes plus en droit de parler de la position *exacte* d'une particule *dans l'absolu*[3]. Il existe certes dans cette théorie un outil formel, noté $|\,\mathbf{x}\,\rangle$, qui en apparence pourrait représenter l'état physique actuel d'un système dans la position exacte **x**. Cependant, au regard de l'expression précise du vecteur $|\,\mathbf{x}\,\rangle$, cette interprétation ne semble pas acceptable. Pour satisfaire aux principes de la théorie de la relativité restreinte, ce vecteur doit être invariant par rapport aux transformations de Lorentz, il doit alors être défini comme suit[4] :

$$|\,\mathbf{x}\,\rangle = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{\omega(\mathbf{k})}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} |\,\mathbf{k}\,\rangle \qquad (2.25)$$

où l'on intègre sur l'ensemble des impulsions **k** possibles et où $\omega(\mathbf{k})$ représente la pulsation. Or, en raison de la présence du facteur $\sqrt{\omega(\mathbf{k})}$, les vecteurs $\{|\,\mathbf{x}\,\rangle\}$ ne sont pas orthogonaux,

1. Pour la relation mathématique entre la position et l'impulsion d'une particule en mécanique quantique, *cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 138.
2. À noter que cette interprétation des relations d'indétermination est rejetée par les partisans des théories à variables cachées comme celles de David Bohm (*cf. supra*, Section 3.6).
3. Les relations d'indétermination impliquent uniquement l'impossibilité de la détermination exacte de la position d'un système *et simultanément* de son impulsion.
4. Le formalisme présenté ici, ainsi que son interprétation, sont tirés de : Teller, P., *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, Princeton (New Jersey): Princeton University Press, 1995, pp. 56 et 85-91

c'est-à-dire que pour deux vecteurs $\left| \mathbf{x} \right\rangle$ et $\left| \mathbf{x}' \right\rangle$ tels que $\mathbf{x} \neq \mathbf{x}'$, nous avons $\left\langle \mathbf{x} \right| \left. \mathbf{x}' \right\rangle \neq 0$. Ce qui signifie que le système représenté par le vecteur $\left| \mathbf{x} \right\rangle$ ne peut être considéré comme localisé strictement en **x**.

T. Newton et E. Wigner ont proposé une définition du vecteur $\left| \mathbf{x} \right\rangle$ alternative à (2.25) qui est censée surmonter le problème de la localisation exacte[1] :

$$\left| \mathbf{x} \right\rangle = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \left| \mathbf{k} \right\rangle \tag{2.26}$$

où le terme $\sqrt{\omega(\mathbf{k})}$ de l'expression (2.25) est omis. Dans ce cas, pour deux vecteurs $\left| \mathbf{x} \right\rangle$ et $\left| \mathbf{x}' \right\rangle$ tels que $\mathbf{x} \neq \mathbf{x}'$, nous avons $\left\langle \mathbf{x} \right| \left. \mathbf{x}' \right\rangle = 0$. Néanmoins, comme le montre Paul Teller, une telle expression n'est pas invariante par rapport aux transformations de Lorentz[2]. Ce n'est que relativement à un certain référentiel spatio-temporel, que le vecteur $\left| \mathbf{x} \right\rangle$ de l'expression (2.26) peut être interprété comme représentant l'état physique actuel d'un système dans la position exacte **x**. Eu égard à un second référentiel spatio-temporel, en mouvement par rapport au premier, ce vecteur $\left| \mathbf{x} \right\rangle$ représente un système qui est étalé dans l'espace. Suivant la théorie quantique des champs, la possibilité d'une localisation exacte n'est donc que relative, ce qui va à l'encontre de l'image classique d'une particule conçue comme une entité physique bien localisée.

Quant à l'idée d'*individualité*, qui correspond à un autre trait caractéristique de l'image corpusculaire, elle est remise en question lorsque l'on prend en considération des systèmes composés de plusieurs sous-systèmes *identiques*[3]. L'expérience corrobore l'idée selon laquelle les systèmes à plusieurs sous-systèmes satisfont au *principe d'invariance par permutation*. Soit un vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ associé, à l'instant *t*, à un système *S* composé de plusieurs sous-systèmes. Suivant le principe d'invariance par permutation, les prédictions concernant les mesures effectuées sur ce système *S* sont les mêmes pour tout vecteur d'état

1. *Cf.* : Newton, T. and Wigner, E., "Localized States for Elementary Systems", *Reviews of Modern Physics* **21** (1949), 400-406. Pour la formulation de l'équation (2.26), *cf.* : Teller, P., *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, *op. cit.*, p. 87.
2. *Ibid.*, pp. 90-91.
3. Il faut comprendre ici le terme « identique » au sens de la physique et non de la philosophie. En physique, les systèmes *identiques* partagent les mêmes propriétés *intrinsèques* (masse, charge,…) et peuvent posséder des propriétés *dynamiques* différentes (position, impulsion, spin selon une certaine direction,…).

obtenu à partir de $\left| \psi^{S}(t) \right\rangle$ par une permutation quelconque des *indices* – ou « étiquettes » – désignant les sous-systèmes de ce système. La mécanique quantique tient compte de ce principe par l'introduction d'un nouveau postulat. Il s'agit du *postulat de symétrisation* suivant lequel les vecteurs d'états qui représentent les états physiques possibles d'un système composé de plusieurs sous-systèmes sont soit *symétriques*, soit *antisymétriques* par rapport aux permutations des sous-systèmes[1]. On nomme « bosons » les systèmes auxquels sont associés des vecteurs d'états symétriques et « fermions » les systèmes auxquels sont associés des vecteurs d'états antisymétriques[2].

Illustrons notre propos par un exemple, celui d'un système $S$ composé de deux sous-systèmes identiques $S_1$ et $S_2$ qui sont des fermions. Supposons qu'à $S$ soit associé, à l'instant $t$, le vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S}(t) \right\rangle = \left| \psi^{S_1+S_2}(t) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| \chi^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi^{S_2} \right\rangle - \left| \varphi^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \chi^{S_2} \right\rangle \right) \qquad (2.27)$$

où $\left| \chi^{S_1} \right\rangle$ et $\left| \varphi^{S_1} \right\rangle$ sont des vecteurs de l'espace de Hilbert $H^{S_1}$, et où $\left| \chi^{S_2} \right\rangle$ et $\left| \varphi^{S_2} \right\rangle$ sont des vecteurs de l'espace de Hilbert $H^{S_2}$. Le vecteur d'état exprimé en (2.27) est antisymétrique par rapport à la permutation des sous-systèmes $S_1$ et $S_2$, il satisfait donc au principe d'invariance par permutation. Le vecteur $\frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| \chi^{S_2} \right\rangle \otimes \left| \varphi^{S_1} \right\rangle - \left| \varphi^{S_2} \right\rangle \otimes \left| \chi^{S_1} \right\rangle \right)$, obtenu par la permutation dans (2.27) des sous-systèmes $S_1$ et $S_2$, ne représente pas un état physique distinct.

Sur la base de l'hypothèse de l'individualité des particules, en *mécanique classique*, la permutation des particules identiques permet de définir des états physiques distincts. Il en va autrement en *mécanique quantique*, où l'individualisation des sous-systèmes à la première étape de la construction du formalisme quantique à plusieurs particules – basée sur l'emploi d'étiquettes – est en quelque sorte niée dans une seconde étape, celle de la symétrisation ou de

1. *Cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C., Diu, B. et Laloë, F., *Mécanique quantique II*, Paris : Hermann, 1973, p. 1380 ; Diu, B. *et al.*, *Éléments de physique statistique*, *op. cit.*, Ch. VI.
2. Les bosons (ex : photons, mésons,…) sont décrits par la statistique dite de « Bose-Einstein » alors que les fermions (ex : électrons, protons,…) sont décrits par la statistique dite de « Fermi-Dirac ». L'une des conséquences du caractère symétrique des vecteurs d'état associés aux fermions est que ceux-ci – contrairement aux bosons – ne peuvent jamais se trouver en acte dans le même état physique individuel, ils satisfont à ce que l'on nomme « le principe d'exclusion de Pauli » (*cf. idem*).

l'antisymétrisation des vecteurs d'état. Comme le soutiennent Robert Hiborn et Candice Yuca, l'étiquetage des particules correspond à un « artefact » du formalisme quantique à plusieurs particules[1].

Signalons qu'il existe des stratégies pour sauver l'idée d'individualité des systèmes dont traite la mécanique quantique. Celles-ci reviennent à sortir du cadre strict de la mécanique quantique. Évoquons par exemple la stratégie de Bas van Fraassen qui adjoint à la mécanique quantique une structure formelle supplémentaire, celle des « états de valeurs »[2]. Il ne nous est pas possible ici de nous attarder sur ce point. Mais indiquons que le problème principal de telles stratégies réside dans leur caractère invérifiable[3].

Il est possible de prolonger la critique de l'idée d'individualité en se tournant vers la théorie quantique des champs. En effet, l'étiquetage des sous-systèmes est absent du formalisme des *espaces de Fock* sur lequel se base la théorie quantique des champs. Dans ce formalisme, il est seulement question de *nombres d'occupation*, c'est-à-dire de nombres de sous-systèmes qui occupent en acte les différents états physiques possibles *à un sous-système*. Considérons une certaine observable $A$ pouvant être mesurée sur un sous-système $S$, avec $\{\,|\, a_i \,\rangle\}$ les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente cette observable, où $i = 1,...,N$. À l'instant $t$, l'état physique actuel d'un système composé de plusieurs sous-systèmes (identiques à $S$) est représenté par un vecteur d'état de la forme :

$$|\, n_1, n_2, ..., n_N(t) \,\rangle_{\hat{A}} \tag{2.28}$$

où $n_1$ est le nombre de sous-systèmes dans l'état physique actuel $|\, a_1 \,\rangle$, $n_2$ est le nombre de sous-systèmes dans l'état physique actuel $|\, a_2 \,\rangle$,…, et $n_{\mathrm{N}}$ est le nombre de sous-systèmes dans l'état physique actuel $|\, a_N \,\rangle$[4]. Nous voyons ici que les sous-systèmes qui occupent les

1. Hilborn, R. and Yuca, C., "Identical Particles in Quantum Mechanics Revisited", *British Journal in the Philosophy of Science* **53** (2002), p. 376. À la Sous-Section 2.2.6, nous verrons que si l'on interprète le vecteur d'état associé à un système comme le représentant de son état physique actuel et si l'on considère un système composé de sous-systèmes ayant interagi, alors apparaît un problème qui conduit lui aussi à rejeter l'hypothèse de l'individualité des sous-systèmes.
2. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 423-433. Il sera question de l'interprétation de van Fraassen à la Sous-Section 3.7.5.
3. Ce qui peut paraître d'autant plus problématique pour un empiriste tel que van Fraassen.
4. Dans le cas des fermions, qui satisfont au principe d'exclusion de Pauli, les différents nombres $\{n_{\mathrm{i}}\}$ sont égaux soit à 0 soit à 1. Indiquons, par ailleurs, que les vecteurs d'états de la forme (2.28) sont générés par ce

différents états physiques $\{\,|\, a_i \,\rangle\}$ ne sont pas individualisés, il ne leur est pas assigné d'étiquettes[1].

Qu'en est-il du concept d'*onde* – ou de *champ* – dans la théorie quantique des champs ? Cette théorie traite-elle véritablement de « champs », comme on l'entend au sens classique ? Comme le montre Teller, l'emploi de la notion de champ en théorie quantique des champs ne constitue qu'un accident de l'histoire de cette théorie. Il existe deux manières distinctes permettant d'aboutir au formalisme de la théorie quantique des champs. La manière historique prend pour point de départ les *champs classiques* que l'on représente *via* la décomposition de Fourier. Il s'agit alors essentiellement de *quantifier* les composantes de Fourier, c'est-à-dire de les redéfinir comme des opérateurs satisfaisant à des *relations de commutation*[2]. Quant à la seconde manière d'obtenir le formalisme de la théorie quantique des champs, la dérivation *standard*, elle consiste à prendre pour point de départ la théorie des espaces de Fock, laquelle se rapporte à des nombres d'occupation – et non à des champs –, puis à opérer un changement

---

que l'on nomme les opérateurs de « création » et d'« annihilation ». Ces opérateurs suivent des relations de commutation dans le cas des bosons et des relations d'anti-commutation dans le cas des fermions, ce qui permet de garantir le caractère respectivement symétrique et antisymétrique des vecteurs d'état.

1. L'absence d'étiquetage dans la formulation standard de la théorie quantique des champs nous pousse à remettre en cause le trait de l'individualité. Signalons qu'il existe néanmoins une formulation alternative de cette théorie qui réintroduit l'étiquetage des sous-systèmes d'un système (*cf.* : de Muynck, W., "Distinguishable- and Indistinguishable-Particle Descriptions of Systems of Identical Particles", *International Journal of Theoretical Physics* **14** (1975), pp. 335-346). Selon van Fraassen, aucune des deux formulations – *avec* et *sans* étiquetage – ne permet de rejeter l'interprétation véhiculée par l'autre. Il en conclut que la question de la validité du trait de l'individualité ne peut être tranchée sur la base du formalisme (van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 448-451). La critique avancée par Teller à l'encontre de la formulation de la théorie quantique des champs *avec étiquetage* revient à souligner qu'elle génère une structure formelle inutile sur le plan prédictif, une « structure formelle de surplus » qu'il convient d'éliminer – il s'agit des états non-symétriques (Teller, P., *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, *op. cit.*, pp. 24-26). (Teller reprend l'expression « structure formelle de surplus » à Michael Redhead, *cf.* : Redhead, M., "Symmetry in Intertheory Relations", *Synthese* **32** (1975), 77-112.) Selon nous, une réponse à cette critique consiste à remarquer que la formulation *standard* de la théorie quantique des champs génère *elle-aussi* une structure formelle de surplus, laquelle n'est éliminée que par le recours au postulat de symétrisation appliqué *via* l'imposition des relations de commutation et d'anti-commutation aux opérateurs de création et d'annihilation. Il semble donc que le formalisme, à lui seul, ne permet pas de trancher la question de la validité du trait de l'individualité en mécanique quantique – ce qui nous ramène à la conclusion de van Fraassen.
2. Teller, P., *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, *op. cit.*, pp. 70-73.

de la base des vecteurs propres, en passant de la représentation en terme d'impulsion à celle en terme de position[1]. Au regard de cette seconde formulation de la théorie quantique des champs, il est possible de faire l'économie de la notion de champ.

Nous pouvons nous demander en fin de compte si la notion de champ est appropriée à la théorie quantique des champs. Un « champ » en physique classique correspond à une grandeur physique définie en chaque point de l'espace-temps. D'après Teller, l'analogue le plus proche du champ classique dans la théorie quantique des champs, c'est l'*opérateur champ* décrit dans la représentation d'Heisenberg[2]. Or, cet opérateur champ se caractérise par une structure algébrique non commutative et ne possède en général pas une valeur bien définie en chaque point de l'espace-temps. Il paraît, par conséquent, fort délicat d'interpréter l'opérateur champ comme le représentant formel d'un « champ » comme on l'entend au sens classique.

Ces différentes considérations plaident toutes en faveur de l'idée avancée par Heisenberg selon laquelle les concepts d'onde et de particule, issus de la physique classique, ne peuvent être employés en mécanique quantique qu'à titre d'analogies.

### *2.2.4 Une interprétation équivoque du vecteur d'état*

Dans le cadre de la formulation standard de la mécanique quantique, la *fonction d'onde* peut être interprétée de trois manières, et le *vecteur d'état* de deux manières. Il est supposé premièrement que la fonction d'onde associée à un système représente une onde physique, ou plus précisément une *onde de matière*. Mais cette interprétation, nous venons de le voir, apparaît difficile à maintenir, nous la laisserons donc de côté. Les deux autres manières d'interpréter la fonction d'onde se recoupent avec les deux interprétations du vecteur d'état (rappelons que le vecteur d'état correspond à une généralisation, sur le plan du formalisme, de la fonction d'onde[3]).

Voyons, à travers quelques citations, de quelle manière le vecteur d'état (ou de manière équivalente la fonction d'onde) est introduit dans la formulation standard de la mécanique quantique. Selon Dirac, « un état doit être considéré comme complètement déterminé *par la*

1. *Ibid.,* pp. 54-59.
2. Dans cette représentation, ce sont les opérateurs qui évoluent et non les vecteurs d'état.
3. *Cf.* : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 108.

*direction d'un vecteur* »[1]. Von Neumann de soutenir : « il est clair que tout ce qu'on peut dire sur l'état d'un système doit être déduit de sa fonction d'onde, $\varphi(q_1,...,q_k)$ »[2]. On peut lire dans le manuel de Messiah : « nous postulons que la fonction d'onde $\psi$ d'un système quantique définit complètement son état dynamique »[3]. Comme l'écrit Wichmann : « on peut décrire l'état dynamique d'une particule à l'aide d'une fonction d'onde complexe $\psi(\mathbf{x},t)$ »[4] – Wichmann emploi aussi l'expression « état physique »[5]. Ou encore, dans les termes de Ramamurti Shankar : « l'état de la particule est représenté par un vecteur $|\psi(t)\rangle$ dans un espace de Hilbert »[6]. Nous pouvons identifier ici une première interprétation du vecteur d'état (ou de la fonction d'onde). Celle-ci fait appel à la notion d'*état physique* issue de la mécanique classique, ou pour être explicite, à la notion d'*état physique actuel*[7]. Nous l'énoncerons ainsi : le vecteur d'état associé à un système *S* à un instant *t* représente l'état physique actuel de ce système à cet instant *t*[8].

Si cette interprétation du vecteur d'état s'est imposée comme l'une des hypothèses caractéristiques de l'interprétation standard de la mécanique quantique, cela est dû principalement à Dirac, comme le soulignent David Bohm et Basil Hiley[9]. Constatant qu'une observable possède la même valeur lorsque celle-ci est mesurée à deux instants consécutifs sur le même système[10], Dirac estime qu'il est naturel de penser que le système en question, entre les deux mesures, subsiste dans un certain état physique actuel indépendamment de la réalisation d'une mesure[11]. Suivant ce raisonnement, comme l'écrivent Bohm et Hiley, « le système se trouve dans un certain état, *i.e.* indépendamment du fait qu'il soit observé »[12]. Von

1. Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 21.
2. Von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 136.
3. Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, *op. cit.*, p. 51.
4. Wichmann, E., *Physique quantique*, *op. cit.*, p. 222.
5. *Ibid.*, p. 272.
6. Shankar, R., *Principles of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 119.
7. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.3.
8. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.2.
9. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 17.
10. Il s'agit du phénomène de la *reproductibilité d'un résultat de mesure* (*cf. infra*, Sous-Section 2.3.1).
11. En ce sens, Dirac écrit : « un système qui, après une préparation convenable, se trouve dans un certain état, restera dans cet état tant qu'il ne sera pas perturbé » (Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 9).
12. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 18.

Neumann a lui aussi contribué à l'acceptation et à la diffusion de cette interprétation. D'après Bohm et Hiley, il a offert à la notion d'« état quantique » une « formulation mathématique précise »[1].

Le terme « état », en mécanique quantique standard, est-il employé en un sens nouveau, un sens qui se distingue fondamentalement de celui de la mécanique classique ? Pour se convaincre du contraire, il suffit de mettre en lumière la manière dont le vecteur d'état, qui représente l'état physique actuel d'un système, est mis en relation avec la notion de *propriété* d'un système, dans le cadre de la mécanique quantique standard. Il est vrai que le principe de superposition confère à la notion d'état physique actuel de la mécanique quantique une caractéristique nouvelle, laquelle est absente de la mécanique classique – en raison de cette caractéristique, l'expression « état *quantique* » est souvent utilisée[2]. Suivant le principe de superposition, l'état physique actuel d'un système peut être représenté par un vecteur d'état correspondant à une combinaison linéaire, ou *superposition*, de plusieurs vecteurs qui représentent chacun un état physique possible pour ce système[3]. Si cette caractéristique rend le lien entre l'*état physique actuel* d'un système et les *propriétés* de ce système plus difficile à cerner, il n'en demeure pas moins que *ce lien existe* suivant la mécanique quantique standard. Par exemple, A. Davydov affirme que « les *propriétés* des objets atomiques sont décrites en mécanique quantique au moyen d'une quantité auxiliaire – la *fonction d'onde* ou *vecteur d'état* –, la fonction décrivant l'état d'une particule »[4]. Pour tenter de décrire le lien spécifique de l'*état physique actuel* d'un système et les *propriétés* de ce système en mécanique quantique standard, Dirac avance des explications du type :

> Les *propriétés* d'un état formé par la superposition de deux autres sont en un certain sens, intermédiaires entre celles des deux états composants ; elles s'en rapprochent plus ou moins, suivant le poids plus ou moins grand qui est attaché à ces états dans le processus de superposition[5].

Selon Dirac, lorsqu'un système se trouve en acte dans un état physique représenté par une superposition de vecteurs qui représentent chacun un état physique possible, cela signifie que

1. *Ibid.*, p. 19.
2. *Cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 108 et 214-215. Indiquons que Cohen-Tannoudji, Diu et Laloë emploient aussi l'expression « état physique », bien que ce soit de façon plus sporadique (*cf.* par exemple : *ibid.*, p. 219).
3. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.2.
4. Davydov, A., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 4 (c'est nous qui soulignons « propriétés »).
5. Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 9 (c'est nous qui soulignons « propriétés »).

ce système se trouve « partiellement » dans les différents états physiques en question. Il est souvent dit dans ce cas que le système se trouve dans une « superposition d'états physiques »[1]. Dans son manuel, Dirac introduit le terme « partiellement » lorsqu'il illustre le principe de superposition par l'exemple d'un photon dont on considère l'état de polarisation (c'est-à-dire l'état physique actuel défini relativement à l'observable *polarisation* pouvant être mesurée au moyen d'un polariseur) :

> Il est nécessaire de supposer qu'entre les différents états de polarisation d'un photon, il existe une relation telle que par exemple un photon, qui se trouve dans l'état o, puisse être considéré comme se trouvant simultanément, *en partie* dans l'état $\alpha$ et *en partie* dans l'état $\alpha + \pi/2$ [où $\alpha$ est un certain angle de polarisation]. De même, on pourrait le considérer comme se trouvant en partie dans l'état $\beta$ et en partie dans l'état $\beta + \pi/2$, $\beta$ étant un angle de polarisation quelconque, ou encore *partiellement* dans les états de polarisation circulaire gauche et droite[2].

L'interprétation du vecteur d'état comme le représentant de l'état physique actuel d'un système révèle la teneur *réaliste* de l'interprétation standard[3]. En effet, il est supposé tacitement que la mécanique quantique permet de représenter les systèmes qui composent le monde tels qu'ils sont en eux-mêmes indépendamment de nos moyens de connaissance, en particulier indépendamment de nos moyens *instrumentaux* de connaissance (*i.e.* nos appareils de mesure). Cette interprétation traduit la volonté de préserver autant que possible la description classique du monde. Le *réalisme scientifique*, tel que nous l'avons défini à la Sous-Section 1.2.1, constitue une position philosophique qu'il paraît donc naturel d'associer à l'interprétation standard de la mécanique quantique – nous tâcherons d'étayer cette idée dans la suite de ce chapitre[4].

Une seconde manière d'interpréter le vecteur d'état (ou la fonction d'onde), dans le cadre de la mécanique quantique standard, renvoie au caractère instrumental du formalisme. Elle correspond à ce que l'on nomme l'« interprétation probabiliste » du vecteur d'état due à Max

---

1. Plutôt que dans un « état physique représenté par une superposition de vecteurs qui représentent chacun un état physique possible ». Par exemple, David Albert emploie l'expression « superposition des états physiques » lorsqu'il présente l'interprétation standard (Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, *op. cit.*, p. 33).
2. Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 5 (c'est nous qui soulignons « en partie » et « partiellement »).
3. Ce que nous avons mis en avant dès l'Introduction de cette thèse.
4. En particulier, *cf.* : *infra*, Sous-Section 2.3.1.

Born[1]. Suivant cette interprétation, le vecteur d'état associé à un système constitue l'outil formel d'où l'on dérive, *via* la règle de Born[2], la *probabilité* de survenue de chacune des valeurs propres de l'opérateur qui représente l'observable mesurée sur un certain système[3]. D'après Cohen-Tannoudji, Diu et Laloë, la fonction d'onde « $\psi(\mathbf{x},t)$ est interprétée comme une *amplitude de probabilité de présence* »[4]. Ils écrivent que cette « interprétation probabiliste de la fonction d'onde » se retrouve sous une forme généralisée à travers la règle de Born appliquée au vecteur d'état[5]. Ou comme l'écrit Wichmann, « l'*intensité* d'une onde dans une direction donnée est proportionnelle à la valeur absolue du carré de l'amplitude de l'onde. En mécanique quantique, cette intensité a une interprétation *probabiliste* : une grandeur qui dépend du carré de l'amplitude représente toujours la *probabilité* pour que quelque chose se passe »[6].

Cette seconde interprétation concerne le rapport entre le formalisme et l'expérience. Elle nous conduit à identifier le vecteur d'état (ou la fonction d'onde) à un *outil de prédiction*, *i.e.* un outil permettant de prédire, de manière probabiliste, les résultats de mesure[7].

1. Born, M., „Quantenmechanik der Stossvorgänge", *Zeitschrift für Physik* **37** (1926), 863-867 (tr. angl. in: Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 52-55). Pour des précisions historiques à ce sujet, *cf.* : Jammer, M., *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Ch. 6.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.2 (équation (2.6)).
3. Selon les termes de Born et Heisenberg, la fonction d'onde de la mécanique quantique ne représenterait ainsi que des « ondes de probabilités » (Born, M. et Heisenberg, W., « La mécanique des quanta », *op. cit.*, p. 165).
4. Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 19.
5. *Ibid.*, pp. 225-226.
6. Wichmann, E., *Physique quantique*, *op. cit.*, p. 202.
7. Dans le manuel de von Neumann ont trouve un passage exprimant ce point de vue instrumentaliste : « admettons que, tout en ignorant dans quel état se trouve un système *S*, nous ayons effectué certaines mesures sur ce système et que nous en connaissions les résultats. En fait, c'est toujours ainsi que les choses se passent : nous ne pouvons apprendre quoi que ce soit sur l'état du système *S* qu'en effectuant des mesures et en interprétant leurs résultats. Strictement parlant, l'"état" d'un système est une construction de l'esprit ; les seuls réalités sont les résultats des mesures et l'objet de la physique est précisément la découverte des relations qui peuvent exister entre des résultats de mesures effectuées dans le passé et ceux des mesures futures. Cependant pour décrire ces relations on introduit toujours la notion accessoire d'"état" d'un système ; et dans ce cas la théorie doit nous apprendre, d'une part comment on peut déduire l'état actuel d'un système en partant de mesures effectuées dans le passé et d'autre part comment prévoir le résultat de mesures futures à partir de ce même état » (von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op.*

Contrairement à l'interprétation du vecteur d'état associé à un système comme le représentant de son état physique actuel, cette seconde interprétation n'est pas sujette à controverse. La fonction prédictive du vecteur d'état (ou de la fonction d'onde), ainsi mise en avant, est *de fait* corroborée par l'expérience.

L'interprétation du vecteur d'état (ou de la fonction d'onde) en mécanique quantique standard apparaît donc *équivoque*. Elle oscille entre l'assignation d'une fonction *descriptive* et *prédictive* au vecteur d'état (ou à la fonction d'onde). En mécanique classique, il ne semble pas problématique d'assigner au formalisme une fonction à la fois descriptive et prédictive : connaître l'état physique actuel d'un système signifie être en mesure d'attribuer des valeurs bien définies à toutes les grandeurs physiques de ce système, et donc, de prédire la valeur actuelle que l'on obtiendrait si l'on mesurait n'importe laquelle de ces grandeurs physiques. En mécanique quantique standard, par contre, lorsque l'on connaît l'état physique actuel d'un système, cela ne nous permet pas d'attribuer une valeur actuelle bien définie à chacune des observables pouvant être mesurées sur ce système, et par suite, il nous est possible de faire uniquement des prédictions probabilistes à leur propos. La citation suivante de von Neumann illustre la situation paradoxale dans laquelle nous plonge l'interprétation standard de la mécanique quantique : « un état, écrit von Neuman, est complètement connu lorsque $\varphi$ est donnée », « malgré cela, ajoute-t-il, il nous est impossible de prévoir la valeur exacte que prend une grandeur physique dans cet état et nous devons nous contenter de résultats statistiques »[1].

### *2.2.5 Le problème de la signification d'une superposition d'états physiques*

Quelle est la signification précise de l'expression « superposition d'états physiques » employée en mécanique quantique standard ? D'après les partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique, une superposition d'états physiques renvoie à un

*cit.*, pp. 231-232). Mais ce point de vue n'a guère été repris dans les autres manuels de mécanique quantique. Nous pouvons donc supposer que le mode d'expression *réaliste* de von Neumann (lorsqu'il parle notamment de l'« état du système ») a eu un impact plus important que la remarque isolée figurant dans le passage cité.

1. *Ibid.*, p. 143.

« nouveau mode d'être », pour reprendre l'expression de David Albert[1]. Mais comment faut-il envisager ce nouveau mode d'être ?

Focalisons la discussion sur l'exemple suivant. Soient un système $S$ et une observable $A$ pouvant être mesurée sur ce système, laquelle est représentée par un opérateur $\hat{A}$ défini sur $H^S$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\left| a_i \right\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i = 1,..., N$. Admettons que le vecteur d'état associé au système $S$ à l'instant $t$ soit :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{2.29}$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes. Suivant l'interprétation du vecteur d'état comme le représentant de l'état physique actuel d'un système, le système $S$ se trouve alors en acte dans une *superposition d'états physiques*.

Cherchons à mieux comprendre l'explication avancée par Dirac lorsqu'il fait usage du terme « partiellement ». Suivant cette explication, le système $S$, à l'instant $t$, se trouve en acte *partiellement* dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_1 \right\rangle$, *partiellement* dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_2 \right\rangle$,…, et *partiellement* dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_N \right\rangle$. Il est possible de traduire la situation en termes de « propriétés » : le système $S$, à l'instant $t$, possède en acte *partiellement* la propriété $(A, a_1)^S$, *partiellement* la propriété $(A, a_2)^S$,…, et *partiellement* la propriété $(A, a_N)^S$ – où $(A, a_i)^S$ signifie « La valeur de l'observable $A$ associée au système $S$ est $a_i$. ». Il est également possible de décrire la situation en termes d'« événements » : les événements $e_{t,(A,a_1)^S}$, $e_{t,(A,a_2)^S}$,…, et $e_{t,(A,a_N)^S}$ sont tous *partiellement* survenus[2].

L'expérience nous permet-elle d'apporter un éclairage à ces différentes formulations ? Nous pouvons exhiber deux traits qui caractérisent l'expérience. Dans l'exemple de la réalisation de la mesure d'une observable $A$ sur un système $S$, ces deux traits peuvent être formulés comme suit : (*i*) toute proposition faisant référence à la survenue d'un événement tel que $e_{t,(A,a_i)^S}$ satisfait au *principe de bivalence*, elle est soit vraie, soit fausse (*i.e.* soit

1. Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, *op. cit.*, p. 11 (expression citée dans l'Introduction). Signalons qu'Albert, bien qu'il s'inscrive dans une perspective réaliste, s'oppose à l'interprétation standard (*cf. infra*, Sous-Section 3.8.7).
2. Nous avons introduit cette notation à la Sous-Section 1.2.6.

l'événement $e_{t,(A,a_i)^S}$ survient, soit il ne survient pas, et ce, pour $i = 1,...,N$), et (*ii*) les événements $\{e_{t,(A,a_j)^S}\}$ sont *mutuellement exclusifs* (*i.e.* si l'événement $e_{t,(A,a_i)^S}$ survient, alors les autres événements $\{e_{t,(A,a_j)^S}\}$, avec $j \neq i$, ne surviennent pas simultanément)[1]. Suivant le premier trait qui caractérise l'expérience – le principe de bivalence –, un événement $e_{t,(A,a_i)^S}$ ne survient jamais *partiellement*. Suivant le second trait qui caractérise l'expérience – le caractère d'exclusivité –, les événements $e_{t,(A,a_1)^S}$, $e_{t,(A,a_2)^S}$,…, et $e_{t,(A,a_N)^S}$ ne surviennent jamais *simultanément*. Nous n'observons jamais dans l'expérience la survenue partielle et simultanée d'un ensemble d'événements du type $\{e_{t,(A,a_i)^S}\}$. En d'autres termes, affirmer qu'un système se trouve en acte « dans une superposition d'états physiques » ou qu'il se trouve en acte « partiellement dans différents états physiques » ne possède guère de signification au regard de l'expérience. Ajoutons que ni Dirac, ni aucun autre partisan de l'interprétation standard de la mécanique quantique, n'apporte d'explication supplémentaire à l'idée selon laquelle un système peut se trouver en acte dans une superposition d'états physiques. Pour cette raison, nous parlerons dorénavant du « problème de la signification d'une superposition d'états physiques ».

L'examen de la structure logique qui est sous-jacente à la mécanique quantique, la *logique quantique*[2], nous apporte-t-elle un éclaircissement à ce sujet ? L'une des particularités de la logique quantique, par opposition à la logique classique, est qu'elle ne satisfait pas au principe de bivalence. En raison du principe de superposition de la mécanique quantique, le vecteur d'état associé à un système *S*, en dehors du contexte d'une mesure, ne se trouve pas, dans le

1. Nous avons présenté et discuté ces deux traits dans le cas de l'expérience de la double fente, *cf.* : *supra*, Sous-Section 1.5.3.
2. Depuis l'article de George Birkhoff et von Neuman en 1936 (Birkhoff, G. and von Neumann, J., "The Logic of Quantum Mechanics", *Annals of Mathematics* **37** (1936), 823-843), plusieurs approches visant à clarifier la structure logique sous-jacente à la mécanique quantique ont été développées. Pour une présentation et une discussion de ces approches, *cf.* : Jammer, M., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Ch. 8 ; Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (ed.), *Current Issues in Quantum Logic*, New York: Plenum, 1981, pp. 17-34 ; Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, pp. 22-27 et Chap. 7 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 178-217 ; Wilce, A., "Quantum Logic and Quantum Probability", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2002/entries/qt-quantlog/, 2002.

cas général, dans l'un des vecteurs propres $\{|\, a_i \,\rangle\}$ de l'observable *A*, à l'exclusion des autres vecteurs propres. Il n'est alors pas légitime d'affirmer que la proposition « Le système *S* possède la propriété $(A, a_i)^S$ » est soit vraie, soit fausse, pour tout *i* – ou de manière équivalente, il n'est pas légitime de supposer que l'événement $e_{t,(A,a_i)^S}$ soit survient, soit ne survient pas, pour tout *i*. Il s'en suit que le concept de *propriété* tel qu'on l'entend dans la description classique du monde ne semble plus être approprié. Du moins, si l'on tient à maintenir le terme « propriété » dans le cadre de la mécanique quantique, il convient de lui attribuer un sens nouveau.

D'après Bohr et Heisenberg, en dehors du contexte d'une expérience, toute proposition à propos de la valeur d'une observable pouvant être mesurée sur un système est dénuée de signification. Il n'est pas légitime de parler des « propriétés » d'un système lorsque aucune mesure n'est effectivement réalisée. « D'une façon tout à fait générale, écrit Heisenberg, il n'existe aucun moyen pour décrire ce qui se passe entre deux observations consécutives »[1].

Plusieurs auteurs, qui préconisent une interprétation basée sur l'analyse de la logique quantique, se sont opposés à cette conclusion. Hans Reichenbach, sans toutefois remettre en question les limitations de la connaissance mises en évidence par Bohr et Heisenberg, ne se satisfait pas de l'idée selon laquelle, en dehors du contexte d'une mesure, aucune proposition sur le monde, aucune proposition sur les « interphénomènes »[2], n'est acceptable. C'est pourquoi il introduit le concept de propriété « indéterminée »[3]. Par définition, la valeur d'une observable *A* sur un système *S* est « indéterminée » lorsqu'un dispositif de mesure permettant de mesurer une observable qui est incompatible avec *A* est mis en place. Selon Reichenbach, nous devons associer une « logique trivalente » à la mécanique quantique. Outre les valeurs de vérité « vraie » et « fausse » qui peuvent être assignées à une proposition portant sur la valeur d'une observable qui est constatée expérimentalement, il existe une troisième valeur de

1. Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *op. cit.*, p. 41 (passage cité dans l'Introduction).
2. Reichenbach définit les « interphénomènes » comme suit : « nous pouvons […] considérer comme inobservables toutes les occurrences qui surviennent entre les coïncidences, telles que le mouvement d'un électron, ou d'un rayon de lumière de sa source jusqu'à ce qu'il rentre en collision avec de la matière. Nous nommons cette classe d'occurrences les *interphénomènes* » (Reichenbach, H., *Philosophic Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 21).
3. *Ibid.*, pp. 144-177.

vérité, la valeur « indéterminée », qui permet de caractériser une proposition portant sur la valeur d'une observable qui ne fait pas l'objet d'une mesure.

Hilary Putnam va plus loin que Reichenbach. S'inscrivant dans une perspective expressément réaliste, il estime que la logique qui caractérise le monde en lui-même correspond à la logique non-classique de la mécanique quantique, à savoir la logique quantique. Selon ses termes, « nous vivons dans un monde avec une logique non-classique »[1]. D'après l'analyse que lui et Michael Friedman font de la logique quantique, il demeure légitime d'assigner une propriété à un système en dehors du contexte d'une mesure, contrairement à ce que soutiennent Bohr et Heisenberg[2]. Il s'agit seulement de réviser le concept de propriété à l'aune de la logique quantique. C'est ainsi que, d'après Putnam, en dehors du contexte d'une mesure, la valeur d'une observable pouvant être mesurée sur un système équivaut, dans le cas général, à une *disjonction* de valeurs[3]. Suivant l'expression employée par Hughes lorsqu'il discute l'interprétation de Putnam et Friedman, un système possède, dans le cas général, des « propriétés disjonctives »[4]. Par exemple, le système $S$ auquel est associé, à l'instant $t$, le vecteur d'état (2.29), possède non pas l'une des propriétés $\{(A, a_i)^S\}$ à l'exclusion des autres, mais la propriété disjonctive $(A, a_1 \vee a_2 \vee ... \vee a_N)^S$.

Van Fraassen s'efforce lui aussi de défendre l'idée selon laquelle *toutes* les observables, qu'elles soient ou non l'objet d'une mesure, possèdent des valeurs. Son approche diffère toutefois de celle de Putnam. Il opère, en effet, une distinction entre le *vecteur d'état* d'un système, qui détermine son évolution *possible*, et l'*état physique* de ce système, qui lui détermine la valeur *actuelle* de chacune des observables pouvant être mesurées sur le système – l'état physique est contraint logiquement par le vecteur d'état sans être déterminé de

1. Putnam, H., "Is Logic Empirical?", in: Cohen, R. and Wartofsky, M. (eds), *Boston Studies in the Philosophy of Science*, vol. 5, Dordrecht: Reidel, 1969, p. 226. Dans cet article, Putnam défend l'idée que la logique classique possède une validité approximative, c'est-à-dire qu'elle ne vaut qu'à l'échelle macroscopique. Il fait un parallèle avec ce que nous enseigne la théorie de la relativité générale à propos de la géométrie : « La mécanique quantique elle-même explique la validité *approximative* de la logique *classique* "à grande échelle", tout comme la géométrie non-euclidienne explique la validité *approximative* de la géométrie *euclidienne* "à petite échelle" » (*ibid.*, pp. 226-227).
2. Friedman, M. and Putnam, H., "Quantum Logic, Conditional Probability and Interference", *Dialectica* **32** (1978), p. 310.
3. Putnam, H., "Is Logic Empirical?", *op. cit.*, p. 227.
4. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 212.

manière univoque par lui[1]. Dans le cadre de cette interprétation dite « modale »[2], comment pouvons-nous rendre compte du cas général où le vecteur d'état associé à un système $S$ correspond à une superposition du type (2.29) ? La stratégie de van Fraassen consiste à introduire la notion de « valeur imprécise »[3] : en vertu du vecteur d'état (2.29), la valeur de l'observable $A$ pouvant être mesurée sur le système $S$ est en acte, à l'instant $t$, la valeur imprécise $a_1 \vee a_2 \vee ... \vee a_N$, *i.e.* le système $S$, à l'instant $t$, possède en acte la propriété imprécise $(A, a_1 \vee a_2 \vee ... \vee a_N)^S$. Notons que cette nouvelle notion de propriété ne diffère de celle de Putnam que par son nom. Les « propriétés disjonctives » et les « propriétés imprécises » ont exactement les mêmes correspondants dans le formalisme.

On peut toutefois s'interroger sur la pertinence des approches de Reichenbach, Putnam et van Fraassen. Il est vrai que les notions de propriétés « indéterminées », « disjonctives » ou « imprécises » sont définies de manière claire au niveau du formalisme. Mais elles restent aussi peu intuitives que ne l'est la notion de superposition d'états physiques. Elles ne permettent pas, semble-t-il, d'éclaircir ou d'affiner la représentation que nous avons d'un système se trouvant dans une superposition d'états physiques. De plus, les propriétés en question se voient attribuées à des systèmes uniquement en dehors du contexte d'une mesure. Nous ne pouvons donc avoir qu'un accès indirect à ces propriétés. Il est impossible de les observer dans l'expérience (avec nos yeux, par exemple). L'idée de l'existence de telles propriétés ne peut être soumise au test de l'expérience. Forger une nouvelle notion de propriété apparaît donc insuffisant pour élucider le problème de la signification d'une superposition d'états physiques. Au fond, ces différentes notions de propriété ne font que maquiller le problème.

### *2.2.6 Entremêlement des prédictions ou entremêlement des états physiques ?*

Un second problème lié à l'interprétation du vecteur d'état associé à un système comme le représentant de son état physique actuel se pose lorsque l'on considère un système composé de plusieurs sous-systèmes ayant interagi – problème qui a été mis en avant par Schrödinger

1. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 275. Dans la terminologie de van Fraassen, le vecteur d'état et l'état physique sont nommés respectivement « état dynamique » et « état des valeurs ».
2. Nous reviendrons plus en détail sur les interprétations modales à la Section 3.7.
3. Ou "*unsharp value*" en anglais (*ibid.*, pp. 283 et 310).

en 1935[1]. Prenons l'exemple d'un système *S* composé de deux sous-systèmes, notés $S_1$ et $S_2$, qui ont interagi. Admettons que le vecteur d'état associé à *S* à l'instant *t* soit :

$$\left| \psi^{S}(t) \right\rangle = \left| \psi^{S_1+S_2}(t) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| a_1 \right\rangle \otimes \left| b_1 \right\rangle - \left| a_2 \right\rangle \otimes \left| b_2 \right\rangle \right) \qquad (2.30)$$

où $\left| a_1 \right\rangle$ et $\left| a_2 \right\rangle$ sont deux vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable *A* pouvant être mesurée sur le sous-système $S_1$ (et auxquels sont associées les valeurs propres $a_1$ et $a_2$ respectivement), et où $\left| b_1 \right\rangle$ et $\left| b_2 \right\rangle$ sont deux vecteurs propres de l'opérateur $\hat{B}$ qui représente l'observable *B* pouvant être mesurée sur le sous-système $S_2$ (et auxquels sont associées les valeurs propres $b_1$ et $b_2$ respectivement). Un tel vecteur d'état ne peut être *factorisé* en deux termes qui correspondraient aux vecteurs d'état associés respectivement à $S_1$ et à $S_2$, c'est-à-dire qu'il ne peut pas s'écrire sous la forme :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t) \right\rangle = \left| \psi^{S_1}(t) \right\rangle \otimes \left| \psi^{S_2}(t) \right\rangle \qquad (2.31)$$

On emploie l'expression « non-séparabilité » (des systèmes) pour désigner ce trait de la mécanique quantique standard[2]. Dans cette situation, l'interprétation du vecteur d'état associé à un système comme le représentant de son état physique actuel nous conduit au problème suivant. Bien que le système total se trouve dans un état physique actuel déterminé, lequel est représenté par le vecteur d'état (2.30), *il est impossible d'attribuer un état physique actuel déterminé à chacun des sous-systèmes*, puisqu'il n'existe pas de vecteur d'état qui leur soit associé individuellement[3]. Suivant la mécanique quantique standard, il n'est pas légitime de soutenir que (*i*) les deux sous-systèmes se trouvent *en fait* dans des états physiques

1. Schrödinger, E., *Physique quantique et représentation du monde*, tr. fr., Paris : Éditions du Seuil, 1992, pp. 117-120.
2. *Cf.* par exemple : Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 189. On parle aussi parfois de la « non-divisibilité par la pensée » (*cf.* : d'Espagnat, B., *Le réel voilé, analyse des concepts quantiques*, Paris : Fayard, 1994, pp 124-127). La notion de « non-séparabilité », dont il est question ici, ne doit pas être confondue avec la notion de « séparabilité einsteinienne ». Pour éviter les confusions, nous emploierons plus loin l'expression « localité einsteinienne » au lieu de celle de « séparabilité einsteinienne » (*cf. infra*, Sous-Section 4.7.1).
3. On remarquera que ce problème met lui aussi en cause l'hypothèse de l'individualité des sous-systèmes d'un système composé (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.3).

déterminés, mais que (*ii*) nous ignorons lesquels[1]. Le vecteur d'état associé au système total fournit l'information maximale pouvant être acquise à propos de ses sous-systèmes.

Il importe de souligner que, lorsque le vecteur d'état n'est pas factorisable, on prédit que les résultats de la mesure de certaines observables sont *corrélés* – ce qui est corroboré par l'expérience. Dans le cas du système composé $S$ auquel est associé, à l'instant $t$, le vecteur d'état (2.30), on prédit par exemple que si le résultat $a_1$ est obtenu lors de la mesure de l'observable $A$ sur le sous-système $S_1$ à l'instant $t$, alors le résultat de la mesure de l'observable $B$ sur le sous-système $S_2$ au même instant $t$ sera $b_1$, et inversement, *i.e.* le vecteur d'état (2.30) permet de prédire la *corrélation* des résultats $a_1$ et $b_1$. Il suffit de voir, *a contrario*, que la probabilité d'obtenir les résultats $a_i$ et $b_j$, avec $i \neq j$, lors de la mesure conjointe, à l'instant $t$, des observables $A$ et $B$ sur les sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ respectivement, est nulle. En effet, suivant la règle de Born, nous avons :

$$p(a_i, b_j) = \left| \langle a_i | \otimes \langle b_j | \, \psi^{S_1+S_2}(t) \rangle \right|^2 = 0 \quad \text{si} \quad i \neq j \tag{2.32}$$

Par conséquent, dans le cas d'un vecteur d'état non-factorisable, ce que l'on prédit à propos des résultats de mesure pour un certain sous-système est étroitement lié à ce que l'on prédit concernant les résultats de mesure pour un autre sous-système. Suivant l'expression de Schrödinger, les prédictions concernant chacun des sous-systèmes sont « entremêlées » avec les prédictions concernant les autres sous-systèmes :

> Un « entremêlement de prévisions », écrit Schrödinger, ne peut exister que si, auparavant, les deux corps ont formé *un* système au sens propre, c'est-à-dire s'ils ont alors été en interaction, ce qui a laissé des *traces* chez chacun d'eux. Lorsque deux corps distincts, pour chacun desquels notre connaissance est maximale, se trouvent dans une situation où ils peuvent s'influencer mutuellement, puis sont éloignés l'un de l'autre, il se produit en règle générale ce que je viens d'appeler un *entremêlement* de notre savoir les concernant[2].

---

1. Ce que nous avons exprimé précédemment en indiquant que les probabilités dérivées du vecteur d'état, suivant la mécanique quantique standard, ne peuvent être interprétées comme des probabilités subjectives, *i.e.* des probabilités qui traduiraient notre ignorance concernant l'état physique dans lequel le système se trouverait en acte (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.2 ; *cf.* aussi : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 253-254).
2. *Ibid.*, p. 120. Le terme « entremêlement » vient de l'allemand „*Verschränkung*“. On emploie aussi en français les termes « intrication » et « enchevêtrement ». En anglais, „*Verschränkung*“ est traduit par “*entanglement*”.

Il est intéressant de voir comment cette notion d'*entremêlement* a été récupérée et déformée par les tenants de l'interprétation standard de la mécanique quantique. Au lieu de parler de l'*entremêlement des prédictions*, ces derniers avancent l'idée de l'*entremêlement des états physiques* : suivant l'interprétation standard, lorsque deux systèmes interagissent et qu'il leur est alors associé un vecteur d'état non-factorisable, leurs états physiques ne sont plus déterminés de manière individuelle, ils deviennent *entremêlés*[1]. De même, au lieu de parler uniquement de la *corrélation des résultats de mesures* pouvant être réalisées sur les deux systèmes, ils affirment qu'il existe des *corrélations entre les deux systèmes*[2], ou des *corrélations entre les états physiques des deux systèmes*[3]. Par cette idée de l'entremêlement des états physiques, les tenants de l'interprétation standard éludent le problème de l'impossibilité d'attribuer un état physique actuel déterminé à chacun des systèmes qui ont interagi. Cependant, cette idée reste obscure : elle ne renvoie qu'à une caractéristique négative du formalisme (*i.e.* le vecteur d'état n'est pas factorisable).

## 2.3 La description de la mesure suivant l'interprétation standard

Dans ce qui précède, nous avons tenté de mettre en lumière les principaux problèmes d'ordre *conceptuel* auxquels nous confronte l'interprétation standard de la mécanique quantique. Il nous faut à présent nous pencher sur le *problème de la mesure*, problème d'ordre *théorique* qui apparaît lorsque l'on s'inscrit dans le cadre de la description de la mesure

1. *Cf.* par exemple : van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 195 ; Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, pp. 40 et 42).
2. *Cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 293. Cette expression est également employée par des auteurs opposés à l'interprétation standard (*cf.* par exemple : Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", in : DeWitt, B. and Graham, N. (eds.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1973, p. 9 ; Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", in: Penrose, R. and Isham, C. (eds.), *Quantum Concepts in Space and Time*, Oxford: Clarendon Press, 1986, p. 182 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 227). On la retrouve même chez certains auteurs qui prétendent défendre une approche instrumentaliste de la mécanique quantique (*cf.* par exemple : Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, pp. 116 et 170).
3. L'expression « corrélation des états physiques » se retrouve elle-aussi chez des spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique opposés à l'interprétation standard (*cf.* par exemple : Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, p. 10 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, p. 200 ; Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 116).

suivant l'interprétation standard. Avant de proposer une formulation précise de ce problème, il nous faut mettre au jour les hypothèses sur lesquelles se base cette description.

### *2.3.1 Les trois hypothèses sous-jacentes*

L'une des hypothèses principales de la description de la mesure suivant l'interprétation standard a été explicitée plus haut. Elle concerne l'interprétation du vecteur d'état[1] :

> **Hypothèse $H_1$ :** Le vecteur d'état associé à un système *S* à un instant *t* représente l'état physique actuel de ce système à cet instant *t*.

Pour fixer les idées, reprenons l'exemple discuté à la Sous-Section 2.2.5 du système *S* auquel est associé à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure de l'observable *A*, le vecteur d'état :

$$\left| \psi^S(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{2.33}$$

Suivant $H_1$, le système *S* se trouve alors en acte dans une *superposition d'états physiques* : il se trouve en acte partiellement dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_1 \right\rangle$, partiellement dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_2 \right\rangle$,…, et partiellement dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_N \right\rangle$. Chacun de ces états physiques renvoie à la possession par l'observable *A* d'une valeur distincte (resp. $a_1$, $a_2$,…, et $a_N$).

Admettons qu'une mesure de l'observable *A* soit réalisée sur le système *S*, et que celle-ci débute à l'instant $t_1$ et se termine à l'instant $t_2$. À l'instant $t_1$, le vecteur d'état (2.33) associé à *S* indique qu'il y a une *pluralité* de valeurs de *A* – les $\{a_i\}$ – qui constituent des résultats possibles de cette mesure. La probabilité de survenue de chaque résultat possible étant déterminée par la règle de Born. Par contre, à l'instant $t_2$, il n'est plus question que d'un seul résultat : *l'une* des valeurs $\{a_i\}$ est survenue à l'exclusion des autres. Sur ce passage du multiple au singulier qui caractérise une mesure, Cohen-Tannoudji, Diu et Laloë écrivent :

> Si l'on connaît le ket $\left| \psi \right\rangle$ qui représente l'état du système immédiatement avant la mesure, [la règle de Born] permet de prédire les probabilités d'obtenir les *divers* résultats possibles. Mais, lorsqu'on effectue réellement la mesure, on obtient évidemment *un seul* de ces résultats possibles. Immédiatement après

1. Il s'agit de l'une des deux interprétations du vecteur d'état dont il a été question à la Sous-Section 2.2.4.

cette mesure, il n'est plus question de « probabilité d'avoir obtenu » telle ou telle valeur : on sait quelle est celle qui a été effectivement obtenue[1].

Supposons qu'au terme de la mesure, à l'instant $t_2$, nous obtenions comme résultat la valeur particulière $a_k$. Que devons-nous en conclure concernant l'état physique actuel du système *S* à cet instant $t_2$ ? Suivant l'interprétation standard, ce résultat indique que le système *S* se trouve, à cet instant $t_2$, dans l'état physique actuel représenté par le vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$, *i.e* le vecteur propre associé à la valeur propre $a_k$. Le vecteur d'état associé au système *S* qui représente une superposition d'états physiques, se *réduit*, lors de la mesure, à un vecteur d'état qui représente un état physique bien défini. Nous pouvons donc écrire :

$$\left| \psi^S(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \xrightarrow{\text{résultat de la mesure : } a_k} \left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \qquad (2.34)$$

Lors de la mesure, l'évolution du vecteur d'état n'est pas déterminée au moyen de l'équation de Schrödinger. Sur le plan du formalisme, le remplacement du vecteur d'état $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle$ par le nouveau vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle$ revient à appliquer le *postulat de projection*[2]. Suivant ce postulat, le nouveau vecteur d'état (associé au système *S* au terme de la mesure), s'obtient (*i*) en *projetant* le vecteur d'état initial (associé au système *S* immédiatement avant la mesure), sur le sous-espace de l'espace de Hilbert $H^S$ engendré par le vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$ associé à la valeur propre $a_k$, obtenue comme résultat de la mesure, et (*ii*) en le renormalisant. Projeter le vecteur d'état initial sur le sous-espace engendré par le vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$ consiste à lui appliquer le projecteur $\hat{P}_{\left| a_k \right\rangle} = \left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right|$. Suivant le postulat de projection, nous avons[3] :

1. *Ibid.*, p. 226 (c'est nous qui soulignons « divers » et « un seul »).
2. L'expression « postulat de projection » a été introduite par Henry Margenau pour désigner l'opération formelle qui, selon von Neumann, rend compte du processus de la mesure (Margenau, H., "Philosophical Problems Concerning the Meaning of Measurement in Physics", *Philosophy of Science* **25** (1958), p. 29).
3. *Cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 221 (Cohen-Tannoudji, Diu et Laloë formulent le postulat de projection pour le cas plus général où l'observable considérée peut avoir certaines valeurs propres dégénérées).

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \frac{\hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \psi^S(t_1) \right| \hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle}} = \frac{\left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} c_j^* \left\langle a_j \right| \left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle}} = \left| a_k \right\rangle \qquad (2.35)$$

où $\frac{1}{\sqrt{\left\langle \psi^S(t_1) \right| \hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle}}$ est le facteur de normalisation.

Les tenants de l'interprétation standard opèrent souvent un raccourci dans leur discours : au lieu de dire « le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ qui représente l'état physique actuel du système *S* à l'instant *t* », il disent « l'état physique actuel $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ ». Autrement dit, ils mettent sur le même plan le formalisme et ce que ce formalisme est censé représenter. Dans le cadre de la description de la mesure, cette confusion se traduit par l'association du terme « réduction » avec l'expression « état physique actuel ». Alors que d'un point de vue strict, il est question de la *réduction du vecteur d'état* (*i.e.* transition d'une superposition de vecteurs propres à un vecteur propre particulier), les tenants de l'interprétation standard avancent l'idée de la *réduction de l'état physique actuel du système étudié*[1]. Ce faisant, la réduction ne désigne plus simplement une modification du formalisme, mais aussi, et avant tout, un *processus physique* : lors de la mesure de l'observable *A*, *l'état physique* (représenté par une superposition de vecteurs propres) dans lequel le système *S* se trouvait en acte immédiatement avant la mesure se *réduit* à un état physique bien défini (représenté par l'un des vecteurs propres).

En soutenant qu'à la suite d'une mesure de l'observable *A* sur le système *S* qui fournit comme résultat la valeur propre $a_k$, le système se trouve dans l'état physique actuel représenté par le vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$ correspondant, les tenants de l'interprétation standard supposent que nous pouvons connaître l'état physique actuel dans lequel se trouve un système *considéré en lui-même* à partir de la connaissance du résultat d'une mesure réalisée sur ce système. Ils nient ainsi toute dépendance du contenu de connaissance dérivé du résultat de

1. En anglais, on emploie les termes "*reduction*" et "*collapse*" pour désigner le processus physique que l'on nomme « réduction » en français. Signalons que dans la littérature, on trouve plus fréquemment l'expression « réduction du paquet d'ondes » (ou "*collapse of the wave packet*" en anglais), en référence à la formulation ondulatoire de la mécanique quantique, pourtant moins générale que la formulation en termes de vecteurs d'état (*cf.* par exemple : Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, *op. cit.*, p. 166 ; Davydov, A., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 47).

mesure à l'égard de nos moyens instrumentaux de connaissance, c'est-à-dire à l'égard de nos appareils de mesure[1]. Cela constitue un nouvel indice de l'arrière-plan *réaliste* de l'interprétation standard. Donnons à l'hypothèse qui est ici en jeu une formulation précise :

> **Hypothèse $H_2$ :** *Si* l'observable $A$ sur un système $S$ possède une valeur actuelle bien définie (par exemple : $a_k$), *alors* le système $S$ se trouve dans un état physique actuel représenté par un vecteur propre de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$ (dans notre exemple : $\left| a_k \right\rangle$).

Pour justifier cette hypothèse, Dirac et von Neumann invoquent le phénomène de la *reproductibilité d'un résultat de mesure*, *i.e.* le fait que deux mesures identiques effectuées consécutivement sur le même système, sous certaines conditions[2], donnent un résultat identique. Par exemple, deux mesures de l'observable $A$ effectuées sur le système $S$, qui se trouve initialement dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état (2.33), ne donnent pas deux résultats différents $a_k$ et $a_l$, avec $k \neq l$, mais toujours le même résultat, un certain $a_k$. Or, si l'on admet l'hypothèse $H_2$, c'est-à-dire si l'on suppose qu'à la suite de la première mesure ayant fourni le résultat $a_k$, le système $S$ se trouve dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état $\left| a_k \right\rangle$, on peut inférer à partir de ce nouveau vecteur d'état, *via* la règle de Born, que le résultat de la seconde mesure de $A$ va fournir avec certitude le même résultat $a_k$. L'hypothèse $H_2$ offre ainsi une explication simple au phénomène de la reproductibilité d'un résultat de mesure[3]. Selon les termes de Dirac :

> Soit $p$ la probabilité d'obtenir un résultat donné au moyen de l'observation envisagée. Supposons qu'on ait déjà trouvé une première fois ce résultat et qu'on répète l'observation immédiatement après, le système se trouvant dans l'état dans lequel l'aura laissé la première observation. Il est permis de supposer que le système n'a pas pu changer pendant l'intervalle de temps infiniment petit qui s'est écoulé entre les

1. Ce présupposé sera discuté à la Section 4.3.
2. C'est-à-dire (*i*) sous la condition que l'ensemble des résultats possibles de ces deux mesures est discret et (*ii*) sous la condition que l'erreur expérimentale pour chacune des deux mesures est inférieure à l'écart minimal entre les différents résultats possibles.
3. Nous reviendrons sur cette explication à la Sous-Section 5.10.2.

> deux observations ; il s'ensuit que la probabilité d'obtenir une seconde fois le résultat donné a dû certainement être égale à l'unité[1].

Indiquons que les spécialistes de la mécanique quantique soutiennent habituellement que l'interprétation standard repose, non pas simplement sur l'hypothèse $H_2$, mais sur l'hypothèse du « lien valeur propre-vecteur propre »[2], laquelle inclut l'hypothèse $H_2$ *et* l'hypothèse inverse, que nous noterons $H_2^*$ : *si* un système $S$ se trouve dans un état physique actuel représenté par un vecteur propre de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$ (par exemple : $|\, a_k \,\rangle$) *alors* l'observable $A$ sur le système $S$ possède une valeur actuelle bien définie (dans notre exemple : $a_k$). Cette hypothèse $H_2^*$ se retrouve dans les écrits de Dirac :

> Si l'on fait une mesure pour déterminer l'observable $A$, le système étant dans l'état $|\, a_k \,\rangle$, on sera certain d'obtenir pour résultat le nombre $a_k$ ; on peut encore dire, en utilisant le langage classique, qui est admissible dans ce cas, que *l'observable A a la valeur* $a_k$ *pour l'état* $|\, a_k \,\rangle$. […] En mécanique classique, une grandeur observable a toujours une valeur bien définie quel que soit l'état du système. Il n'en est plus de même en mécanique quantique, où il est nécessaire qu'une condition du type $\hat{A}\,|\, \psi^S(t)\rangle = a_k\,|\, \psi^S(t)\rangle$ soit remplie, pour qu'une observable puisse avoir une valeur donnée, le système étant lui-même dans un état déterminé[3].

L'hypothèse du lien valeur propre-vecteur propre, qui est la conjonction de $H_2$ et de $H_2^*$, peut alors s'énoncer comme suit :

> **Lien valeur propre-vecteur propre :** L'observable $A$ sur un système $S$ possède une valeur actuelle bien définie (par exemple : $a_k$) *si et seulement si* le système $S$ se trouve dans un état physique actuel représenté par un vecteur propre de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$ (dans notre exemple : $|\, a_k \,\rangle$).

On peut trouver un énoncé clair de cette hypothèse par exemple dans le manuel de Messiah[4].

---

1. Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 12. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 56 ; von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 147-148.
2. L'expression « lien valeur propre-vecteur propre » a été introduite par Arthur Fine (Fine, A., "Probability and the Interpretation of Quantum Mechanics", *British Journal for the Philosophy of Science* **24** (1973), 1-37). De manière alternative, van Fraassen nomme cette hypothèse « règle interprétative de von Neumann » (van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 247).
3. Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 33-35 (nous avons modifié la notation de cette citation par souci de cohérence avec le corps du texte). *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 55.
4. Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, *op. cit.*, p. 142.

L'hypothèse $H_2^*$ peut se voir comme une conséquence de l'hypothèse $H_1$ selon laquelle le vecteur d'état représente l'état physique actuel d'un système. À ce titre, l'hypothèse $H_2^*$ est présupposée dans la description de la mesure selon l'interprétation standard. Selon nous, toutefois, elle n'intervient pas directement dans cette description, elle n'en constitue pas un élément essentiel.

Pourquoi est-il impossible de déterminer au moyen de l'équation de Schrödinger l'évolution du vecteur d'état associé à un système lorsqu'une mesure est réalisée sur celui-ci ? La raison est la suivante : lors de la mesure sur un système, ce dernier interagit avec un autre système, à savoir l'appareil de mesure ; le système étudié n'est donc plus isolé ; or, l'équation de Schrödinger s'applique uniquement à un vecteur d'état qui est associé à un système isolé.

Afin d'expliquer de manière plus précise ce qui se passe lors de l'interaction du système avec l'appareil de mesure, les tenants de l'interprétation standard invoquent l'idée d'un *saut quantique*[1] : avant la mise en place d'un dispositif de mesure, il est supposé que le système étudié se trouve en acte dans un certain état physique, lequel est ensuite perturbé, de manière incontrôlable, par l'action de l'appareil de mesure ; ce dernier induit un saut quantique de l'état physique actuel du système étudié dans un état physique actuel représenté par l'un des vecteurs propres de l'opérateur qui représente l'observable mesurée. Par opposition à l'évolution continue, déterministe et réversible de l'état physique actuel du système lorsque celui-ci est isolé – évolution dont on rend compte par l'équation de Schrödinger –, le saut quantique provoqué par l'appareil de mesure est supposé être à la fois « instantané », « acausal », et « irréversible ». Il est question, selon Dirac, d'un « changement brusque [qui] peut être attribué à la perturbation nécessairement introduite par la mesure »[2]. Suivant les termes de von Neumann, lors d'une mesure, « l'état du système subit une transformation acausale »[3], il effectue un « saut brusque »[4] (ou « instantané »[5]). Des considérations thermodynamiques conduisent von Neumann a préciser que ce saut est responsable d'un processus « irréversible »[6]. Il marque une rupture par rapport à l'évolution continue et réversible qui précède et suit une mesure. Ainsi peut-on lire dans les manuels de mécanique

1. Nous avons rapidement présenté cette idée à la Sous-Section 2.2.2.
2. Dirac, *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 6.
3. Von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 286.
4. *Ibid.*, p. 150.
5. *Ibid.*, p. 241.
6. *Ibid.*, pp. 260-274.

quantique : « ce changement *non causal* apparaît comme une perturbation incontrôlable que provoque dans l'évolution du système son interaction avec l'appareil de mesure »[1]. Ou encore : « lors d'une mesure à l'instant $t_1$ de l'observable $A$ donnant le résultat $a_k$, le vecteur d'état du système subit une *brusque modification*, et devient $| a_k \rangle$ [… il effectue] un *saut brusque* »[2].

Nous proposons ici d'opérer une distinction entre *réduction* et *saut quantique*, bien que les deux expressions « réduction » et « saut quantique » soient habituellement tenues pour équivalentes dans la littérature. Par cette distinction, nous ne voulons pas dire que la *réduction* et le *saut quantique* sont deux processus physiques différents (de fait, suivant l'interprétation standard, ils renvoient au même processus physique). Néanmoins, de notre point de vue, l'expression « saut quantique » permet d'apporter un contenu informatif supplémentaire sur la manière dont l'état physique actuel d'un système évolue lorsqu'une mesure est réalisée sur celui-ci. Suivant la terminologie que nous proposons, l'expression « réduction » désigne simplement le processus physique de la transition d'une superposition d'états physiques à un état physique bien défini lors d'une mesure, laquelle se déroule sur un certain intervalle de temps (dans l'exemple discuté, l'intervalle de temps est $[t_1, t_2]$). Il n'est pas précisé si ce processus physique se déroule sur un intervalle de temps nul ou non nul, s'il se fait de manière déterministe ou non, s'il est réversible ou non, etc. L'expression « saut quantique » désigne également un processus physique de transition d'une superposition d'états physiques à un état physique bien défini lors d'une mesure, elle désigne également une *réduction*. Mais, plus précisément, elle désigne une réduction qui survient de manière *instantanée* (dans l'exemple discuté, l'intervalle de temps $[t_1, t_2]$ doit donc être considéré comme nul), *acausale* et *irréversible*.

Nous pouvons donc dégager une troisième hypothèse sur laquelle s'appuie l'interprétation standard pour décrire le processus de la mesure :

> **Hypothèse $H_3$ :** Lors de la mesure d'une observable $A$ sur un système $S$, la réduction de l'état physique actuel du système à un état physique bien défini correspond à un saut quantique (*i.e.* une réduction qui est instantanée, acausale et irréversible).

1. Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, *op. cit.*, p. 167 (c'est nous qui soulignons « non causal »).
2. Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 221 et 226 (nous avons modifié la notation de cette citation par souci de cohérence avec le corps du texte ; c'est nous qui soulignons « brusque modification » et « saut brusque »)

### *2.3.2 Les problèmes liées à l'hypothèse du saut quantique*

La description de la mesure suivant l'interprétation standard rencontre plusieurs problèmes. Premièrement, pourquoi le processus de la mesure, qui est pourtant un *processus physique*, se caractérise-t-il par la survenue d'un saut quantique dont on rend compte, non pas *via* l'équation de Schrödinger – l'équation d'évolution usuelle en mécanique quantique –, mais *via* un postulat que l'on pose pour la circonstance, à savoir le postulat de projection ? *Qu'est-ce qui différentie le processus de la mesure des autres processus physiques ?* Il est vrai que lors d'une mesure, le système physique étudié *interagit* avec un autre système, en l'occurrence l'appareil de mesure. Mais nombre de situations physiques mettent en jeu plusieurs systèmes qui *interagissent*. Il est d'usage alors soit d'appliquer l'équation de Schrödinger au système total composé des systèmes ayant interagi, soit, si l'interaction est faible, d'utiliser la *théorie des perturbations* ou encore la *méthode des variations*[1]. Ce n'est que dans le cas de l'interaction d'un système *avec un appareil de mesure* que l'on applique le postulat de projection et que, suivant l'interprétation standard, survient un saut quantique. Les appareils de mesure possèdent-ils une caractéristique physique particulière qui justifie cette hypothèse ? Le caractère *macroscopique* des appareils de mesure est une réponse parfois évoquée mais aussitôt rejetée. À l'encontre d'une distinction de nature entre *systèmes microscopiques* et *systèmes macroscopiques*, on peut rappeler qu'un système macroscopique se conçoit comme étant composé d'un ensemble de sous-systèmes microscopiques. Comme le souligne par exemple Bernard d'Espagnat, « les systèmes macroscopiques étant composés d'atomes et de champs, il n'y a aucune raison qu'ils n'obéissent pas aux lois quantiques », c'est-à-dire à l'équation de Schrödinger qui s'applique pour des systèmes microscopiques[2]. Il n'existe aucun critère qui permette de déterminer à partir de quel nombre de sous-systèmes microscopiques nous avons affaire à un système pouvant être considéré comme macroscopique. L'absence d'un tel critère nous met face à une situation paradoxale où deux modes de description concurrents semblent pouvoir s'appliquer en même temps : le premier faisant usage de l'équation de Schrödinger, le second du postulat de projection. Or, l'application simultanée de ces deux modes de description constitue une « contradiction

1. Pour une présentation de la *théorie des perturbations*, *cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique II*, *op. cit.*, Ch. XI. Pour une présentation de la *méthode des variations*, *cf.* par exemple : *ibid.*, pp. 1138-1145.
2. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 173.

logique », suivant l'expression de Jeffrey Barrett[1]. Le domaine d'application respectif de l'équation de Schrödinger et du postulat de projection est mal défini[2]. L'hypothèse $H_3$ du saut quantique n'est donc pas simplement une hypothèse *ad hoc*[3], c'est-à-dire une hypothèse introduite dans le seul but d'éluder un problème (celui de la description de la mesure), elle rend la mécanique quantique soit contradictoire, soit mal définie.

Deuxièmement, il y a, d'après nous, un certain flou dans la description de la mesure suivant l'interprétation standard à propos de *l'instant précis auquel le saut quantique est censé survenir*. En effet, il est supposé que le saut quantique de l'état physique d'un système est induit par l'*interaction* de ce système avec un appareil de mesure. Or, à strictement parler, suivant la mécanique quantique standard, tout système interagit en permanence avec tous les autres systèmes dont le monde est constitué. Ce n'est que pour des raisons pratiques que l'on néglige l'interaction d'un système avec la plupart des autres systèmes. D'un point de vue strict, un système donné n'est pas d'abord isolé, puis, *à partir d'un instant précis*, en interaction avec un autre système – qu'il s'agisse d'un appareil de mesure ou de tout autre système. Par conséquent, il n'est pas possible d'affirmer que le saut quantique induit par l'appareil de mesure survient à l'instant précis où le système étudié entre en interaction avec cet appareil de mesure, puisqu'un tel instant n'existe pas.

Troisièmement, l'application de la description de la mesure suivant l'interprétation standard au cas de l'*expérience EPR*[4] nous conduit à supposer qu'il existe des processus physiques *non-locaux*, en contradiction avec la théorie de la relativité restreinte. Comme le soulignent Bohm et Hiley, « une forme de non-localité quantique [apparaît] lorsque l'on

---

1. Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 55. Sur ce point, nous pouvons citer également Eugene Wigner. Celui-ci critique l'idée que le vecteur d'état pourrait évoluer suivant deux types de lois : « l'hypothèse de l'existence de deux types de changements du vecteur d'état est un dualisme étrange » (Wigner, E., "The Problem of Measurement", in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, *op. cit.*, pp. 326-327).
2. *Cf.* par exemple : Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 20 ; Bassi, A. and Ghirardi, G., "Dynamical Reduction Models", *Phys. Rept.* **379** (2003), *arXiv e-print*, quant-ph/0302164, p. 13.
3. *Cf.* par exemple : Bub, J., *Interpreting the Quantum World*, *op. cit.*, p. 38.
4. L'« expérience EPR » renvoie à l'expérience de pensée présentée par Einstein, Podolsky et Rosen dans un article de 1935 (Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *Physical Review* **47** (1935), 777-780). À la Section 4.7, nous reviendrons sur le débat autour de cette expérience de pensée qui, à partir des années 1980, a pu être réalisée en laboratoire.

analyse l'expérience EPR suivant l'approche de von Neumann [*i.e.* suivant l'interprétation standard] »[1]. Pour rendre ce point explicite, présentons d'abord l'expérience EPR[2]. Soit un système $S$ composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$. Soit $A$ une observable sur le sous-système $S_1$, et $\hat{A}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^{S_1}$ qui représente cette observable $A$, avec $\{|\, a_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{a_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,..., N$. De même, soit $B$ une observable sur le sous-système $S_2$, et $\hat{B}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^{S_2}$ qui représente cette observable $B$, avec $\{|\, b_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,..., N$.

Admettons qu'entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$, les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ interagissent l'un avec l'autre, puis se séparent et se situent, à l'instant $t_3$, dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées, notées respectivement $R_1$ et $R_2$ (*cf.* Figure 2.1).

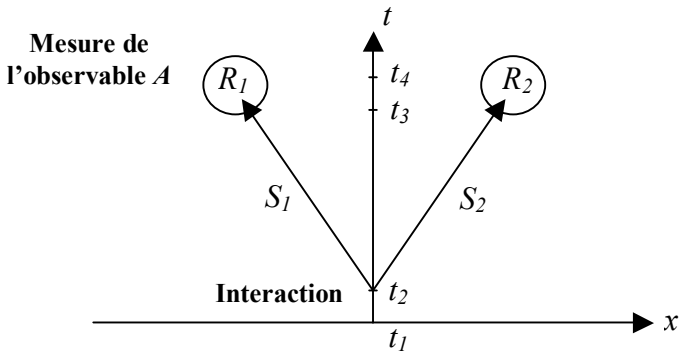



**Figure 2.1** Schéma de l'expérience EPR

En raison de l'interaction initiale entre $S_1$ et $S_2$, le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$, à l'instant $t_3$, sera, dans le cas général, non-factorisable. Supposons que ce vecteur d'état se formule comme suit[3] :

1. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 139.
2. Nous adaptons ici la présentation de l'article original, pour se conformer aux notations précédentes et pour expliciter certains points.
3. Dans le cas général, le vecteur d'état associé à un système composé dont les sous-systèmes ont interagi prend la forme d'une double somme de produits tensoriels (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.2, équation (2.23)). Cependant, il existe toujours une décomposition bi-orthogonale d'un tel vecteur d'état, telle que ce dernier se formule comme une somme simple de produits tensoriels de la forme de (2.36) (*cf.* : von Neumann, J., *Les*

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \tag{2.36}$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes.

Admettons qu'à l'instant $t_3$, la mesure de l'observable $A$ soit effectuée sur le sous-système $S_1$ et fournisse comme résultat la valeur $a_k$. D'après l'interprétation standard, il convient alors d'appliquer le postulat de projection[1] au vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ de la manière suivante :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_4) \right\rangle = \frac{\hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right| \hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle}} \tag{2.37}$$

$$= \frac{\left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} c_j^* \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right| \left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle}} = \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \tag{2.38}$$

Or, ce vecteur d'état est maintenant factorisé. Il est donc séparable : au terme de la mesure, à l'instant $t_4$, nous pouvons associer aux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ respectivement les vecteurs d'état :

$$\left| \psi^{S_1}(t_4) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \tag{2.39}$$

$$\left| \psi^{S_2}(t_4) \right\rangle = \left| b_k \right\rangle \tag{2.40}$$

Nous avons distingué ici $t_4$ de $t_3$ par souci de clarté. Toutefois, suivant l'interprétation standard, le saut quantique que décrit le postulat de projection survient de manière instantanée. En réalité, nous avons donc $t_3 \equiv t_4$.

Ainsi, suivant l'interprétation standard, la mesure de l'observable $A$ sur $S_1$ a modifié de manière instantanée non seulement l'état physique actuel de $S_1$, mais aussi celui de $S_2$. Or, étant donné que $S_1$ et $S_2$ se situent dans deux régions d'espace-temps $R_1$ et $R_2$ spatialement séparées, on doit admettre que la mesure de $A$ sur $S_1$ a modifié de manière instantanée et *à*

---

*fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.* ; Mittelstaedt, P., *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, Cambridge: Cambridge University Press, 1998, p. 26). Une telle décomposition bi-orthogonale est aussi appelée « décomposition de Schmidt », « décomposition normale » ou « décomposition polaire ».

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.1, équation (2.35).

*distance* l'état physique actuel de $S_2$. Autrement dit, cette mesure a eu un effet *non-local* sur $S_2$.

Cependant, l'idée même qu'il existe de tels effets non-locaux est en contradiction avec la théorie de la relativité restreinte, puisque, suivant les transformations de Lorentz, la vitesse maximale de la propagation d'une action équivaut à la vitesse de la lumière[1]. La mécanique quantique standard, à travers l'hypothèse $H_3$, n'est pas « Lorentz-invariante », c'est-à-dire invariante sous les transformation de Lorentz. Pour sauver la théorie, il est nécessaire de postuler l'existence d'un *référentiel spatio-temporel absolu*. Ce dernier est supposé être l'unique référentiel dans lequel la mécanique quantique standard (incluant $H_3$) est valide.

Afin de comprendre pourquoi il est besoin de supposer l'existence d'un référentiel absolu, considérons la situation suivante. Reprenons l'exemple de l'expérience EPR décrite ci-dessus, et admettons, de plus, qu'à un instant $t_5$ postérieur à $t_4$, la mesure de $B$ est réalisée sur $S_2$. Pour simplifier, ne faisons plus la distinction entre l'instant qui marque le début d'une mesure et l'instant qui en marque le terme, et posons que la mesure de $A$ sur $S_1$ est réalisée à l'instant $t_A$ et la mesure de $B$ sur $S_2$ est réalisée à l'instant $t_B$. Le référentiel spatio-temporel considéré implicitement jusque-là, est paramétrisé par la coordonnée spatiale $x$ et le temps $t$. Dans ce référentiel, que nous noterons $\mathcal{R}$, l'instant $t_A$ précède l'instant $t_B$ et la mesure de $A$ sur $S_1$ est réalisée *avant* la mesure de $B$ sur $S_2$ (*cf.* Figure 2.2).

Dans ce qui précède, nous avons supposer que le résultat de la mesure de $A$ sur $S_1$, à l'instant $t_A$, est $a_k$. Suivant l'interprétation standard, cela signifie que cette mesure a modifié instantanément à distance l'état physique actuel de $S_2$. Conformément à (2.40), la mesure de $B$ sur $S_2$, à l'instant $t_B$, produira avec certitude le résultat $b_k$.

1. *Cf. supra*, Sous-Section 1.3.1. Signalons qu'Henry Margenau est l'un des premiers à avoir discuté de manière critique l'apparition des effets non-locaux dans le cadre de l'interprétation standard (Margenau, H., "Philosophical Problems Concerning the Meaning of Measurement in Physics", *op. cit.*, pp. 31-32).

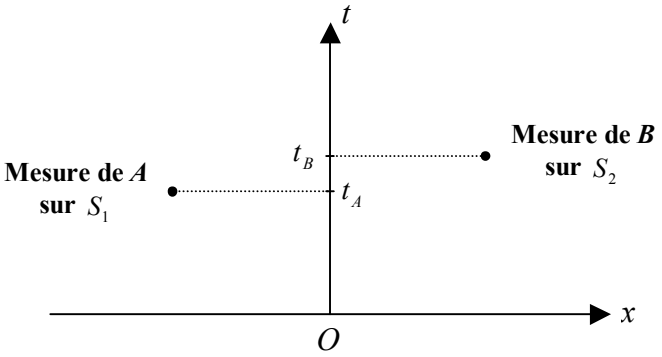



**Figure 2.2** Dans le référentiel $\mathcal{R}$, caractérisé par le repère *Oxt*, la mesure de *A* sur $S_1$, qui est réalisée avant la mesure de *B* sur $S_2$, produit un effet non-local sur l'état physique actuel de $S_2$

Considérons, à présent, un second référentiel, noté $\mathcal{R}'$ et paramétrisé par la coordonnée spatiale $x'$ et le temps $t'$, qui est en mouvement de translation uniforme par rapport au référentiel $\mathcal{R}$. Dans ce second référentiel, la mesure de *A* sur $S_1$ survient à l'instant $t'_A$, et la mesure de *B* sur $S_2$ à l'instant $t'_B$. On peut choisir ce référentiel $\mathcal{R}'$ de sorte que l'instant $t'_A$ est postérieur à l'instant $t'_B$ (*cf.* Figure 2.3). La mesure de *A* sur $S_1$ est alors réalisée *après* la mesure de *B* sur $S_2$ [1].

Immédiatement avant la mesure de *B* sur $S_2$, le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ est de la forme de l'équation (2.36). Supposons que le résultat de la mesure de *B* sur $S_2$ soit $b_l$. En vertu du postulat de projection, le nouveau vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$, à l'instant $t'_B$, s'écrit alors :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t'_B) \right\rangle = \left| a_l \right\rangle \otimes \left| b_l \right\rangle \tag{2.41}$$

Ce vecteur d'état est séparable, c'est-à-dire qu'à l'instant $t'_B$, nous pouvons associer aux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ respectivement les vecteurs d'état :

1. À propos d'un tel changement de référentiel dans le cadre de la théorie de la relativité restreinte, *cf.* : *supra*, Sous-Section 1.3.1. Ce cas de figure a été discuté, entre autres, par Abner Shimony et Richard Healey (Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", *op. cit.*, pp. 193-196 ; Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 55-62). Nous reviendrons sur ce cas de figure, tel que le traite Healey, à la Sous-Section 3.7.6.

$$\left| \psi^{S_1}(t'_B) \right\rangle = \left| a_l \right\rangle \tag{2.42}$$

$$\left| \psi^{S_2}(t'_B) \right\rangle = \left| b_l \right\rangle \tag{2.43}$$

Suivant l'interprétation standard, la mesure de $B$ sur $S_2$, à l'instant $t'_B$, a donc modifié instantanément à distance l'état physique actuel de $S_1$. Conformément à (2.42), la mesure de $A$ sur $S_1$, à l'instant $t'_A$, produira avec certitude le résultat $a_l$.

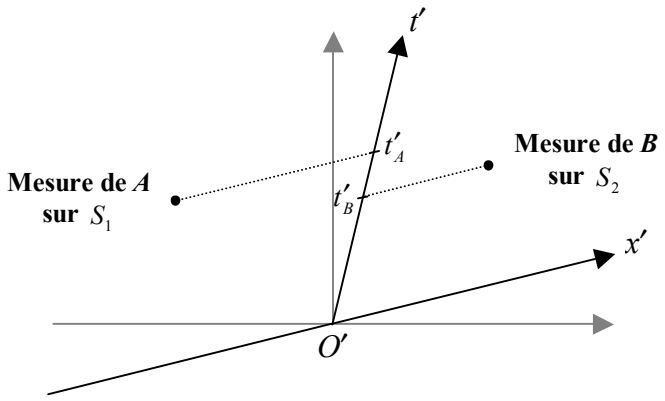



**Figure 2.3** Dans le référentiel $\mathcal{R}'$, caractérisé par le repère $O'x't'$, c'est la mesure de $B$ sur $S_2$ qui est réalisée avant celle de $A$ sur $S_1$ et qui produit un effet non-local sur l'état physique actuel de $S_1$

Or, dans le référentiel $\mathcal{R}$, $a_k$ survient de manière indéterministe. Il en va de même de $b_l$ dans le référentiel $\mathcal{R}'$. Par conséquent, rien dans le formalisme ne nous autorise à supposer *a priori* que les paires de résultats corrélés $(a_k, b_k)$ et $(a_l, b_l)$ obtenues dans les référentiels respectivement $\mathcal{R}$ et $\mathcal{R}'$ sont identiques, autrement dit que $a_k = a_l$ et $b_k = b_l$. L'interprétation standard nous met dans la situation paradoxale où nous pourrions obtenir des paires de résultats différents *en fonction du référentiel dans lequel on se situe*.

Mais, comme on peut s'y attendre, l'expérience invalide une telle conclusion. Mentionnons les expériences de type EPR réalisées par le groupe de Nicolas Gisin[1]. Celles-ci font

1. Zbinden, H., Brendel, J., Gisin, N. and Tittel, W., "Experimental Test of Nonlocal Quantum Correlation in Relativistic Configurations", *Physical Review A* **63** (2001), 22111-22120 ; Stefanov, A., Zbinden, H., Gisin, N. and Suarez, A., "Quantum Correlations with Spacelike Separated Beams Splitters in Motion:

intervenir deux appareils de mesure $M$ et $M'$, portant sur deux systèmes distants, qui sont en mouvement relatif, de sorte que dans le référentiel d'inertie $\mathscr{R}$ associé à $M$, la mesure utilisant $M$ est réalisée en premier, et inversement, dans le référentiel d'inertie $\mathscr{R}'$ associé à $M'$, c'est la mesure utilisant $M'$ qui est réalisée en premier. Les résultats obtenus au moyen des deux appareils de mesure sont parfaitement corrélés, et ce, malgré le mouvement relatif de ces appareils.

En postulant l'existence d'un référentiel absolu, on évite le paradoxe auquel nous conduit l'interprétation standard. On suppose alors que la mécanique quantique standard (incluant $H_3$) ne peut être appliquée correctement pour décrire une expérience de type EPR que dans ce seul référentiel absolu.

Nous pouvons avoir une certaine réticence à accepter cette hypothèse d'un référentiel absolu étant donné qu'elle n'a aucune conséquence empirique testable. Cette hypothèse possède un statut *ad hoc* : elle a pour unique vertu de sauver une certaine interprétation de la mécanique quantique, en l'occurrence l'interprétation standard.

En outre, malgré cette hypothèse, l'interprétation standard doit encore faire face au problème qui suit. Considérons à nouveau l'expérience EPR décrite ci-dessus, et supposons que la mesure de $A$ sur $S_1$ et la mesure de $B$ sur $S_2$ soient réalisées *simultanément* relativement au référentiel absolu. Comment faut-il décrire cette situation qui est totalement symétrique ? La mesure de $A$ sur $S_1$ a-t-elle produit une action instantanée à distance sur le système distant $S_2$, ou est-ce la mesure de $B$ sur $S_2$ qui a produit une action instantanée à distance sur le système distant $S_1$ ? Nous noterons ce problème « $P_{sym}$ ».

À la Sous-Section 4.7.5, nous reviendrons sur les problèmes qui guettent toute interprétation de la mécanique quantique, telle que l'interprétation standard, qui introduit une forme de non-localité.

---

Experimental Test of Multisimultaneity", *Physical Review Letters* **88** (2002), 120404. L'expérience présentée dans ce dernier article a d'abord été imaginée par Antoine Suarez et Valerio Scarani (Suarez, A. and Scarani, V., "Does Entanglement Depend on the Timing of the Impacts at the Beam-Splitters?", *Physical Letters A* **232** (1997), 9-14).

## 2.4 La description quantique de la mesure

### *2.4.1 L'appareil de mesure en termes quantiques*

N'est-il pas possible de décrire le processus de la mesure à l'aide de la seule équation de Schrödinger, c'est-à-dire sans faire intervenir l'hypothèse $H_3$ du saut quantique[1] ? Pour que l'équation de Schrödinger puisse être appliquée pendant le processus de la mesure, il convient de décrire l'appareil de mesure lui-même *en termes quantiques*. L'équation de Schrödinger permet alors de déterminer l'évolution du vecteur d'état associé au système composé du *système étudié* et de l'*appareil de mesure* (l'équation de Schrödinger ne pouvant être appliquée au seul système étudié puisque celui-ci ne peut être considéré comme isolé pendant la mesure). On parle alors de la « description *quantique* de la mesure »[2]. Présentons et discutons cette nouvelle tentative de rendre compte du processus de la mesure.

Soient un système $S$ et une observable $A$ que l'on désire mesurer sur ce système, laquelle est représentée par un opérateur $\hat{A}$ défini sur l'espace de Hilbert $H^S$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{|\, a_i \,\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$. Notons $|\, \psi^S(t_1) \rangle$ le vecteur d'état associé au système $S$ à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure de l'observable $A$.

Soit un appareil de mesure $M$ conçu pour réaliser une mesure de l'observable $A$ sur le système $S$. Soit $B$ l'*observable d'indication* sur l'appareil de mesure $M$, dont la valeur *indique* la valeur de l'observable $A$ sur le système $S$. Précisons que la valeur de l'observable d'indication $B$ est accessible par la perception ordinaire (elle peut être observée avec nos yeux par exemple), tandis que la valeur de l'observable $A$ n'est accessible que *par l'intermédiaire* d'un appareil de mesure. Par exemple, l'observable $A$ et l'observable d'indication $B$ peuvent correspondre respectivement au spin d'un électron selon une certaine direction et à la position

1. Cette question a notamment été posée par Eugene Wigner (Wigner, E., "The Problem of Measurement", *op. cit.*, p. 327).
2. La paternité de la description quantique de la mesure est habituellement attribuée à von Neumann (*cf.* par exemple : Jammer, M., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 474-482). Indiquons, cependant, que von Neumann considère que cette description quantique de la mesure nécessite elle-aussi le recours à l'hypothèse du saut quantique, et ne présente donc aucun avantage par rapport à la description de la mesure présentée à la Sous-Section 2.3.1 (von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 286-299). C'est pourquoi, il est abusif, de notre point de vue, d'identifier la description quantique de la mesure à la description de la mesure « selon von Neumann ».

de l'aiguille indicatrice d'un appareil de mesure sur une échelle graduée (la position de l'aiguille nous *indiquant* la valeur du spin). Soit $\hat{B}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^M$ qui représente l'observable *B*, avec $\{\,|\, b_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$. On admet que les valeurs $b_1, b_2, ..., b_N$ que l'on peut percevoir sur l'appareil de mesure *M* servent à indiquer respectivement les valeurs $a_1, a_2, ..., a_N$ que peut prendre l'observable *A* sur le système *S*.

Notons $|\, \psi^M(t_1) \rangle$ le vecteur d'état associé à l'appareil de mesure *M* à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure de l'observable *A*. Le système *S* et l'appareil de mesure *M* forment alors un système composé, noté $S + M$, auquel est associé le vecteur d'état factorisé :

$$|\, \psi^{S+M}(t_1) \rangle = |\, \psi^S(t_1) \rangle \otimes |\, \psi^M(t_1) \rangle \qquad (2.44)$$

défini sur l'espace de Hilbert $H^S \otimes H^M$. Nous supposons que l'interaction entre le système *S* et l'appareil de mesure *M* est négligeable jusqu'à cet instant $t_1$.

Admettons qu'à l'instant $t_1$, le système *S* se trouve dans un état physique actuel bien défini, représenté par un vecteur propre de l'opérateur $\hat{A}$, disons $|\, a_k \,\rangle$, et que l'appareil de mesure *M* se trouve dans un état physique actuel dit « prêt », représenté par le vecteur $|\, b_P \,\rangle$. Le vecteur d'état (2.44) associé à $S + M$ s'écrit alors :

$$|\, \psi^{S+M}(t_1) \rangle = |\, a_k \,\rangle \otimes |\, b_P \rangle \qquad (2.45)$$

Admettons qu'à partir de l'instant $t_1$, l'interaction entre le système *S* et l'appareil de mesure *M* ne soit plus négligeable et que débute alors le processus de la mesure. Il nous faut maintenant décrire l'évolution du vecteur d'état associé à $S + M$ au moyen de l'équation de Schrödinger, ou de manière équivalente, au moyen de l'opérateur d'évolution $\hat{U}_{t_1 \to t} = e^{-i\frac{t-t_1}{\hbar}\hat{H}}$ qui lui est associé[1]. Pendant le processus de la mesure, les *Hamiltoniens libres* $\hat{H}^S_{\text{libre}}$ et $\hat{H}^M_{\text{libre}}$ associés respectivement à *S* et *M* peuvent être tenus pour négligeables vis-à-vis de l'*Hamiltonien d'interaction* $\hat{H}^{S-M}_{\text{int}}$ entre *S* et *M*, de sorte que $\hat{H} \approx \hat{H}^{S-M}_{\text{int}}$. Eu égard au formalisme de la mécanique quantique standard, il est possible d'imaginer un Hamiltonien d'interaction $\hat{H}^{S-M}_{\text{int}}$ tel que, à un instant ultérieur $t_2$ ($t_1 < t_2$), nous avons :

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.2, équations (2.18) à (2.20).

$$\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle = e^{-i\frac{t_2-t_1}{\hbar}\hat{H}_{\text{int}}^{S-M}} \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \qquad (2.46)$$

Pour qu'il en soit ainsi, l'Hamiltonien d'interaction $\hat{H}_{\text{int}}^{S-M}$ doit avoir la forme[1] :

$$\hat{H}_{\text{int}}^{S-M} = \sum_{i=1}^{N} \left| a_i \right\rangle \left\langle a_i \right| \otimes \hat{D}_i \qquad (2.47)$$

où, pour tout *i*, l'opérateur $\hat{D}_i$ agit sur les vecteurs de $H^M$ en les transformant en $\left| b_i \right\rangle$. L'intérêt d'une telle description est double. Premièrement, l'action de l'opérateur d'évolution $\hat{U}_{t_1 \to t} = e^{-i\frac{t-t_1}{\hbar}\hat{H}_{\text{int}}^{S-M}}$ sur le vecteur d'état (2.45) laisse le vecteur d'état initial associé au système *S* inchangé. Par conséquent, le processus de la mesure décrit ici *ne perturbe pas* l'état physique actuel du système étudié *S*. Deuxièmement, l'action de l'opérateur d'évolution $\hat{U}_{t_1 \to t} = e^{-i\frac{t-t_1}{\hbar}\hat{H}_{\text{int}}^{S-M}}$ sur le vecteur d'état (2.45) établit une *parfaite correspondance* entre le vecteur d'état associé au système *S* et le vecteur d'état associé à l'appareil de mesure *M*, et donc entre leurs états physiques actuels respectifs. Ce faisant, nous pouvons connaître l'état physique actuel du système *S* par la simple observation de l'état physique actuel de l'appareil de mesure *M*. La mesure ainsi décrite *révèle* l'état physique actuel dans lequel se trouvait le système *S* immédiatement avant la mesure, et ce, sans même le perturber.

Mais il nous faut à présent considérer le cas général où, à l'instant $t_1$, le système *S* se trouve en acte dans un état physique représenté par une superposition de vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$, disons $\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle$, où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes. Le vecteur d'état (2.44) associé à $S+M$ s'écrit alors :

$$\left| \psi^{S+M}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle \qquad (2.48)$$

Comment le vecteur d'état associé à $S+M$ évolue-t-il si l'on admet que l'Hamiltonien d'interaction est le même que dans le cas précédent, c'est-à-dire de la forme (2.47) ? Étant donné que l'opérateur d'évolution $\hat{U}_{t_1 \to t} = e^{-i\frac{t-t_1}{\hbar}\hat{H}_{\text{int}}^{S-M}}$ est linéaire, nous avons :

1. *Cf.* : Joos, E., "Decoherence Trough Interaction with the Environment", in: Giulini *et al.* (eds.), *Decoherence and the Appearance of the Classical World in Quantum Theory*, Berlin, Heidelberg: Springer, 1996, pp. 40-41 ; Joos, E., "Elements of Environmental Decoherence", in: Blanchard, Ph., *et al.* (eds.), *Decoherence: Theoretical, Experimental, and Conceptual Problems*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2000, p. 4.

$$e^{-i\frac{t_2-t_1}{\hbar}\hat{H}_{\text{int}}^{S-M}}\sum_{i=1}^{N}c_i\left|\ a_i\ \right\rangle\otimes\left|\ b_P\right\rangle=\sum_{i=1}^{N}c_i e^{-i\frac{t_2-t_1}{\hbar}\hat{H}_{\text{int}}^{S-M}}\left|\ a_i\ \right\rangle\otimes\left|\ b_P\right\rangle \tag{2.49}$$

$$=\sum_{i=1}^{N}c_i\left|\ a_i\ \right\rangle\otimes\left|\ b_i\ \right\rangle \tag{2.50}$$

Dans ce cas général, le processus de la mesure peut donc être décrit de la manière suivante :

$$\left|\ \psi^{S+M}(t_1)\right\rangle=\sum_{i=1}^{N}c_i\left|\ a_i\ \right\rangle\otimes\left|\ b_P\ \right\rangle\ \xrightarrow{t_1\to t_2}\ \left|\ \psi^{S+M}(t_2)\right\rangle=\sum_{i=1}^{N}c_i\left|\ a_i\ \right\rangle\otimes\left|\ b_i\ \right\rangle \tag{2.51}$$

La description quantique de la mesure est-elle probante ? Le vecteur d'état associé à $S+M$ à l'instant $t_2$ ne peut être factorisé en deux termes qui correspondraient aux vecteurs d'état associés respectivement à *S* et à *M*. Par conséquent, le formalisme de la mécanique quantique standard ne nous permet pas de déterminer dans quel état physique actuel le système *S* et l'appareil de mesure *M* se trouvent respectivement. Il s'avère impossible de connaître expérimentalement l'état physique actuel dans lequel se trouve le système *S* par l'intermédiaire de l'état physique actuel de l'appareil de mesure *M*, puisque ce dernier ne se trouve pas lui-même dans un état physique actuel bien défini suivant le formalisme de la mécanique quantique standard. Ladite « description quantique de la mesure » ne peut donc être assimilée, dans le cas général, à la description d'une « mesure » – si par « mesure » on entend « détermination par l'expérience de l'état physique actuel d'un système ».

Suivant (2.51), le système composé $S+M$ se trouve, au terme de la mesure, lui-même dans une superposition d'états physiques. Chacun des termes de cette superposition, pris individuellement, décrit la situation où l'état physique actuel de l'appareil de mesure *M* est en parfaite correspondance avec l'état physique actuel du système *S*. Par exemple, le $k^{\text{ième}}$ terme renvoie à une situation que l'on peut décrire au moyen de la proposition : « Le système *S* se trouve dans l'état physique actuel représenté par $\left|\ a_k\ \right\rangle$ et l'appareil de mesure *M* se trouve dans l'état physique actuel correspondant représenté par $\left|\ b_k\ \right\rangle$. ». Pour que nous puissions parler ici d'une « mesure », notre description devrait pouvoir rendre compte de la réduction de l'état physique actuel du système composé $S+M$ à *l'un* des termes de la superposition. Cependant, aucun de ces termes n'est sélectionné suivant le processus de la mesure décrit en (2.51).

L'objectif initial était de décrire la réduction de l'état physique actuel du système *S* à un état physique bien défini en ne faisant appel qu'à l'équation de Schrödinger. Nous constatons que la description quantique de la mesure ne nous permet pas d'atteindre cet objectif. Cette

description ne fait que repousser le problème : au lieu de décrire la réduction de l'état physique actuel du système *S*, il nous faut à présent décrire la réduction de l'état physique actuel du système composé $S+M$. La description de l'appareil de mesure en termes quantiques n'apporte donc pas une alternative à l'hypothèse $H_3$ du saut quantique.

Si, dans le cadre de la description quantique de la mesure, on désire maintenir l'hypothèse $H_3$ du saut quantique, apparaît alors un problème supplémentaire[1] : il n'existe aucun moyen de déterminer *l'instant précis de la survenue du saut quantique* de l'état physique actuel du système composé $S+M$ dans l'un des termes de la superposition (rien ne nous permet d'affirmer s'il se produit à l'instant $t_2$ ou à un instant ultérieur). Ce problème a été mis en avant notamment par Teller[2].

### *2.4.2 Le découpage entre système et appareil de mesure*

Plusieurs problèmes nouveaux émergent lorsque l'on opte pour une description quantique de la mesure. Nous proposons, dans ce qui suit, de les analyser un à un.

Dans la description quantique de la mesure, on s'efforce de décrire l'appareil de mesure en termes quantiques. Autrement dit, on s'efforce de déterminer un vecteur d'état qui puisse représenter son état physique actuel. Il est donc présupposé que la mécanique quantique constitue une théorie capable de *décrire* non seulement des systèmes microscopiques tels que des électrons, mais aussi des systèmes macroscopiques tels que des appareils de mesure. Ce présupposé s'accorde parfaitement avec la position réaliste – du type réalisme scientifique – sous-jacente à l'interprétation standard de la mécanique quantique. En réalité, ce présupposé est partagé par l'ensemble des partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique[3].

---

1. Ce problème est équivalent au second problème présenté à la Sous-Section 2.3.2 concernant la description (non-quantique) de la mesure suivant l'interprétation standard.
2. Teller, P., "The Projection Postulate as a Fortuitous Approximation", *Philosophy of Science* **50** (1983), p. 425. *Cf.* aussi : Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 51.
3. Plus généralement, la majorité des partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique supposent que cette théorie est *universelle*, au sens où elle permettrait de décrire *tous* les systèmes dont l'univers est composé. Nous verrons plus loin que d'autres auteurs, également favorables à une interprétation réaliste de la mécanique quantique, défendent une vision *dualiste* de l'univers, lequel se décomposerait en un *monde physique*, qui serait régi par les lois de la mécanique quantique, et un *monde mental* (*cf. infra*, Sous-Section 3.8.7).

Or, si l'on tient à assumer pleinement une telle position réaliste, il faudrait également justifier au moyen du formalisme quantique pourquoi le système total dont il est question dans la description quantique de la mesure se divise en deux sous-systèmes aux limites bien déterminées qui seraient *précisément* le système étudié et l'appareil de mesure. Ce point a notamment été discuté par d'Espagnat :

> On a implicitement admis que le système composé total considéré est composé de deux parties distinctes bien définies : *S*, le système sur lequel l'observable est mesurée, et *M*, l'instrument servant à l'opération. On peut se demander ce qui définit la frontière entre les deux. Relève-t-elle seulement du fait que *nous* trouvons commode de considérer certaines parties du système global comme constituant des « parties d'instrument » [cette réponse ne pourrait satisfaire un réaliste scientifique] ou est-elle déterminée par la structure même des systèmes ? Autrement dit, si l'on nous donnait simplement un système complexe, son espace de Hilbert, son hamiltonien, etc., pourrions-nous, par la simple inspection de ces données, décider si oui ou non ce système est constitué d'un « système mesuré » et d'un « instrument »[1] ?

John Bell, qui défend une approche réaliste, a lui aussi mis en avant ce point. Selon lui, « les concepts de "système", d'"appareil" et d'"environnement" impliquent immédiatement une division artificielle du monde »[2]. Pour un réaliste, il n'existe pas de raison de centrer la description quantique uniquement sur les expériences qui sont effectuées dans les laboratoires. Le but ultime de la physique, d'après Bell, c'est de « comprendre le monde ». Il estime que « restreindre la mécanique quantique exclusivement aux opérations dérisoires du laboratoire, c'est trahir la grande entreprise », et ajoute qu'« une formulation sérieuse n'exclura pas le grand monde à l'extérieur du laboratoire »[3]. Ainsi, suivant une telle position réaliste, toute démarche visant à décrire le processus de la mesure devrait offrir une justification, interne à la mécanique quantique, du découpage entre système et appareil de mesure.

De notre point de vue, s'il faut douter de l'existence d'une telle justification, c'est pour la raison suivante. Lorsque deux systèmes ont interagi l'un avec l'autre, il n'est pas possible, dans le cas général, d'associer un vecteur d'état individuel à chacun de ces systèmes, et ce faisant, de décrire leur état physique actuel respectif, ce qui a été souligné à la Sous-Section 2.2.6. Il en va ainsi lors d'une mesure : la mécanique quantique ne permet pas, dans le cas général, de décrire l'état physique actuel respectivement du système étudié et de l'appareil de

1. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 176-177.
2. Bell, J., "Against Measurement", *Physics World* **8** (1990), p. 34.
3. *Idem*.

mesure. Par suite, l'hypothèse de la division entre système étudié et appareil de mesure est mise en cause par le formalisme quantique.

### *2.4.3 Le problème de la base préférée*

L'idée d'une description entièrement quantique de la mesure soulève une autre question. Dans une expérience qui met en jeu un certain système *S* et un certain appareil de mesure *M*, pouvons-nous déterminer au moyen du seul formalisme quantique *quelle est l'observable mesurée* sur le système *S* ?

Reprenons l'exemple discuté à la Sous-Section 2.3.3 du système *S* et de l'appareil de mesure *M* auxquels est associé, à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure, le vecteur d'état (2.48). Suivant la description quantique de la mesure, le vecteur d'état associé à $S+M$ à l'instant $t_2$ au terme de la mesure s'écrit :

$$\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \tag{2.52}$$

Le problème est qu'il existe une *infinité* de décompositions possibles de ce vecteur d'état. Celui-ci peut se reformuler de la manière suivante :

$$\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \tilde{c}_{ij} \left| \tilde{a}_i \right\rangle \otimes \left| \tilde{b}_j \right\rangle \tag{2.53}$$

où les vecteurs $\{\left| \tilde{a}_i \right\rangle\}$ et $\{\left| \tilde{b}_j \right\rangle\}$ forment une base quelconque (non nécessairement bi-orthogonale) de $H^S \otimes H^M$.

Si les vecteurs $\{\left| \tilde{a}_i \right\rangle\}$ et $\{\left| \tilde{b}_j \right\rangle\}$ ne forment pas des bases *orthogonales* respectivement de $H^S$ et de $H^M$, cela signifie qu'ils ne sont pas des *vecteurs propres* d'opérateurs qui pourraient représenter des observables respectivement sur *S* et sur *M*. Dans ce cas, la décomposition (2.53) ne rend pas compte d'un processus de mesure. Mais si l'objectif visé consiste bien à rendre compte d'un processus de mesure, il paraît légitime de poser comme condition nécessaire que la décomposition de $\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle$ soit bi-orthogonale[1].

Cette condition restreint considérablement les possibilités de décompositions de $\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle$. Cependant, la décomposition bi-orthogonale (2.52) est unique *si et seulement si*

1. *Cf.* : d'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 178.

l'ensemble des $\{c_i\}$ est tel que, pour toute paire d'indices *r* et *s*, avec $r \neq s$, on a $|c_r| \neq |c_s|$ [1]. Dans le cas où certains des coefficients $\{c_i\}$ sont tels que $|c_r| = |c_s|$, avec $r \neq s$, il existe plusieurs décompositions bi-orthogonales possibles de $|\psi^{S+M}(t_2)\rangle$. Pour illustrer ce point, simplifions l'exemple discuté jusque-là[2]. Admettons que les espaces de Hilbert $H^S$ et $H^M$ aient chacun une dimension égale à 2. Les vecteurs propres des opérateurs $\hat{A}$ et $\hat{B}$, qui représentent les observables *A* et *B*, sont alors simplement $\{|a_1\rangle, |a_2\rangle\}$ et $\{|b_1\rangle, |b_2\rangle\}$, ces derniers formant chacun une base orthogonale respectivement de $H^S$ et de $H^M$. Admettons, en outre, qu'à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure de l'observable *A* sur *S*, l'on puisse associer au système *S* le vecteur d'état :

$$|\psi^S(t_1)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|a_1\rangle - |a_2\rangle\right) \tag{2.54}$$

et à l'appareil *M* le vecteur d'état *prêt* :

$$|\psi^M(t_1)\rangle = |b_P\rangle \tag{2.55}$$

Suivant la description quantique de la mesure présentée à la Sous-Section 2.3.3, le vecteur d'état associé au système composé $S+M$ à l'instant $t_2$ au terme de la mesure, devient alors :

$$|\psi^{S+M}(t_2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|a_1\rangle \otimes |b_1\rangle - |a_2\rangle \otimes |b_2\rangle\right) \tag{2.56}$$

Or, nous avons ici $|c_1| = |c_2| = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Par conséquent, la décomposition bi-orthogonale (2.56) n'est pas unique. Le vecteur d'état (2.56) peut, par exemple, se reformuler de la manière suivante :

$$|\psi^{S+M}(t_2)\rangle = \frac{-1}{\sqrt{2}}\left(|\tilde{a}_1\rangle \otimes |\tilde{b}_1\rangle - |\tilde{a}_2\rangle \otimes |\tilde{b}_2\rangle\right) \tag{2.57}$$

où les ensembles $\{|\tilde{a}_1\rangle, |\tilde{a}_2\rangle\}$ et $\{|\tilde{b}_1\rangle, |\tilde{b}_2\rangle\}$ forment une base orthogonale respectivement de $H^S$ et de $H^M$, avec :

---

1. *Cf.* : Mittelstaedt, P., *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, *op. cit.*, pp. 26 et 81-82.
2. Nous reprenons l'exemple discuté par Wojciech Zurek en adaptant la notation et sans spécifier de quels types de systèmes et d'observables il est question (*cf.* : Zurek, W., "Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into what

$$\left.\begin{aligned}
|\,\tilde{a}_1\,\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\,a_1\,\rangle + |\,a_2\,\rangle\right) \\
|\,\tilde{a}_2\,\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\,a_1\,\rangle - |\,a_2\,\rangle\right) \\
|\,\tilde{b}_1\,\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\,b_2\,\rangle - |\,b_1\,\rangle\right) \\
|\,\tilde{b}_2\,\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\,b_1\,\rangle + |\,b_2\,\rangle\right)
\end{aligned}\right\} \qquad (2.58)$$

Cet exemple montre que dans le cas général, la décomposition bi-orthogonale du vecteur d'état associé au système composé $S+M$ au terme de la mesure n'est pas unique. Pour cette raison, la description quantique de la mesure doit faire face à ce que l'on nomme « le problème de la base préférée », lequel a principalement été discuté par Wojciech Zurek[1]. Il faudrait pouvoir montrer, *via* le formalisme de la mécanique quantique standard, qu'une certaine base est sélectionnée, laquelle serait formée des vecteurs propres de l'opérateur qui représente l'observable que l'appareil de mesure *M* permet, en pratique, de mesurer sur le système *S*. Comme l'écrit Hervé Zwirn, il faudrait par exemple expliquer, par la théorie, « pourquoi, avec un appareil de Stern et Gerlach dont le champ magnétique est orienté selon *Oz* [et qui, de fait, permet de mesurer le spin suivant *Oz*], on ne [peut] pas mesurer le spin suivant *Ox* »[2].

### *2.4.4 Mélange statistique propre et mélange statistique impropre*

Certains des nouveaux problèmes auxquels nous confronte la description quantique de la mesure ne peuvent être mis au jour que lorsque cette description est exprimée au moyen du formalisme des opérateurs densité[3]. Reformulons donc le processus de la mesure décrit en (2.51) en termes d'opérateurs densité comme suit :

---

Mixture does the Wave Packet Collapse?", *Physical Review D* **24** (1981), pp. 1518-1519 ; Zurek, W., "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *Physics Today* **44** (1991), p. 39).

1. *Cf.* : Zurek, W., "Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into what Mixture does the Wave Packet Collapse?", *op. cit.* ; Zurek, W., "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *op. cit.* ; Zurek, W., "Preferred States, Predictability, Classicality, and the Environment-induced Decoherence", *Progress of Theoretical Physics* **89** (1993), 281-312.
2. Zwirn, H., *Les limites de la connaissance*, Paris : Odile Jacob, 2000, p. 222.
3. Le formalisme des opérateurs densité a été introduit à la Sous-Section 2.2.2.

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_1) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \rangle \otimes |\, b_P \rangle} \quad \xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad \hat{\rho}^{S+M}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \rangle \otimes |\, b_i \rangle} \tag{2.59}$$

Explicitons la forme de l'opérateur densité associé à $S+M$ à l'instant $t_2$ au terme de la mesure. Celui-ci s'écrit :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \rangle \otimes |\, b_i \rangle} = \left( \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \rangle \otimes |\, b_i \rangle \right) \left( \sum_{j=1}^{N} c_j^* \langle\, a_j \,| \otimes \langle\, b_j \,| \right) \tag{2.60}$$

À la Sous-Section 2.4.3, nous avons souligné le fait qu'il est impossible, à l'instant $t_2$, d'associer un vecteur d'état individuellement au système *S* et à l'appareil de mesure *M*, et ce, en raison du caractère non-factorisable du vecteur d'état $|\, \psi^{S+M}(t_2) \rangle$ en (2.51). Nous en avons déduit qu'il est impossible, à l'instant $t_2$, d'assigner un état physique actuel individuellement au système *S* et à l'appareil de mesure *M*. Or, l'opérateur densité associé à un système constitue, en principe, un moyen alternatif et équivalent pour représenter l'état physique de ce système. Existe-t-il un moyen d'associer un tel opérateur densité individuellement au système *S* et à l'appareil de mesure *M* à l'instant $t_2$ ? Il se trouve que la réponse est positive. Pour ce faire, il suffit d'appliquer l'opération de *trace partielle* à l'opérateur densité associé au système composé $S+M$. Sur le plan du formalisme, cette opération permet de faire des prédictions concernant l'un des sous-systèmes du système composé en faisant abstraction des degrés de liberté liés aux autres sous-systèmes. L'opération de trace partielle appliquée à l'opérateur densité (2.60) et faisant abstraction des degrés de liberté liés à l'appareil de mesure *M* permet de déterminer l'*opérateur densité réduit*, noté $\hat{\rho}_r^S(t_2)$, associé au système *S* à l'instant $t_2$ :

$$\hat{\rho}_r^S(t_2) = Tr_M\left(\hat{\rho}^{S+M}(t_2)\right) \tag{2.61}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} \langle\, b_k \,|\, \hat{\rho}^{S+M}(t_2) |\, b_k \,\rangle \tag{2.62}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} \langle\, b_k \,| \left( \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \rangle \otimes |\, b_i \rangle \right) \left( \sum_{j=1}^{N} c_j^* \langle\, a_j \,| \otimes \langle\, b_j \,| \right) |\, b_k \,\rangle \tag{2.63}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} |\, c_k \,|^2 |\, a_k \rangle \langle\, a_k \,| \tag{2.64}$$

De même, l'opération de trace partielle appliquée à l'opérateur densité (2.60) et faisant abstraction des degrés de liberté liés au système *S* permet de déterminer l'opérateur densité réduit, noté $\hat{\rho}_r^M(t_2)$, associé à l'appareil de mesure *M* à l'instant $t_2$ :

$$\hat{\rho}_r^M(t_2) = Tr_S\left(\hat{\rho}^{S+M}(t_2)\right) \tag{2.65}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} \langle\, a_k \,|\, \hat{\rho}^{S+M}(t_2) \,|\, a_k \,\rangle \tag{2.66}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} \langle\, a_k \,| \left( \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_i \,\rangle \right) \left( \sum_{j=1}^{N} c_j^* \langle\, a_j \,| \otimes \langle\, b_j \,| \right) |\, a_k \,\rangle \tag{2.67}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} |\, c_k \,|^2 |\, b_k \,\rangle \langle\, b_k \,| \tag{2.68}$$

Nous constatons que les opérateurs densités associés individuellement au système *S* et à l'appareil de mesure *M* à l'instant $t_2$ possèdent exactement la même forme qu'un opérateur densité qui représente un mélange statistique, avec les $|\, c_k \,|^2$ à la place des poids statistiques (ou probabilités subjectives)[1]. Ce résultat peut paraître surprenant si l'on s'attend à ce que ces deux opérateurs densité représentent l'état physique actuel respectivement de *S* et de *M*. En effet, ces deux opérateurs densité devraient alors avoir la forme d'un opérateur densité qui correspond à un état pur, autrement dit, ils devraient pouvoir s'écrire de la manière suivante :

$$\hat{\rho}^S(t_2) = |\, \chi \,\rangle \langle\, \chi \,| \tag{2.69}$$

$$\hat{\rho}^M(t_2) = |\, \varphi \,\rangle \langle\, \varphi \,| \tag{2.70}$$

où $|\, \chi \,\rangle$ et $|\, \varphi \,\rangle$ seraient des vecteurs respectivement de $H^S$ et de $H^M$. Ou encore, si l'on espérait que par l'opération de trace partielle, on puisse rendre compte adéquatement du processus de la mesure, c'est-à-dire rendre compte de l'obtention d'une valeur particulière $a_l$ pour l'observable *A* sur *S* et d'une valeur particulière $b_l$ pour l'observable d'indication *B* sur *M*, alors les deux opérateurs densité devraient être de la forme :

$$\hat{\rho}^S(t_2) = |\, a_k \,\rangle \langle\, a_k \,| \tag{2.71}$$

$$\hat{\rho}^M(t_2) = |\, b_k \,\rangle \langle\, b_k \,| \tag{2.72}$$

Le fait que nous obtenions (2.64) et (2.68) au lieu de (2.71) et (2.72) peut être considéré comme un problème. Ce dernier n'est pas mis en évidence dans la littérature. Certes, un problème similaire a été exhibé par Bell, mais celui-ci intervient à un autre niveau de l'analyse de la description quantique de la mesure. Il s'agit du « problème et/ou » sur lequel nous reviendrons plus loin[2].

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.2, équation (2.17).
2. *Cf. infra*, Sous-Section 2.4.6.

Poursuivons notre discussion des opérateurs densité (2.64) et (2.68) en mettant entre parenthèses le problème que nous venons de mettre au jour. Supposons, après tout, que l'opération de trace partielle soit censée fournir des opérateurs densité qui représentent des mélanges statistiques, et non des états purs. Supposons que nous cherchions, par le truchement de cette opération, à décrire *l'état de notre connaissance partielle* des états physiques dans lesquels le système *S* et l'appareil de mesure *M* se trouvent en acte à l'instant $t_2$. De prime abord, l'opération de trace partielle semble porter ses fruits : les opérateurs densité (2.64) et (2.68) possèdent exactement la même forme qu'un opérateur densité qui représente un mélange statistique[1]. Suivant cette lecture, l'opérateur densité (2.64) représenterait l'état de notre connaissance partielle de l'état physique actuel dans lequel se trouve le système *S* : nous saurions qu'il se trouve en acte dans l'état physique représenté par l'un des vecteurs propres $\{\left| a_k \right\rangle\}$, ou plus précisément, nous saurions qu'il se trouve en acte dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_1 \right\rangle$ avec une probabilité égale à $\left| c_1 \right|^2$, dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_2 \right\rangle$ avec une probabilité égale à $\left| c_2 \right|^2$,…, et dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_N \right\rangle$ avec une probabilité égale à $\left| c_N \right|^2$. Il en irait de même pour l'opérateur densité (2.68).

Cependant, nous avons vu que dans le cas général, la décomposition bi-orthogonale du vecteur d'état (2.52) n'est pas unique. Cette caractéristique vaut pour l'opérateur densité (2.60) qui n'est autre qu'une reformulation de (2.52). De ce fait, l'opérateur densité (2.60), dans le cas général, peut se réécrire, par exemple, de la manière suivante :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} \tilde{c}_i \left| \tilde{a}_i \right\rangle \otimes \left| \tilde{b}_i \right\rangle} \tag{2.73}$$

1. Pour cette raison, certains auteurs ont affirmé que l'opération de trace partielle permet de décrire le processus de la mesure de manière adéquate. Par exemple, Henry Margenau, qui se base sur cette opération de trace partielle, écrit dans un article de 1963 : « nous devons donc inférer que l'état avant la mesure était un cas pur, mais qu'il est devenu, après la mesure, un mélange statistique » (Margenau, H., "Measurement in Quantum Mechanics", *Annals of Physics* **23** (1963), p. 475). Dans un article de la même année, Margenau en conclut que : « l'effet d'une mesure sur un système physique est de convertir son état en un mélange statistique » (Margenau, H., "Measurements and Quantum States", *Philosophy of Science* **30** (1963), p. 156).

où les ensembles $\{|\,\widetilde{a}_i\rangle\}$ et $\{|\,\widetilde{b}_i\,\rangle\}$ forment des bases orthogonales respectivement de $H^S$ et de $H^M$. Par l'opération de trace partielle, nous trouvons alors, par un calcul similaire à ceux figurant dans les équations (2.61) à (2.68), les opérateurs densité réduits :

$$\hat{\rho}_r^S(t_2) = \sum_{k=1}^{N} |\,\widetilde{c}_k|^2 |\,\widetilde{a}_k\,\rangle\langle\,\widetilde{a}_k\,| \tag{2.74}$$

$$\hat{\rho}_r^M(t_2) = \sum_{k=1}^{N} |\,\widetilde{c}_k|^2 |\,\widetilde{b}_k\,\rangle\langle\,\widetilde{b}_k\,| \tag{2.75}$$

Si l'on maintient l'interprétation suivant laquelle les opérateurs densité obtenus par l'opération de trace partielle représentent l'état de notre connaissance partielle des états physiques dans lesquels le système *S* et l'appareil de mesure *M* se trouvent en acte à l'instant $t_2$, alors surgit une contradiction. En effet, d'après l'opérateur densité (2.74), nous savons que le système *S* se trouve en acte dans l'état physique représenté par l'un des vecteurs propres $\{|\,\widetilde{a}_k\,\rangle\}$. Mais nous ne pouvons pas affirmer *dans le même temps* que le système *S* se trouve en acte dans l'état physique représenté par l'un des vecteurs propres $\{|\,a_k\,\rangle\}$ *et* qu'il se trouve en acte dans l'état physique représenté par l'un des vecteurs propres $\{|\,\widetilde{a}_k\,\rangle\}$. La même contradiction apparaît concernant notre connaissance partielle de l'état physique actuel de l'appareil de mesure *M*. Il s'en suit que l'interprétation des opérateurs densité (2.64) et (2.68) comme représentant des mélanges statistiques n'est pas tenable. *Ces opérateurs densité possèdent exactement la même forme qu'un opérateur densité qui représente un mélange statistique, mais ne peuvent être interprétés en termes de mélanges statistiques*. Ce problème a été discuté notamment par Mittelstaedt[1].

Suivant la distinction opérée par d'Espagnat, ces opérateurs densité *représentent*, non pas des « mélanges statistiques *propres* », mais des « mélanges statistiques *impropres* »[2]. Mittelstaedt emploie l'expression « état de mélange » (en anglais : "*mixed state*") pour désigner un opérateur densité possédant la *forme mathématique* d'un opérateur densité qui représente un « mélange statistique » (propre) (en anglais : "*mixture*")[3]. Cet état de mélange, selon le cas, peut ou non être interprété comme représentant un mélange statistique propre. Un

1. Mittelstaedt, P., *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, *op. cit.*, pp. 26 et 79-82. *Cf.* aussi : Butterfield, J., "Some Worlds of Quantum Theory", *op. cit.*, pp. 116 et 118.
2. *Cf.* par exemple : D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, Ch. 7.
3. Mittelstaedt, P., *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, *op. cit.*, p. 79.

état de mélange représente un mélange statistique propre dans le cas où on le sait *a priori*, c'est-à-dire dans le cas où l'on a recours à la formulation en termes d'opérateur densité *dans le but* de représenter l'état de notre ignorance. En revanche, un état de mélange ne représente pas un mélange statistique propre, dans le cas où il est dérivé d'une opération de trace partielle appliquée à l'opérateur densité associé à un système composé qui correspond un *état pur* (il représente alors à un mélange statistique impropre). Suivant ces précisions terminologiques, les opérateurs densité réduits (2.64) et (2.68), sur le plan formel, correspondent à des *états de mélange*, et sur le plan de l'interprétation, représentent des *mélanges statistiques impropres*.

### *2.4.5 Les termes de cohérence*

Le formalisme des opérateurs densité offre la possibilité d'expliciter la description quantique de la mesure selon une troisième manière. L'opérateur densité (2.60) associé à $S+M$ à l'instant $t_2$ au terme de la mesure peut être développé comme suit :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_2) = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, |a_i\rangle \otimes |b_i\rangle \langle a_i| \otimes \langle b_i| + \sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* \, |a_i\rangle \otimes |b_i\rangle \langle a_j| \otimes \langle b_j| \qquad (2.76)$$

Portons notre attention sur les termes croisés $\sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* |a_i\rangle \otimes |b_i\rangle \langle a_j| \otimes \langle b_j|$ qui correspondent à des *termes de cohérence* entre les vecteurs $|a_i\rangle \otimes |b_i\rangle$ et $|a_j\rangle \otimes |b_j\rangle$ pour tous *i* et *j* tels que $i \neq j$. Ceux-ci expriment l'*entremêlement des prédictions des résultats de mesures* pouvant être réalisées sur *S* et *M* individuellement – c'est pourquoi nous pouvons les appeler aussi « termes d'entremêlement »[1].

Or, suivant la déformation linguistique, mais aussi conceptuelle, de l'interprétation standard[2], ces termes de cohérence peuvent être envisagés comme représentant l'« entremêlement des état physiques » de *S* et *M*. De ce point de vue, l'expression (2.76) permet de mettre en évidence, d'une manière différente[3], l'impossibilité de déterminer individuellement l'état physique actuel du système *S* et l'état physique actuel de l'appareil de mesure *M*.

1. Nous reprenons ici l'expression de Schrödinger (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.6).
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.6.
3. *Cf.* la discussion : *supra*, Sous-Section 2.3.3.

Ce problème se pose lorsque l'on accepte l'hypothèse $H_1$ et que l'on interprète $\hat{\rho}^{S+M}(t_2)$ comme représentant l'état physique actuel du système composé $S+M$ à l'instant $t_2$. Oublions provisoirement cette interprétation, qui semble pourtant s'imposer de manière naturelle dans le cadre de l'interprétation standard, et supposons que $\hat{\rho}^{S+M}(t_2)$ soit censé décrire *l'état de notre connaissance partielle* de l'état physique actuel dans lequel se trouve le système composé $S+M$ à l'instant $t_2$. La présence des termes de cohérence dans (2.76) soulève alors un autre problème. Si $\hat{\rho}^{S+M}(t_2)$ ne comportait pas les termes de cohérence figurant en (2.76), c'est-à-dire s'il pouvait s'écrire :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_2) = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, |a_i\rangle \otimes |b_i\rangle \langle a_i| \otimes \langle b_i| \qquad (2.77)$$

alors il aurait exactement la même forme qu'un opérateur densité qui représente un mélange statistique propre, c'est-à-dire qu'il pourrait représenter l'état de notre connaissance partielle de l'état physique actuel dans lequel se trouve le système composé $S+M$ : nous saurions qu'il se trouve en acte dans l'état physique représenté par l'un des vecteurs propres $\{|a_i\rangle \otimes |b_i\rangle\}$, ou plus précisément, nous saurions qu'il se trouve en acte dans l'état physique représenté par $|a_1\rangle \otimes |b_1\rangle$ avec une probabilité égale à $|c_1|^2$, dans l'état physique représenté par $|a_2\rangle \otimes |b_2\rangle$ avec une probabilité égale à $|c_2|^2$,…, et dans l'état physique représenté par $|a_N\rangle \otimes |b_N\rangle$ avec une probabilité égale à $|c_N|^2$. Mais en raison de la présence des termes de cohérence qui apparaissent en (2.76), $\hat{\rho}^{S+M}(t_2)$ ne peut être interprété comme un mélange statistique propre (il correspond à un état pur).

### *2.4.6 Le problème et/ou*

À supposer que les termes de cohérence dans l'expression de l'opérateur densité (2.76) soient nuls, encore faudrait-il justifier que cet opérateur densité représente *l'état de notre connaissance partielle* de l'état physique actuel de $S+M$ à l'instant $t_2$, *et non* directement *l'état physique actuel* de $S+M$ à l'instant $t_2$. Dans la section précédente, nous avons souligné le fait que cette seconde alternative correspond à l'interprétation naturelle de l'opérateur densité dans le cadre de l'interprétation standard de la mécanique quantique. En effet, le point de départ de la description quantique de la mesure consiste à représenter l'état physique actuel de $S+M$ et de déterminer son évolution durant le processus de la mesure.

*De fait*, l'état physique de $S+M$ à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure, est représenté par un vecteur d'état, à savoir par le vecteur d'état (2.48). De manière équivalente, nous pouvons dire que l'état physique de $S+M$ à l'instant $t_1$, est représenté par l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_1) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_P \,\rangle} \tag{2.78}$$

Il paraît naturel de penser que l'opérateur densité (2.76) que l'on obtient par l'action d'un opérateur d'évolution sur l'opérateur densité initial (2.78), représente *encore* l'état physique de $S+M$, mais cette fois-ci à l'instant $t_2$. De même, il paraît naturel de penser que si l'on obtenait, au lieu de (2.76), l'opérateur densité (2.77) (où les termes de cohérence auraient disparu), alors cet opérateur densité représenterait *toujours* l'état physique de $S+M$ à l'instant $t_2$. Supposer que l'opérateur densité associé à $S+M$ représente *d'un coup* un mélange statistique propre, parce que les termes de cohérence auraient disparu, apparaît pour le moins étrange.

Pour que la description quantique de la mesure rende compte adéquatement du processus de la mesure, c'est-à-dire pour qu'elle rende compte de l'obtention d'une valeur particulière $a_l$ pour l'observable *A* sur *S* et d'une valeur particulière $b_l$ pour l'observable d'indication *B* sur *M*, il faudrait que l'opérateur densité associé à $S+M$ à l'instant $t_2$ soit de la forme :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_2) = |\, a_l \,\rangle \otimes |\, b_l \,\rangle \tag{2.79}$$

Nous sommes donc en présence ici du même type de problème que celui de la Sous-Section 2.4.4 – mais il intervient à un niveau différent de l'analyse de la description quantique de la mesure.

Ce problème a été mis en lumière par Bell de la manière suivante. Si l'on s'inscrit dans le cadre de l'interprétation standard, il est logique, d'après lui, de penser que l'opérateur densité (2.77) représente effectivement l'état physique actuel de $S+M$, quand bien même cet opérateur densité se caractérise par l'absence de termes de cohérence et possède la forme d'un opérateur densité qui représente un mélange statistique propre. Ce faisant, nous devrions supposer que le système composé $S+M$, à l'instant $t_2$, se trouve en acte dans l'état physique représenté par $|\, a_1 \,\rangle \otimes |\, b_1 \,\rangle \langle\, a_1 \,| \otimes \langle\, b_1 \,|$ *et* dans l'état physique représenté par $|\, a_2 \,\rangle \otimes |\, b_2 \,\rangle \langle\, a_2 \,| \otimes \langle\, b_2 \,|$,…, *et* dans l'état physique représenté par $|\, a_N \,\rangle \otimes |\, b_N \,\rangle \langle\, a_N \,| \otimes \langle\, b_N \,|$. Selon Bell :

> Si l'on n'était pas réellement à la recherche de probabilités, je pense que l'interprétation évidente même de (2.77) serait que le système composé $S+M$ est un état dans lequel les différents $\{|\, a_i \,\rangle\otimes|\, b_i \,\rangle\}$ coexistent d'une certaine manière : $|\, a_1 \,\rangle\otimes|\, b_1 \,\rangle\langle\, a_1 \,|\otimes\langle\, b_1 \,|$ *et* $|\, a_2 \,\rangle\otimes|\, b_2 \,\rangle\langle\, a_2 \,|\otimes\langle\, b_2 \,|$ *et*… Cela ne correspond nullement à une interprétation probabiliste, suivant laquelle les différents termes sont vus non pas comme coexistant, mais comme des alternatives : $|\, a_1 \,\rangle\otimes|\, b_1 \,\rangle\langle\, a_1 \,|\otimes\langle\, b_1 \,|$ *ou* $|\, a_2 \,\rangle\otimes|\, b_2 \,\rangle\langle\, a_2 \,|\otimes\langle\, b_2 \,|$ *ou*… L'idée selon laquelle l'élimination de la cohérence, d'une manière ou d'une autre, implique le remplacement de « et » par « ou », est très courante parmi les auteurs qui résolvent le « problème de la mesure ». Cela m'a toujours paru mystérieux[1].

De l'avis de Bell, nous serions en droit d'interpréter (2.77) comme un opérateur densité qui représente un mélange statistique propre, si d'emblée nous nous étions situés dans le cadre d'une interprétation instrumentaliste de la mécanique quantique, c'est-à-dire si d'emblée nous supposions que le vecteur d'état et l'opérateur densité constituent simplement des instruments de prédiction probabilistes. Cependant, il n'apparaît guère cohérent de faire appel à une *première* interprétation au début du processus de la mesure – *i.e.* l'interprétation réaliste du vecteur d'état et de l'opérateur densité –, puis à une *seconde* interprétation au terme du processus de la mesure – *i.e.* l' interprétation instrumentaliste du vecteur d'état et de l'opérateur densité. On parle du « problème et/ou » pour faire référence à cet aspect problématique de la description de la mesure[2].

## 2.5 La théorie de la décohérence

### *2.5.1 L'environnement en termes quantiques*

La description quantique de la mesure dont il a été question jusqu'à présent ne prend en considération que le système étudié et l'appareil de mesure. L'interaction de l'appareil de mesure avec son *environnement* a été tenue implicitement pour négligeable. Toutefois, cette supposition ne va pas de soi. Comme l'a souligné Dieter Zeh, un appareil de mesure correspond à un système *macroscopique*, et de ce fait, ne devrait pas être considéré comme un système *isolé*. D'après lui, « il n'existe pas de systèmes macroscopiques approximativement

1. Bell, J., "Against Measurement", *op. cit.*, p. 36 (nous avons modifié la notation de cette citation par souci de cohérence avec le corps du texte).
2. *Cf.* aussi : D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 179-180. D'Espagnat remarque que « curieusement, il semble [que ce problème] n'ait guère attiré la considération *explicite* des physiciens qui proposèrent des théories de l'opération de mesure » (*ibid.*, p. 180).

clos »[1]. Il faut rappeler qu'un système macroscopique est composé d'un nombre très élevé de sous-systèmes microscopiques. Les valeurs que peut prendre l'observable énergie sur un tel système sont donc très voisines les unes des autres – *i.e.* les niveaux d'énergie possibles sont très rapprochés[2]. Par suite, un système extérieur, même microscopique (par exemple, un photon), peut interagir de manière significative avec le système macroscopique en question – *i.e.* il peut aisément provoquer une transition d'un niveau d'énergie à un autre. Dans ces conditions, une description réaliste[3] du processus de la mesure doit impérativement prendre en compte l'interaction de l'appareil de mesure avec son environnement. La *théorie de la décohérence*, qui a été élaborée par Wojciech Zurek, correspond précisément à une extension de la description quantique de la mesure qui intègre cette interaction de l'appareil de mesure avec son environnement[4].

Il faut préciser que dans cette théorie, le terme « environnement » sert à désigner non seulement l'environnement de l'appareil de mesure au sens habituel, mais aussi ce que l'on nomme son « environnement interne » – chaque partie de l'appareil jouant elle-même le rôle d'un environnement vis-à-vis des autres parties de l'appareil.

Suivant la théorie de la décohérence, il convient d'associer à l'environnement, noté $E$, un certain vecteur d'état $\left| \psi^E \right\rangle$ défini sur l'espace de Hilbert $H^E$. Admettons qu'à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure, l'environnement se trouve dans un état « prêt » représenté par le vecteur d'état $\left| \psi^E(t_1) \right\rangle = \left| e_P \right\rangle$. Reprenons à nouveau l'exemple du système composé

1. Zeh, D., "The Meaning of Decoherence", in: Blanchard, Ph., *et al.* (eds.), *Decoherence: Theoretical, Experimental, and Conceptual Problems*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2000, p. 25. *Cf.* aussi : Zeh, D., "On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory", *Foundations of Physics* **1** (1970), p. 73 ; Zeh, D., "There are no Quantum Jumps, nor are there Particles!", *Physics Letters A* **172** (1993), p. 189.
2. Zeh, D., "On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory", *op. cit.*, p. 73.
3. Le terme « réaliste » doit être compris ici au sens de « conforme à ce qui se passe en fait ».
4. *Cf.* : Zurek, W., "Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into what Mixture does the Wave Packet Collapse?", *op. cit.* ; Zurek, W., "Environment-induced Superselection Rules", *Physical Review D* **26** (1982), 1862-1880 ; Zurek, W., "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *op. cit.* ; Zurek, W., "Preferred States, Predictability, Classicality, and the Environment-induced Decoherence", *op. cit.* ; Zurek, W., "Negociating the Tricky Border between Quantum and Classical", *Physics Today* **46** (1993), 13-15, 91-90 (discussion entre Zurek et d'autres physiciens) ; *cf.* aussi : Giulini, D. *et al.* (eds.), *Decoherence and the Appearance of the Classical World in Quantum Theory*, Berlin, Heidelberg: Springer, 1996 ; Blanchard, Ph., *et al.* (eds.), *Decoherence: Theoretical, Experimental, and Conceptual Problems*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2000.

$S+M$ qui se trouve, à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure, dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état (2.45). Au système composé $S+M+E$, nous pouvons alors associer, à l'instant $t_1$, le vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S+M+E}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle \tag{2.80}$$

défini sur l'espace de Hilbert $H^S \otimes H^M \otimes H^E$, ou de manière équivalente, l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_1) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle} \tag{2.81}$$

Suivant la théorie de la décohérence, le processus de la mesure se divise en deux phases. Lors de la première phase, de l'instant $t_1$ à l'instant $t_2$, le système étudié *S* interagit avec l'appareil de mesure *M*. Cette interaction est décrite comme précédemment dans le cadre de la description quantique de la mesure[1], c'est-à-dire comme suit :

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_1) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle} \xrightarrow{t_1 \to t_2} \hat{\rho}^{S+M+E}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle} \tag{2.82}$$

Durant cette première phase, il est supposé que l'environnement *E* n'interagit pas de manière significative avec $S+M$, *i.e.* l'interaction de $S+M$ avec *E* est négligée. Il s'en suit qu'à l'instant $t_2$, l'opérateur densité associé à $S+M+E$ peut encore être factorisé de la manière suivante :

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle} \hat{P}_{\left| e_P \right\rangle} \tag{2.83}$$

$$= \hat{\rho}^{S+M}(t_2) \hat{\rho}^{E}(t_2) \tag{2.84}$$

En revanche, l'opérateur densité associé à $S+M$ n'est plus factorisable. Il correspond à l'opérateur densité (2.76) qui inclut les termes de cohérence $\sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right|$.

Lors de la seconde phase, de l'instant $t_2$ à l'instant $t_3$, le système composé $S+M$ interagit avec l'environnement *E*. Cette interaction peut être décrite sur le modèle de l'interaction du système étudié *S* avec l'appareil de mesure *M*, c'est-à-dire comme suit :

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.1, en (2.48).

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \rangle \otimes |\, b_i \rangle \otimes |\, e_P \rangle} \xrightarrow{t_2 \to t_3} \hat{\rho}^{S+M+E}(t_3) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \rangle \otimes |\, b_i \rangle \otimes |\, e_i \rangle} \qquad (2.85)$$

On suppose ici que seul l'Hamiltonien d'interaction $\hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$ contribue de manière significative à l'Hamiltonien total $\hat{H}$ associé à $S+M+E$, de sorte que $\hat{H} \approx \hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$. On suppose, de plus, que cet Hamiltonien d'interaction est de la forme[1] :

$$\hat{H}_{\text{int}}^{M-E} = \sum_{i=1}^{N} |\, a_i \rangle \langle\, a_i \,| \otimes |\, b_i \rangle \langle\, b_i \,| \otimes \hat{F}_i \qquad (2.86)$$

où, pour tout *i*, l'opérateur $\hat{F}_i$ agit sur les vecteurs de $H^E$ en les transformant en $|\, e_i \rangle$.

À l'issue de cette seconde phase du processus de la mesure, l'opérateur densité associé à $S+M+E$ ne peut plus être factorisé en deux opérateurs densité qui seraient associés respectivement à $S+M$ et à $E$. Pour cette raison, il est impossible de déterminer individuellement l'état physique actuel du système composé $S+M$ et l'état physique actuel de l'environnement $E$. Sur le plan formel, les *prédictions des résultats de mesures* pouvant être réalisées sur $S+M$ et $E$ individuellement sont devenues entremêlées, *i.e.* on prédit que les résultats de certaines mesures réalisées sur $S+M$ et sur $E$ individuellement seront parfaitement corrélés. Suivant la déformation linguistique et conceptuelle de l'interprétation standard[2], il faudrait dire que les *états physiques* de $S+M$ et de $E$ sont maintenant entremêlés ou corrélés. En raison du très grand nombre de sous-systèmes qui composent l'environnement $E$, on peut montrer par le formalisme que cette corrélation de l'environnement $E$ avec le système composé $S+M$ s'établit dans un intervalle de temps extrêmement court et peut être tenue pour irréversible. Suivant la théorie de la décohérence, le processus de la mesure implique « la formation irréversible de corrélations quantiques d'un système avec son environnement », comme l'écrit Erich Joss[3].

1. Nous reprenons ici le modèle de l'Hamiltonien d'interaction entre *S* et *M* mentionné dans la description de la mesure (*cf. supra*, Sous-Section 2.4.2, équation (2.44)). Pour une expression particulière de cet Hamiltonien d'interaction, dans un exemple concret, *cf.* par exemple : Zurek, W., "Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into what Mixture does the Wave Packet Collapse?", *op. cit.*, p. 1521.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.6.
3. Joos, E., "Elements of Environmental Decoherence", in: Blanchard, Ph., *et al.* (eds.), *Decoherence*, *op. cit.*, p. 1.

L'entremêlement des états physiques de $S+M$ et de $E$ se traduit également par la présence des termes de cohérence que l'on peut mettre en évidence dans l'expression de l'opérateur densité associé à $S+M+E$ à l'instant $t_3$ :

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_3) = \left(\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_i \right\rangle\right)\left(\sum_{i=1}^{N} c_j^* \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right| \otimes \left\langle e_j \right|\right) \tag{2.87}$$

$$= \sum_{i=1}^{N} \left| c_i \right|^2 \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_i \right\rangle \left\langle a_i \right| \otimes \left\langle b_i \right| \otimes \left\langle e_i \right|$$

$$+ \sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_i \right\rangle \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right| \otimes \left\langle e_j \right| \tag{2.88}$$

À l'instant $t_2$, les termes de cohérence présents dans l'opérateur densité associé à $S+M+E$ ne mettaient en jeu que des vecteurs associés au système *S* et à l'appareil de mesure *M*. À l'instant $t_3$, les termes de cohérence mettent en jeu, non seulement le système *S* et l'appareil de mesure *M*, mais aussi l'environnement *E*. Par conséquent, une autre manière de caractériser ce qui se passe durant la seconde phase du processus de la mesure consiste à soutenir, dans le langage réaliste de l'interprétation standard, que la cohérence entre les états physiques de *S* et de *M* s'est « diffusée » dans l'environnement[1].

Nous avons vu plus haut que l'opération de trace partielle permet d'obtenir un opérateur densité réduit associé à un sous-système d'un système composé[2]. Ainsi est-il possible de calculer l'opérateur densité réduit associé au système $S+M$ à l'instant $t_3$ *via* l'opération de trace partielle appliquée à l'opérateur densité (2.87), opération où l'on fait abstraction des degrés de liberté liés à l'environnement *E* :

$$\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3) = Tr_E\left(\hat{\rho}^{S+M+E}(t_3)\right) \tag{2.89}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} \left\langle e_k \right| \hat{\rho}^{S+M+E}(t_3) \left| e_k \right\rangle \tag{2.90}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} \left\langle e_k \right| \left(\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_i \right\rangle\right)\left(\sum_{j=1}^{N} c_j^* \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right| \otimes \left\langle e_j \right|\right) \left| e_k \right\rangle \tag{2.91}$$

$$= \sum_{k=1}^{N} \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \left(c_i c_j^* \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right|\right)\left(\left\langle e_k \right| e_i \right\rangle \left\langle e_j \right| e_k \right\rangle\right) \tag{2.92}$$

1. Cette image de la diffusion de la cohérence dans l'environnement est proposée par Jeremy Butterfield (Butterfield, J., "Some Worlds of Quantum Theory", *op. cit.*, p. 120).
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.4.

Étant donné que le nombre de sous-systèmes qui composent l'environnement $E$ est très élevé, il est supposé que les vecteurs $\{\left| e_k \right\rangle\}$ associés à l'environnement $E$ sont approximativement orthogonaux, c'est-à-dire que $\left\langle e_i \right| \left. e_j \right\rangle \approx 0$ pour tous $i$ et $j$ tels que $i \neq j$ et $\left\langle e_i \right| \left. e_i \right\rangle = 1$ pour tout $i$ (si l'on pose que les vecteurs $\{\left| e_k \right\rangle\}$ sont normalisés)[1]. Par conséquent, nous avons :

$$\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3) \approx \sum_{k=1}^{N} \left| c_k \right|^2 \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \otimes \left\langle b_k \right| \tag{2.93}$$

Si l'on compare l'opérateur densité réduit associé au système $S+M$ à l'instant $t_3$ avec l'opérateur densité associé au système $S+M$ à l'instant $t_2$, c'est-à-dire si l'on compare (2.93) avec (2.76), on constate la quasi-disparition des termes de cohérence $\sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right|$. Ces derniers ont été réduits par un facteur $\left\langle e_k \right| \left. e_i \right\rangle \left\langle e_j \right| \left. e_k \right\rangle$, avec $i \neq j$ – ils peuvent donc être considérés comme négligeables. Autrement dit, durant la seconde phase du processus de la mesure, l'environnement a induit une *décohérence* entre les vecteurs $\left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle$ et $\left| a_j \right\rangle \otimes \left| b_j \right\rangle$ pour tous $i$ et $j$ tels que $i \neq j$. La théorie de la décohérence ainsi décrite a pu être corroborée récemment par l'expérience[2].

### *2.5.2 Apport et limite de la théorie de la décohérence*

La théorie de la décohérence correspond à une théorie largement acceptée par la communauté des physiciens. Néanmoins, il existe une certaine confusion concernant la portée de cette théorie : celle-ci permettrait de résoudre le problème de la mesure. La diffusion de cette idée a notamment été favorisée par certaines affirmations ambiguës de Zurek dans ses

1. Plusieurs modèles théoriques où l'environnement est décrit de manière simple – par exemple, comme un ensemble d'atomes à deux niveaux d'énergie – permettent de montrer que les termes $\left\langle e_i \right| \left. e_j \right\rangle$, pour tous $i$ et $j$ tels que $i \neq j$, deviennent extrêmement petits dans un intervalle de temps extrêmement court (*cf.* par exemple : Zurek, W., "Environment-induced Superselection Rules", *op. cit.*, pp. 1864-1867).
2. *Cf.* par exemple : Brune, M., Hagley, E., Dreyer, J., Maître, X., Maali, A., Wunderlich, C., Raimond, J.-M. and Haroche, S., "Observing the Progressive Decoherence of the 'Meter' in a Quantum Measurement", *Physical Review Letters* **77** (1996), 4887-4890.

premiers articles[1]. Toutefois, il est reconnu aujourd'hui par la majorité des spécialistes de la théorie de la décohérence et par la majorité des spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique que cette théorie *ne résout pas* le problème de la mesure[2]. Parmi les nombreuses difficultés liées à la description quantique de la mesure (explicitées à la Section 2.4), efforçons-nous d'identifier lesquelles sont levées par la théorie de la décohérence.

En premier lieu, cette théorie permet de montrer que les termes de cohérence $\sum_{i=1}^{N}\sum_{\substack{j=1 \\ j\neq i}}^{N} c_i c_j^* \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right|$, présents dans l'opérateur densité (2.76), deviennent quasiment nuls. Néanmoins, il n'est question que de la *quasi*-disparition des termes de cohérence, et non de leur disparition totale. Certes, étant donné qu'ils sont devenus extrêmement petits, on peut supposer qu'ils ne sont pas décelables en pratique. Mais pour le partisan d'une position réaliste, cette situation n'est guère satisfaisante : pour rendre compte du fait que les appareils de mesure et les systèmes étudiés se trouvent chacun dans un état physique actuel bien défini au terme de la mesure, il faudrait pouvoir expliquer comment les termes de cohérence disparaissent totalement, comment ils deviennent *strictement* nuls.

En second lieu, il est admis que la théorie de la décohérence permet de résoudre le problème de la base préférée. Voyons en quoi consiste l'argument[3]. À l'instant $t_2$, il demeure possible de décomposer l'opérateur densité associé à $S+M$ sur plusieurs bases. Dans notre exemple, (2.60) et (2.73) correspondent à deux formulations possibles du même opérateur

1. D'Espagnat illustre ce point par plusieurs citations (d'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 199). Zurek écrit, par exemple : « les probabilités sur la diagonale de la matrice densité [ou autrement dit, les termes $|c_k|^2$ de l'opérateur densité (2.90)] sont là à cause de notre ignorance (c'est-à-dire de celle de l'observateur) concernant le résultat de la mesure. Celui-ci ne nous est pas encore connu mais il n'en est pas moins défini » (Zurek, W., "Environment-induced Superselection Rules", *op. cit.*, p. 1863 ; nous avons repris ici la traduction de d'Espagnat).
2. Par exemple, Erich Joos écrit que la théorie de la décohérence « bien entendu, […] ne résout pas le problème de la mesure » (Joos, E., "Elements of Environmental Decoherence", *op. cit.*, p. 4). Citons également Dieter Zeh qui dénonce « l'interprétation "naïve" commune, mais fallacieuse, du concept de décohérence comme décrivant la réduction de la fonction d'onde » (Zeh, D., "The Meaning of Decoherence", *op. cit.*, p. 19). *Cf.* aussi : Zwirn, H., « La décohérence est-elle la solution du problème de la mesure ? », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), Paris : Diderot, 1998, pp. 273-277.
3. *Cf.* en particulier : Zurek, W., "Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into what Mixture does the Wave Packet Collapse?", *op. cit.*, pp. 1521-1522 ; Zurek, W., "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *op. cit.*, pp. 39-40.

densité. En revanche, à l'instant $t_3$, après que le système composé $S+M$ a interagi avec l'environnement *E*, tel n'est plus le cas. L'Hamiltonien d'interaction $\hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$ entre l'appareil de mesure *M* et l'environnement *E* détermine l'opérateur densité associé à $S+M+E$ à l'instant $t_3$ d'où l'on dérive l'opérateur densité réduit associé à $S+M$ par l'opération de trace partielle. Par suite, la forme particulière de $\hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$ *sélectionne* une certaine décomposition bi-orthogonale de l'opérateur densité réduit associé à $S+M$, c'est-à-dire détermine la base « préférée » à la fois pour *S* et pour *M*. Comme l'explique Hervé Zwirn :

> Zurek [*via* la théorie de la décohérence] montre que si l'interaction entre l'appareil de mesure et l'environnement, définie par un hamiltonien d'interaction a une forme bien particulière, on peut préciser quelle grandeur est mesurée. La base de l'espace des états [*i.e.* de l'espace de Hilbert] qui est sélectionnée pour diagonaliser la matrice densité correspond aux grandeurs physiques de l'appareil de mesure qui ne sont pas perturbés par l'interaction de ce dernier et de l'environnement. En termes techniques, c'est la base des vecteurs propres de l'observable qui commute avec l'hamiltonien d'interaction[1].

C'est donc la forme particulière de l'Hamiltonien d'interaction qui se révèle déterminante dans la sélection de la base. Si celle-ci était différente, une autre base serait sélectionnée. Dans notre exemple, nous avons supposé que l'Hamiltonien d'interaction $\hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$ avait la forme de (2.86), ce qui implique que l'unique décomposition bi-orthogonale admissible de l'opérateur densité réduit associé à $S+M$ est celle qui figure en (2.91). Zurek d'affirmer : « la base d'indication de l'appareil *M* est choisie par la forme de l'interaction appareil-environnement »[2].

Si la théorie de la décohérence se révèle pertinente pour résoudre partiellement le problème de l'existence des termes de cohérence et pour résoudre celui de la base préférée, elle n'est, par contre, d'aucun secours pour justifier le changement de l'interprétation de l'opérateur densité associé au système composé $S+M$. Elle n'explique pas pourquoi immédiatement avant le processus de la mesure, cet opérateur densité représente *l'état physique actuel de* $S+M$, tandis qu'au terme du processus de la mesure, il représente un mélange statistique propre, c'est-à-dire *notre connaissance partielle de l'état physique actuel de* $S+M$. Le problème et/ou demeure.

---

1. Zwirn, H., *Les limites de la connaissance*, *op. cit.*, p. 223.
2. Zurek, W., "Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into what Mixture does the Wave Packet Collapse?", *op. cit.*, p. 1519 (nous avons modifié la notation de cette citation par souci de cohérence avec le corps du texte).

En outre, avec la théorie de la décohérence surgit un nouveau problème. Ce dernier est en fait équivalent à celui qui apparaît lorsque l'on passe de la description *non-quantique* de la mesure à la description *quantique* de la mesure (où l'appareil de mesure est décrit en termes quantiques), et que l'on veut dériver l'opérateur densité associé au système *S* à partir de l'opérateur densité associé à $S+M$ *via* l'opération de trace partielle. À la Sous-Section 2.4.4, nous avons montré qu'un tel opérateur densité associé au système *S*, sur le plan de l'interprétation, représente un mélange statistique *impropre*, et cela, parce que l'opérateur densité associé à $S+M$, d'où il est dérivé, sur le plan formel correspond à un *état pur*. Dans le cas présent, on passe de la description quantique de la mesure où *l'appareil de mesure* est décrit en termes quantiques, à la description quantique de la mesure où *l'appareil de mesure et l'environnement* sont décrits en termes quantiques. L'opérateur densité associé à $S+M$ ne pourra lui aussi représenter au mieux[1] qu'un mélange statistique *impropre*, parce qu'il est obtenu à partir de l'opération de trace partielle appliquée à l'opérateur densité associé à $S+M+E$ qui correspond à un *état pur*. Ce problème a été mis en lumière par d'Espagnat dans un article de 1990, où il analyse de manière critique la théorie de la décohérence telle que l'a présentée Zurek en 1982[2]. Se situant dans le cadre d'une description du processus de la mesure en termes d'*ensembles de systèmes*[3], d'Espagnat écrit :

> L'ensemble des systèmes $S+M$ et l'ensemble des environnements correspondants, considérés [à l'instant $t_3$], sont tous deux clairement des mélanges statistiques du second type [*i.e.* des mélanges statistiques impropres], puisque ces systèmes $S+M$ et les environnements correspondants font partie des systèmes plus larges $S+M+E$ qui à n'importe quel instant *t* sont dans un état pur $\hat{\rho}^{S+M+E}(t)$ [comme en (2.87)][4].

Enfin, le problème consistant à justifier, au moyen du formalisme quantique, le découpage entre *système étudié* et *appareil de mesure* n'est pas résolu par la théorie de la décohérence. Il prend simplement une nouvelle forme. Il s'agit à présent de justifier le fait que le système

1. C'est-à-dire, dans le cas où les termes de cohérence seraient strictement nuls.
2. D'Espagnat, B., "Towards a Separable 'Empirical Reality'?", *Foundations of Physics* **20** (1990), 1147-1172. L'article de Zurek dont il est question ici est : Zurek, W., "Environment-induced Superselection Rules", *op. cit.*. *Cf.* aussi : Butterfield, J., "Some Worlds of Quantum Theory", *op. cit.*, p. 118.
3. Un *ensemble de systèmes* en mécanique quantique se compose, par définition, de systèmes auxquels sont associés les *mêmes* vecteurs d'état (ou les *mêmes* opérateurs densité).
4. D'Espagnat, B., "Towards a Separable 'Empirical Reality'?", *op. cit.*, p. 1154 (nous avons modifié la notation de cette citation par souci de cohérence avec le corps du texte).

total décrit par cette théorie puisse se décomposer en trois sous-systèmes bien définis que sont *le système étudié*, *l'appareil de mesure* et *l'environnement*.

## 2.6 Le problème de la mesure

### *2.6.1 Une formulation unique du problème de la mesure ?*

Lors des Sections 2.3, 2.4 et 2.5, de nombreux problèmes liés à la description du processus de la mesure ont été mis en avant. Malgré la multitude de ces problèmes, les spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique parlent habituellement *du* problème de la mesure. Se réfèrent-ils tous exactement au même problème ? Nous allons voir qu'il n'en va pas ainsi.

Certains situent le problème de la mesure au niveau de la description de la mesure suivant l'interprétation standard de Dirac et von Neumann (et non au niveau de la description quantique de la mesure). D'après Jeffrey Barrett, cette description est problématique parce qu'elle suppose que l'évolution de l'état physique actuel des systèmes dont traite la mécanique quantique standard peut être régie par *deux types de lois*, l'une déterministe, l'autre indéterministe. Ainsi écrit-il : « si l'on suppose que les appareils de mesure sont des systèmes ordinaires comme les autres, composés de particules fondamentales interagissant suivant le mode déterministe usuel (et pourquoi en irait-il autrement ?), alors la théorie standard est logiquement inconsistante, parce qu'aucun système ne peut obéir simultanément à des lois déterministes et à des lois stochastiques. Tel est le problème de la mesure. »[1]. Mais à ce niveau de la description de la mesure (*i.e.* au niveau de la description non quantique), il est plus usuel de présenter le problème de la mesure, non pas comme celui de l'existence de deux lois d'évolution, mais comme celui de la description de la réduction de l'état physique actuel du système sur lequel porte la mesure *sans l'hypothèse du saut quantique*, qui est considérée comme *ad hoc* . C'est ainsi que Teller, par exemple, présente le problème de la mesure[2].

Alternativement, de nombreux spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique situent le problème au niveau de la description quantique de la mesure. Le problème qui est alors souvent discuté est celui de l'impossibilité de rendre compte de l'évolution de l'opérateur densité associé au système composé $S + M$ , durant le processus de la mesure, au

1. Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 15. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 55
2. Teller, P., "The Projection Postulate as a Fortuitous Approximation", *op. cit.*, p. 413.

moyen de la seule équation de Schrödinger (et donc sans l'hypothèse du saut quantique) : il s'avère impossible de montrer comment cet opérateur densité, qui correspond initialement à un état pur, pourrait se transformer en un opérateur densité de la forme d'un opérateur densité qui représente un mélange statistique propre. Après avoir mis en lumière cette impossibilité, Eugene Wigner conclut dans un article de 1963 : « les mesures qui laissent le système objet-plus-appareil dans l'un des états avec une position bien définie de l'observable d'indication ne peuvent être décrites par les lois linéaires de la mécanique quantique [*i.e.* par l'équation de Schrödinger] »[1]. La preuve de cette impossibilité a également été établie, de manière plus générale, par Arthur Fine et Abner Shimony[2]. R. I. G. Hughes, Richard Healey ou Jeffrey Bub, sont également de ceux qui estiment que le problème de la mesure réside précisément dans cette impossibilité[3]. Citons par exemple Hughes qui formule le problème de la manière suivante : « Comment le processus [de la mesure] peut-il commencer avec $S$ dans un état pur $\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle$ et $M$ dans un état pur $\left| b_P \right\rangle$, finir avec $M$ dans un état de mélange $\sum_{k=1}^{N} \left| c_k \right|^2 \left| b_k \right\rangle \left\langle b_k \right|$, et malgré tout être gouverné par l'équation de Schrödinger ? »[4].

Busch, Lahti et Mittelstaedt localisent le problème de la mesure également au niveau de la description quantique de la mesure. Néanmoins, ils portent leur attention, non pas sur l'opérateur densité associé au système composé $S+M$, mais sur les opérateurs densité réduits associés respectivement au système $S$ et à l'appareil de mesure $M$, lesquels sont obtenus par l'opération de trace partielle appliquée à l'opérateur densité associé au système composé $S+M$ à l'instant $t_2$ au terme de la mesure. D'après eux, le problème de la mesure correspond au « problème de l'objectification » : il s'agit d'expliquer « comment des résultats

1. Wigner, E., "The Problem of Measurement", *op. cit.*, p. 335.
2. Fine, A., "Insolubility of the Quantum Measurement Problem", *Physical Review D* **2** (1970), 2783-2787 ; Shimony, A., "Approximate Measurement in Quantum Mechanics, II", *Physical Review D* **9** (1974), 2321-2323.
3. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 278-281 ; Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 11-12 ; Bub, J., *Interpreting the Quantum World*, *op. cit.*, p. 34.
4. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 281 (nous avons modifié la notation de cette citation par souci de cohérence avec le corps du texte). Remarquons que Hughes n'opère pas de distinction entre *état de mélange* et *mélange statistique (propre)*.

de mesure bien définis peuvent être obtenus »[1]. Comme le précise Mittelstaedt, il s'agit de trouver une justification à l'interprétation des opérateurs densité réduits associés à $S$ et à $M$ comme représentant des mélanges statistiques (propres)[2].

Dans son analyse du processus de la mesure, d'Espagnat s'inscrit lui aussi d'emblée dans le cadre de la description quantique de la mesure[3]. Mais le problème de la mesure, d'après lui, ne correspond pas à un problème unique, il se décompose en une série de difficultés[4]. Parmi ces difficultés, d'Espagnat inclut, entre autres, le problème du découpage entre système et appareil de mesure, le problème de la base préférée et le problème et/ou.

Nous pouvons ainsi constater que ledit « problème de la mesure » auquel se réfèrent les spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique ne reçoit pas une formulation *unique*.

### *2.6.2 Les cinq formulations du problème de la mesure*

Efforçons-nous de faire le point sur la description du processus de la mesure dans le cadre de la mécanique quantique standard en tenant compte des différents problèmes qui ont été explicités lors des Sous-Sections 2.3, 2.4 et 2.5. Dans ce qui suit, nous proposons cinq formulations distinctes du problème de la mesure, que nous noterons $PM_1$, $PM_2$, $PM_3$, $PM_4$ et $PM_5$. Chacune de ces formulations dépend à la fois du (ou des) système(s) qu'il s'agit de décrire (le système étudié pris individuellement, ou conjointement avec l'appareil de mesure, etc.) et de ce qui est considéré comme une description « satisfaisante » (ou « adéquate ») du processus de la mesure. Insistons sur le fait que ces problèmes surgissent lorsque l'on adhère à une position telle que le réalisme scientifique. Suivant cette position philosophique, la mécanique quantique, en tant que théorie acceptée, est censée offrir une description adéquate du monde tel qu'il est en soi. En particulier, elle est censée rendre compte adéquatement du processus de la mesure.

---

1. Busch, P., Lahti, P. and Mittelstaedt, P., *The Quantum Theory of Measurement*, Berlin, Heidelberg: Springer, 1996, p. 1. *Cf.* aussi : Mittelstaedt, P., *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, *op. cit.*, p. 87.
2. *Cf.* : *ibid.*, p. 36. Mittelstaedt s'efforce de montrer qu'une telle justification n'existe pas (*ibid.*, pp. 79-87).
3. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, Ch. 10.
4. Lesquelles recoupent en partie celles exhibées à la Section 2.4 (les publications de d'Espagnat comptent d'ailleurs parmi les références principales de cette section).

La première formulation du problème de la mesure ($PM_1$) se situe au niveau de la description *non quantique* de la mesure. Lorsque l'on admet les hypothèses $H_1$ et $H_2$, c'est-à-dire lorsque l'on adopte une approche réaliste et que l'on s'inscrit dans le cadre de l'interprétation standard de la mécanique quantique, *mais* que l'on rejette l'hypothèse $H_3$ du saut quantique, il devient impossible de rendre compte du processus de la mesure. Nous pouvons ainsi donner une première formulation au problème de la mesure. Pour ce faire, reprenons l'exemple de la Sous-Section 2.3.1. Soient un système $S$ et une observable $A$ que l'on désire mesurer sur ce système, laquelle est représentée par un opérateur $\hat{A}$ défini sur l'espace de Hilbert $H^S$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\,|\,a_i\,\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$. Admettons qu'à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure, le système $S$ se trouve dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état :

$$|\,\psi^S(t_1)\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i\,|\,a_i\,\rangle \tag{2.94}$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes – on suppose ici l'hypothèse $H_1$. Admettons qu'au terme de la mesure de l'observable $A$, à l'instant $t_2$, nous obtenions comme résultat la valeur particulière $a_k$. Suivant l'hypothèse $H_2$, ce résultat indique que le système $S$ se trouve, à cet instant $t_2$, dans l'état physique actuel représenté par le vecteur propre $|\,a_k\,\rangle$. Il est donc supposé que l'état physique actuel du système $S$ s'est réduit à l'état physique actuel bien défini représenté par $|\,a_k\,\rangle$ comme suit :

$$|\,\psi^S(t_1)\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i\,|\,a_i\,\rangle \quad \xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad |\,\psi^S(t_2)\rangle = |\,a_k\,\rangle \tag{2.95}$$

En l'absence de l'hypothèse $H_3$ du saut quantique, le problème qui se pose est le suivant :

> **Première formulation du problème de la mesure ($PM_1$) :**
> Comment rendre compte de la *réduction* de l'état physique actuel du système $S$ à un état physique actuel bien défini, sans faire l'hypothèse *ad hoc* du saut quantique ?

Les trois formulations suivantes du problème de la mesure ($PM_2$, $PM_3$ et $PM_4$) se situent au niveau de la description *quantique* de la mesure où *l'appareil de mesure* est décrit en termes quantiques (mais où l'on ne tient pas compte de l'interaction de l'appareil de mesure avec son environnement). Dans le cadre de cette description, le problème de la mesure se stratifie en plusieurs sous-problèmes. Le premier d'entre eux, commun à $PM_2$ , $PM_3$ et $PM_4$, consiste à justifier le fait que le système total dont il est question puisse se décomposer précisément en

deux sous-systèmes bien définis que sont *le système étudié* et *l'appareil de mesure*. Pour expliciter les autres sous-problèmes, reprenons l'exemple précédent en incluant, comme dans la Sous-Section 2.4.1, la description de l'appareil de mesure *M*. Soit $\hat{B}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^M$ qui représente l'observable d'indication *B* sur l'appareil de mesure *M*, avec $\{\,|\, b_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$. On admet que les valeurs $b_1$, $b_2$,…, et $b_N$ que l'on peut percevoir sur l'appareil de mesure *M* servent à indiquer respectivement les valeurs $a_1$, $a_2$,…, et $a_N$ que peut prendre l'observable *A* sur le système *S*. Admettons qu'à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure, le système *S* se trouve dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état (2.94) et l'appareil de mesure *M* dans l'état physique actuel « prêt » représenté par le vecteur $|\, b_P \,\rangle$ – on suppose ici l'hypothèse $H_1$. L'état physique actuel du système composé $S + M$ est donc représenté par le vecteur d'état :

$$|\, \psi^{S+M}(t_1) \rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_P \rangle \tag{2.96}$$

Suivant la description quantique, le processus de la mesure peut être décrit de la manière suivante :

$$|\, \psi^{S+M}(t_1) \rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_P \,\rangle \quad \xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad |\, \psi^{S+M}(t_2) \rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_i \,\rangle \tag{2.97}$$

Or, à ce niveau, se pose un second sous-problème, qui est lui aussi commun à $PM_2$ , $PM_3$ et $PM_4$. Il s'agit du problème de la base préférée. Comment pouvons-nous déterminer au moyen du seul formalisme quantique *quelle est l'observable mesurée* sur le système *S*, alors que la décomposition bi-orthogonale du vecteur d'état $|\, \psi^{S+M}(t_2) \rangle$ n'est pas unique ?

Poursuivons la discussion et admettons qu'au terme de la mesure de l'observable *A*, à l'instant $t_3$, la valeur particulière de l'observable d'indication *B* qui est observée (avec nos yeux par exemple) est $b_k$. Par définition, ce résultat indique que la valeur de l'observable *A* est $a_k$. Suivant l'hypothèse $H_2$, on suppose alors que le système *S* et l'appareil de mesure *M* se trouvent, à cet instant $t_2$, dans les états physiques actuels représentés par le vecteur propre $|\, a_k \,\rangle$ et le vecteur propre $|\, b_k \,\rangle$ respectivement. Il est donc supposé que l'état physique actuel du système composé $S + M$ s'est réduit à l'état physique actuel bien défini représenté par $|\, a_k \,\rangle \otimes |\, b_k \,\rangle$ comme suit :

$$\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \quad \xrightarrow{t_2 \to t_3} \quad \left| \psi^{S+M}(t_3) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \qquad (2.98)$$

Supposons que pour décrire de manière adéquate le processus de la mesure, il faille rendre compte de la réduction (2.98). Or, cela est impossible en l'absence de l'hypothèse $H_3$ du saut quantique. Le problème de la mesure, dans sa deuxième formulation, se décompose donc en trois sous-problèmes :

**Deuxième formulation du problème de la mesure ($PM_2$) :**

(*i*) Comment justifier le découpage entre *le système S* et *l'appareil de mesure M* ?

(*ii*) Comment déterminer *l'observable qui est mesurée* sur le système *S* ?

(*iii*) Comment rendre compte de la *réduction* de l'état physique actuel du système composé $S+M$ à un état physique actuel bien défini, sans faire l'hypothèse *ad hoc* du saut quantique ?

Reformulons la description quantique de la mesure (2.97) en termes d'opérateurs densité comme suit :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_1) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle} \quad \xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad \hat{\rho}^{S+M}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle} \qquad (2.99)$$

*Via* l'opération de trace partielle qui est appliquée à l'opérateur densité $\hat{\rho}^{S+M}(t_2)$ figurant en (2.99) et qui fait abstraction des degrés de liberté liés à l'appareil de mesure *M*, on obtient l'opérateur densité réduit associé au système *S* :

$$\hat{\rho}_r^S(t_2) = \sum_{k=1}^{N} \left| c_k \right|^2 \left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \qquad (2.100)$$

De même, en faisant abstraction des degrés de liberté liés au système *S*, on obtient l'opérateur densité réduit associé à l'appareil de mesure *M* :

$$\hat{\rho}_r^M(t_2) = \sum_{k=1}^{N} \left| c_k \right|^2 \left| b_k \right\rangle \left\langle b_k \right| \qquad (2.101)$$

Supposons maintenant que pour décrire de manière adéquate le processus de la mesure, il suffise que nous obtenions des opérateurs densité associés à *S* et à *M* qui représentent des mélanges statistiques propres, c'est-à-dire qui représentent l'état de notre connaissance partielle des états physiques actuels de *S* et de *M* – il est sous-entendu que ces états physiques sont bien définis. Autrement dit, supposons qu'il soit sans importance que la description ne permette pas de déterminer dans quels états physiques *particuliers* le système *S* et l'appareil de mesure *M* se trouvent en acte au terme de la mesure. Dans ce cas, les opérateurs densité réduits (2.100) et (2.101) semblent correspondre au résultat escompté. Cependant, cette

stratégie doit faire face à deux sous-problèmes additionnels. Premièrement, il faut pouvoir justifier que les opérateurs densité associés au système *S* et à l'appareil de mesure *M* soient censés représenter, non plus leurs états physiques actuels respectifs (comme c'était le cas à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure), mais des mélanges statistiques propres. Deuxièmement, l'opérateur densité $\hat{\rho}^{S+M}(t_2)$ correspond à un état pur. Par conséquent, les deux opérateurs densité réduits (2.100) et (2.101) qui en sont dérivés par l'opération de trace partielle ne représentent que des mélanges statistiques *impropres*, *i.e.* il n'est pas légitime de les interpréter comme représentant l'état de notre connaissance partielle des états physiques actuels dans lesquels se trouvent *S* et *M*. Le problème de la mesure, dans sa troisième formulation, se décompose ainsi en quatre sous-problèmes :

**Troisième formulation du problème de la mesure (*PM*$_3$) :**

(*i*) Comment justifier le découpage entre *le système S* et *l'appareil de mesure M* ?

(*ii*) Comment déterminer *l'observable qui est mesurée* sur le système *S* ?

(*iii*) Comment justifier que les opérateurs densité associés, au terme de la mesure, au système *S* et à l'appareil de mesure *M* soient censés représenter, non pas leurs états physiques actuels respectifs, mais des *mélanges statistiques propres* ?

(*iv*) Comment justifier que les opérateurs densité associés, au terme de la mesure, au système *S* et à l'appareil de mesure *M*, qui représentent des mélanges statistiques *impropres*, puissent être interprétés comme représentant des mélanges statistiques *propres* ?

À présent, supposons que pour décrire de manière adéquate le processus de la mesure, il suffise que nous obtenions un opérateur densité associé au système composé $S+M$ qui représente un mélange statistique propre, c'est-à-dire qui représente l'état de notre connaissance partielle de l'état physique actuel du système composé $S+M$ – il est sous-entendu que cet état physique est bien défini. Il s'en suivrait que les opérateurs densité réduits associés à *S* et à *M*, dérivés de l'opérateur densité associé au système composé $S+M$ par l'opération de trace partielle, représentent eux aussi des mélanges statistiques (propres). Autrement dit, supposons ici encore qu'il soit sans importance que la description ne permette pas de déterminer dans quels états physiques *particuliers* le système *S* et l'appareil de mesure *M* se trouvent en acte au terme de la mesure. Faisons remarquer que l'hypothèse selon laquelle l'opérateur densité associé au système composé $S+M$ représente un mélange statistique propre était absente de la description précédente (qui aboutit à la troisième

formulation du problème de la mesure). Cette stratégie doit, elle aussi, faire face à deux sous-problèmes additionnels. Premièrement, il faut pouvoir justifier que l'opérateur densité associé au système composé $S+M$ soit censé représenter, non plus son état physique actuel (comme c'était le cas à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure), mais un mélange statistique propre. Deuxièmement, l'opérateur densité $\hat{\rho}^{S+M}(t_2)$ figurant en (2.99), auquel on aboutit *via* la description quantique de la mesure, diffère d'un opérateur densité qui représente un mélange statistique propre par la présence des termes de cohérences $\sum_{i=1}^{N}\sum_{\substack{j=1 \\ j\neq i}}^{N} c_i c_j^* \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right|$. Le problème de la mesure, dans sa quatrième formulation, se décompose lui aussi en quatre sous-problèmes :

**Quatrième formulation du problème de la mesure (*PM*$_4$) :**

(*i*) Comment justifier le découpage entre *le système S* et *l'appareil de mesure M* ?

(*ii*) Comment déterminer *l'observable qui est mesurée* sur le système *S* ?

(*iii*) Comment justifier que l'opérateur densité associé, au terme de la mesure, au système composé $S+M$ soit censé représenter, non pas son état physique actuel, mais un *mélange statistique propre* ?

(*iv*) Comment rendre compte de la *disparition des termes de cohérence* présents, au terme de la mesure, dans l'opérateur densité associé au système composé $S+M$ ?

La cinquième et dernière formulation du problème de la mesure (*PM*$_5$) se situe au niveau de la théorie de la décohérence, c'est-à-dire au niveau de la description quantique de la mesure où l'appareil de mesure *et l'environnement* sont décrits en termes quantiques (où l'on tient compte de l'interaction de l'appareil de mesure avec son environnement). Le premier sous-problème que soulève cette description consiste à justifier le fait que le système total dont il est question puisse se décomposer précisément en trois sous-systèmes bien définis que sont *le système étudié*, *l'appareil de mesure* et *l'environnement*. Pour expliciter les autres sous-problèmes, reprenons l'exemple précédent en incluant, comme dans la Sous-Section 2.5.1, la description de l'environnement *E*. Admettons à nouveau que le système composé $S+M$ se trouve, à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure, dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état (2.96). Admettons, en outre, qu'à l'instant $t_1$, l'environnement se trouve dans un état « prêt » représenté par le vecteur d'état $\left| \psi^E(t_1) \right\rangle = \left| e_P \right\rangle$ défini sur

l'espace de Hilbert $H^E$. L'état physique actuel du système composé $S+M+E$, à l'instant $t_1$, est donc représenté par le vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S+M+E}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle \tag{2.102}$$

défini sur l'espace de Hilbert $H^S \otimes H^M \otimes H^E$, ou de manière équivalente, par l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_1) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle} \tag{2.103}$$

Rappelons que suivant la théorie de la décohérence, le processus de la mesure se divise en deux phases. Lors de la première phase, de l'instant $t_1$ à l'instant $t_2$, l'interaction entre le système *S* et l'appareil de mesure *M* est telle que :

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_1) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_P \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle} \xrightarrow{t_1 \to t_2} \hat{\rho}^{S+M+E}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle} \tag{2.104}$$

Lors de la seconde phase, de l'instant $t_2$ à l'instant $t_3$, l'interaction entre le système composé $S+M$ et l'environnement *E* est telle que :

$$\hat{\rho}^{S+M+E}(t_2) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_P \right\rangle} \xrightarrow{t_2 \to t_3} \hat{\rho}^{S+M+E}(t_3) = \hat{P}_{\sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| e_i \right\rangle} \tag{2.105}$$

*Via* l'opération de trace partielle qui est appliquée à l'opérateur densité (2.105) et qui fait abstraction des degrés de liberté liés à l'environnement *E*,, on obtient l'opérateur densité réduit associé au système $S+M$ suivant :

$$\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3) \approx \sum_{k=1}^{N} \left| c_k \right|^2 \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \otimes \left\langle b_k \right| \tag{2.106}$$

Supposons, comme dans le cadre de la description ayant abouti à $PM_4$, que pour décrire de manière adéquate le processus de la mesure, il suffise que nous obtenions un opérateur densité associé au système composé $S+M$ qui représente un mélange statistique propre, c'est-à-dire qui représente l'état de notre connaissance partielle de l'état physique actuel du système composé $S+M$ – il est sous-entendu que cet état physique est bien défini. La théorie de la décohérence présente le double avantage de rendre compte de la quasi-disparition des termes de cohérence $\sum_{i=1}^{N} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} c_i c_j^* \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \left\langle a_j \right| \otimes \left\langle b_j \right|$ présents dans l'opérateur densité associé au système composé $S+M$ à l'instant $t_2$ avant l'interaction avec l'environnement (avec la

réserve suivante : les termes de cohérences ne deviennent pas strictement nuls d'après cette théorie), et d'expliquer comment une base est sélectionnée. En revanche, la théorie de la décohérence nous confronte aux deux sous-problèmes suivants. Premièrement, il faut pouvoir justifier que l'opérateur densité associé, au terme de la mesure, au système composé $S+M$ soit censé représenter, non plus son état physique actuel (comme c'était le cas à l'instant $t_1$ immédiatement avant la mesure), mais un mélange statistique propre. Deuxièmement, l'opérateur densité $\hat{\rho}^{S+M+E}(t_3)$ correspond à un état pur. Par conséquent, l'opérateur densité réduit (2.106) qui en est dérivé par l'opération de trace partielle ne représente qu'un mélange statistique *impropre*, *i.e.* il n'est pas légitime de l'interpréter comme représentant l'état de notre connaissance partielle de l'état physique actuel dans lequel se trouve le système composé $S+M$. Nous pouvons ainsi donner une cinquième formulation au problème de la mesure :

**Cinquième formulation du problème de la mesure (*PM*$_5$) :**

(*i*) Comment justifier le découpage entre *le système S*, *l'appareil de mesure M* et l'environnement *E* ?

(*ii*) Comment justifier que l'opérateur densité associé, au terme de la mesure, au système composé $S+M$ soit censé représenter, non pas son état physique actuel, mais un *mélange statistique propre* ?

(*iii*) Comment justifier que l'opérateur densité associé, au terme de la mesure, au système composé $S+M$, qui représente un mélange statistique *impropre*, puisse être interprété comme représentant un mélange statistique *propre* ?

## 2.7 Conclusion

Après avoir exposé la mécanique quantique suivant la formulation *standard*, nous nous sommes penchés sur les difficultés d'ordre conceptuel auxquelles nous confronte l'interprétation associée à cette formulation. Nous avons montré que ces difficultés sont liées à l'emploi de notions issues de la description classique du monde, et au fait que, dans la mécanique quantique standard, ces notions préservent leur sens *réaliste* d'origine. Il a ainsi été question des notions d'*onde*, de *particule* et d'*état physique actuel*.

Nous avons ensuite présenté en détail la description du processus de la mesure suivant l'interprétation standard. Trois hypothèses qui lui sont sous-jacentes ont été identifiées. La

première hypothèse ($H_1$) consiste à interpréter le vecteur d'état associé à un système comme le représentant de son *état physique actuel* – où la notion d'actuel doit être entendue au sens d'*actuel ontologique*. Suivant la seconde hypothèse ($H_2$), le résultat d'une mesure nous permet de connaître l'état physique actuel dans lequel se trouve le système étudié. Quant à la troisième hypothèse ($H_3$), elle revient à supposer que la réduction de l'état physique actuel du système étudié à un état physique actuel bien défini, lors d'une mesure, correspond à un saut quantique qui survient de manière acausale, irréversible et instantanée. Or, lorsque l'on accepte les deux premières hypothèses $H_1$ et $H_2$, mais que l'on rejette l'hypothèse $H_3$ du saut quantique, laquelle est insatisfaisante à plusieurs titres, se pose le *problème de la mesure*, dans sa première formulation ($PM_1$) : Comment rendre compte de la *réduction* de l'état physique actuel du système sur lequel porte une mesure à un état physique actuel bien défini, sans faire l'hypothèse du saut quantique ?

Afin d'explorer les différentes tentatives de résolution de ce problème dans le cadre de la mécanique quantique standard sans $H_3$, nous avons examiné la description quantique de la mesure qui traite *l'appareil de mesure* en termes quantiques, ainsi que la description quantique de la mesure qui traite l'appareil de mesure *et l'environnement* en termes quantiques. Différents types de problèmes ont alors été explicités : le problème du découpage entre système, appareil de mesure et environnement, le problème de la base préférée, le problème de la transition entre un opérateur densité représentant l'état physique actuel du système à un opérateur densité représentant un mélange statistique propre, le problème de l'interprétation d'un mélange statistique impropre comme un mélange statistique propre, le problème de la présence des termes de cohérences et le problème et/ou. Or, les spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique ne sont pas tous d'accord sur ce qu'est une description « satisfaisante » de la mesure. Certains exigent que la description aboutisse à un vecteur d'état ou un opérateur densité qui représente l'état physique actuel du système étudié. D'autres attendent qu'elle aboutisse à un opérateur densité qui représente notre connaissance partielle de l'état physique actuel du système étudié. D'autres encore estiment qu'il faut tenir compte de l'interaction avec l'environnement, etc. En fonction de ces exigences, différentes descriptions de la mesure sont envisagées. Nous avons montré que chacune d'elles conduit à une formulation distincte du problème de la mesure, lequel se décompose, dans chacun des cas, en une série différente de sous-problèmes. Ainsi avons-nous identifié cinq formulations possibles. Chacune de ces formulations exprime l'impossibilité d'une description satisfaisante du processus de la mesure dans le cadre de la mécanique quantique standard sans $H_3$.

# Chapitre 3
# Les images du monde tirées de la mécanique quantique

## 3.1 Introduction

Au Chapitre 2, nous avons vu que le problème de la mesure, dans sa première formulation $PM_1$, se pose lorsque l'on accepte les deux premières hypothèses ($H_1$ et $H_2$) de l'interprétation standard, mais que l'on en rejette la troisième ($H_3$). Lorsque l'on se contente d'appliquer le formalisme quantique – à l'appareil de mesure et à l'environnement –, le problème de la mesure subsiste (quatre autres formulations possibles de ce problème ont été identifiées), il résiste à toute *résolution*. Il semble donc que la seule issue soit de faire en sorte que ce problème ne se pose plus, qu'il soit *dissout*. Mais comment ? L'une des voies possibles consiste à remettre en question le cadre de pensée réaliste qui caractérise l'interprétation standard et à opter pour une approche philosophique alternative. C'est ce que nous proposerons de faire à partir du Chapitre 4. Toutefois, si l'on tient à rester dans un cadre de pensée réaliste, deux autres voies demeurent envisageables : substituer de nouvelles hypothèses à celles de l'interprétation standard et/ou, de manière plus radicale, modifier le formalisme de la mécanique quantique. Dans ce chapitre, seront exposées et discutées les interprétations qui empruntent ces deux dernières voies. Ainsi sera-t-il question des interprétations en termes de potentialités (Section 3.3), de la théorie GRW (Section 3.4), de la théorie EEQT (Section 3.5), de la mécanique bohmienne (Section 3.6), des interprétations modales (Section 3.7), des interprétations everettiennes (Section 3.8) et de l'interprétation en termes de corrélations (Section 3.9).

S'inscrivant dans un cadre de pensée réaliste, les partisans de ces diverses interprétations font l'hypothèse tacite d'après laquelle une théorie acceptée par la communauté des physiciens est en correspondance avec le monde tel qu'il est en lui-même. Pour cette raison, ils supposent qu'il est légitime de chercher à établir quelle est la représentation du monde que nous suggère la mécanique quantique. Tel est, selon eux, l'un des objectifs principaux que doit permettre d'atteindre une interprétation acceptable de la théorie. C'est ainsi, par exemple,

que Richard Healey écrit : « une interprétation satisfaisante de la mécanique quantique devrait nous éclairer sur comment serait le monde si la mécanique quantique était vraie »[1]. Ou Bas van Fraassen de considérer comme cruciale la question « Comment pourrait être le monde suivant ce qu'en dit cette théorie ? »[2]. Pour chacune des interprétations réalistes de la mécanique quantique, nous présenterons donc également l'image du monde qui lui est associée, en tâchant de rendre explicite le statut attribué respectivement au possible et à l'actuel.

L'approche pragmatiste que nous allons défendre plus loin dans cette thèse s'inscrit dans la ligne de Bohr. C'est pourquoi, dans le début de ce chapitre consacré aux diverses interprétations réalistes, nous allons étudier celle de Bohr afin de voir si elle ne comporte pas, elle-aussi, une dimension réaliste[3]. Cette interprétation, qui est basée sur la notion de complémentarité, offre-t-elle une image du monde ? Et si oui, laquelle ? Afin d'éclaircir ces questions, nous allons examiner les hypothèses qui ont conduit Bohr à formuler son interprétation (Section 3.2). Indiquons d'emblée qu'il ne situe pas son interprétation *par rapport* à l'interprétation standard. Il n'est donc pas question, pour lui, de traiter le « problème de la mesure », du moins tel qu'il apparaît lorsque l'on se penche sur l'interprétation standard. Néanmoins, l'acte de la mesure occupe une place centrale dans son interprétation en terme de complémentarité. Nous aurons donc à déterminer si le problème de la mesure réapparaît ou non, dans cette interprétation, sous une forme nouvelle.

## 3.2 L'interprétation de Bohr

### *3.2.1 Le réalisme des atomes ?*

Certains passages dans les écrits de Bohr nous incitent à qualifier sa position d'anti-réaliste. On peut lire, par exemple, que « le but de la science est d'augmenter et d'ordonner notre expérience »[4] ou que l'« on ne peut […] attribuer ni aux phénomènes ni à l'instrument

1. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 6.
2. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 4. Cette idée est reprise également par Vermaas (Vermaas, P., "The Pros and Cons of the Kochen-Dieks and the Atomic Modal Interpretation", in: Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 103).
3. Cette question a été soulevée dans l'Introduction de cette thèse.
4. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 283.

d'observation une réalité physique autonome au sens ordinaire du mot »[1]. Concédons que Bohr est opposé aux positions réalistes suivant lesquelles il existerait une correspondance biunivoque entre, d'un côté, la théorie, et de l'autre, le monde composé de certaines entités existant en soi et possédant des propriétés bien définies (au sens du réalisme scientifique défini à la Sous-Section 1.2.1). Comme le souligne John Honner, « Bohr rejette fermement l'"illusion objectiviste", [suivant laquelle] les termes de la théorie correspondent de manière exacte au système représenté par la théorie »[2].

Pour autant, Bohr pense-t-il que « seuls les actes de mesure sont réels », comme le prétend Franco Selleri[3] ? Peut-il être taxé de « positiviste » ? Au regard de ses premiers articles sur l'interprétation de la mécanique quantique, cette idée est difficile à soutenir. Il y défend, en effet, une position ostensiblement réaliste concernant le statut des « atomes ». Ainsi pouvons-nous lire dans un article de 1929 :

> Nous savons maintenant que les doutes souvent émis sur la réalité des atomes étaient exagérés ; car le merveilleux développement de la technique expérimentale nous a permis de déceler les effets individuels des atomes[4].

ou dans un autre article de la même année :

> Le développement extraordinaire de la technique expérimentale en physique nous a […] fait connaître un grand nombre de phénomènes qui nous donnent des indications directes sur les mouvements des atomes et sur leur nombre. Nous connaissons même des phénomènes qu'on peut attribuer avec certitude à l'action d'un seul atome ou même d'une partie d'atome. Mais en même temps que *se dissipaient tous les doutes sur la réalité des atomes*, et que nous acquérions même une connaissance exacte de leur structure interne, nous nous heurtions à des problèmes intéressants qui nous rappelaient la limitation naturelle de nos formes d'intuition[5].

Dans ces passages, Bohr ne tient pas les « atomes » pour de pures constructions dérivées de l'observation des phénomènes, ou pour des raccourcis servant à faire le lien entre différentes expériences. Au contraire, il leur reconnaît une existence propre.

Par la suite, Bohr emploie un mode d'expression plus ambigu. En 1938, il parle des « informations obtenues sur le comportement d'un seul et même objet atomique dans des

1. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 51.
2. Honner, J., *The Description of Nature: Niels Bohr and the Philosophy of Quantum Physics*, Oxford: The Clarendon Press, 1987, p. 20.
3. Selleri, F., *Le grand débat de la théorie quantique*, *op. cit.*, p. 132.
4. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 88.
5. *Ibid.*, pp. 97-98 (c'est nous qui soulignons « se dissipaient tous les doutes sur la réalité des atomes »).

conditions d'expérience chaque fois bien définies »[1]. Ou en 1958, il est question de « l'information concernant les objets atomiques dérivée des observations »[2]. Les « objets atomiques » auxquels se réfèrent Bohr sont-ils des objets qui existent en eux-mêmes dans le monde, ou ne sont-ils que les objets que se constituent un sujet connaissant dans le domaine de la microphysique ? Avant de revenir sur cette question, examinons de quelle manière Bohr interprète la mécanique quantique.

### *3.2.2 De l'individualité à la complémentarité*

Le formalisme quantique offre-t-il une représentation des systèmes microscopiques, ou « objets atomiques », tels qu'ils sont en eux-mêmes ? À cette question, Bohr apporte une réponse clairement négative. Ce formalisme permet uniquement d'effectuer des *prédictions* à propos des résultats pouvant survenir à l'issue des mesures portant sur de tels systèmes : « le seul but du formalisme de la théorie quantique est de dériver des prédictions pour des observations obtenues sous des conditions expérimentales données »[3]. Le vecteur d'état ne saurait donc *représenter* l'état physique actuel d'un système microscopique considéré indépendamment de tout dispositif expérimental (contrairement à l'hypothèse $H_1$). Cet outil théorique porte, non pas sur ce qui est actuel dans le monde en soi, mais sur ce qui devient actuel pour nous dans le cadre d'une expérience ; il ne renvoie qu'à des résultats de mesures et aux conditions expérimentales qui caractérisent ces mesures. Avec le formalisme quantique, écrit Bohr :

> […] nous avons affaire à une procédure purement symbolique, dont l'interprétation physique non-ambiguë requiert, en dernière analyse, que l'on fasse référence à un dispositif expérimental dans son entier[4].

Si l'on cherche à se constituer une représentation des systèmes microscopiques, il faut donc se tourner d'abord vers l'information pouvant être tirée des expériences réalisées sur ces

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 186.
2. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 4.
3. *Ibid.*, p. 92. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 60 ; Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 259. Dans un autre article, Bohr écrit aussi : « […] le contenu physique des méthodes de la mécanique quantique se borne à l'énoncé de lois statistiques, qui relient entre eux les résultats de mesures caractérisant les différentes possibilités d'évolution des phénomènes [atomiques] » (Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 10).
4. *Ibid.*, p. 5.

systèmes. Comment interpréter les résultats que nous fournissent ces expériences ? Selon le type de mesure qui est effectué sur un système microscopique donné (que ce soit, par exemple, un électron ou un photon), le phénomène observé évoque tantôt l'image de *particule*, tantôt celle d'*onde*. Or ces deux images, qui sont empruntées à la physique classique, entrent en conflit si l'on tient à les appliquer ensemble à un même objet. (Une particule se conçoit comme une entité physique individuelle, bien localisée dans l'espace et se mouvant selon une trajectoire bien définie, tandis qu'une onde correspond à une entité physique définie sur tout l'espace, pouvant se recouper avec une autre onde et interférer avec elle.) Il serait contradictoire d'affirmer que les systèmes microscopiques sont à la fois des particules *et* des ondes.

### *Des concepts quantiques ?*

Faut-il forger de nouveaux concepts, des concepts destinés à décrire ces systèmes ? C'est ce que Schrödinger a préconisé : « il me semble impératif d'exiger l'introduction de *nouveaux* concepts pour lesquels cette limitation [*i.e.* celle qui s'exprime par les relations d'incertitude] n'existe plus »[1]. Dans le prolongement de cette idée, Jean-Marc Lévy-Leblond et Françoise Balibar ont écrit plus récemment :

> Nous devons […] abandonner l'idée que tout objet physique soit *ou* une onde *ou* une particule. On ne peut pas non plus dire comme on le fait parfois, que les particules « deviennent » des ondes dans le domaine quantique et que, réciproquement, les ondes « se transforment » en particules. Ni même, que les objets quantiques ont une dualité d'essence, à la fois ondes et corpuscules (ce qui est logiquement absurde puisque les deux concepts s'excluent). Il faut reconnaître que nous avons affaire à d'autres objets, proprement quantiques. Pour cette raison, nous les baptisons *quantons*[2].

---

1. Lettre de Schrödinger à Bohr du 5 mai 1928, passage cité par Catherine Chevalley (*cf.* : Chevalley, C., « Introduction », in : Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 83).
2. Lévy-Leblond, J.-M. et Balibar, F., *Quantique*, *op. cit.*, p. 66. Lévy-Leblond a également développé cette idée selon laquelle il convient de réviser le vocabulaire employé en mécanique quantique pour que se dissipent les ambiguïtés et difficultés inhérentes au langage hérité de la physique classique in : Lévy-Leblond, J.-M., "Quantum Physics and Language", *Physica B* **151** (1988), 314-318 ; Lévy-Leblond, J.-M., « Pour soulever le voile de Maya », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité*, *op. cit.*, pp. 591-602. Dans le même esprit, nous pouvons mentionner une discussion qu'Heisenberg a eu, en 1929, avec un physicien nommé Barton où ce dernier avance le terme « ondicule » : « S'il existe des structures qui ont tantôt un aspect d'onde, tantôt un aspect de particule, il faut sans doute créer de nouveaux concepts. Peut-être faudrait-il appeler de telles structures des "ondicules", et la mécanique quantique est alors une description mathématique du comportement de ces "ondicules" » (Heisenberg, W., *La partie et le tout*, *op. cit.*, p. 135).

Cependant, d'après Bohr, la mécanique quantique ne nous procure pas de nouveaux concepts à l'aide desquels nous pourrions nous *représenter* les systèmes microscopiques. Pour lui, écrit Catherine Chevalley, « il n'existe pas de *concepts* quantiques, c'est-à-dire pas de concepts qui aient un corrélat dans l'intuition »[1]. Que dire, par exemple, du concept de « spin » qui apparaît comme un concept typiquement quantique ? Sur ce point, Chevalley apporte la précision suivante :

> La situation particulière de la notion de « spin », proposée pas Uhlenbeck et Goudsmit en 1925, demanderait une analyse spéciale. Plus généralement, il est utile d'éviter ici un malentendu. La mécanique quantique a développé, depuis cinquante ans, des concepts qui lui sont propres. Pour autant, la question qui intéresse Bohr demeure ouverte : ces concepts n'ont pas de corrélats représentables dans l'intuition. On ne parle ici d'absence de concepts quantiques que dans une référence à la détermination kantienne des concepts de l'entendement. Il n'y a pas de corrélat dans l'intuition empirique parce qu'il n'y a pas de manifestation phénoménale directe du processus quantique – ni dans l'intuition pure parce que le formalisme mathématique de la théorie quantique est construit dans des espaces multidimensionnels[2].

### *L'individualité des phénomènes*

Selon Bohr, s'il n'existe pas des concepts à l'aide desquels nous pourrions nous constituer une « représentation intuitive »[3] d'un système microscopique, c'est que, plus fondamentalement, l'expérience ne nous autorise pas à dire quelque chose sur ce système *considéré en lui-même*. Dans le résultat d'une mesure en microphysique, il n'est pas possible d'identifier ce qui revient, d'un côté, au système microscopique étudié, et de l'autre, à l'appareil de mesure. Les phénomènes observés forment une « individualité »[4], c'est-à-dire

1. Chevalley, C., « Introduction », *op. cit.*, p. 81.
2. *Ibid.*, pp. 133-134 (n. 183). Comme le rappelle Chevalley, chez Kant, « l'intuition est le mode par lequel une connaissance se rapporte immédiatement à des objets. Seule la sensibilité, c'est-à-dire la capacité de recevoir des représentations, peut fournir des intuitions, puisque l'entendement humain, fini, ne peut pas plus intuitionner que la sensibilité ne pourrait produire des concepts. Kant appelle intuition empirique l'intuition qui se rapporte à l'objet par le moyen de la sensation et intuition pure ce qui donne sa forme au phénomène ou à la manifestation (*Erscheinung*) tout en étant indépendant de tout objet réel des sens. […] il y a deux formes pures de la sensibilité, l'espace et le temps » (*ibid.*, p. 82). *Cf.* aussi directement : Kant, I., *Prolégomènes à toute métaphysique future qui pourra se présenter comme science*, tr. fr., Paris : Vrin, 1986 ; Kant, I., *Critique de la raison pure*, tr. fr., Paris : Aubier, 1997.
3. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 108.
4. *Ibid.*, p. 50 ; Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *Physical Review* **48** (1935), p. 697.

une totalité indivisible qui inclut le système étudié ainsi que l'appareil de mesure, et qui intègre la manière dont ceux-ci interagissent[1]. Ce caractère d'individualité des phénomènes observés, d'après Bohr, se trouve au cœur de la mécanique quantique :

> […] il [est] possible d'exprimer l'essence de la théorie à l'aide du « postulat quantique » ; d'après celui-ci, tout processus atomique présente un caractère de discontinuité, ou plutôt d'individualité, complètement étranger aux théories classiques, et caractérisé par le quantum d'action de Planck.[2].

Dans l'énoncé du « postulat quantique », Bohr rapproche les trois éléments que sont la « discontinuité », l'« individualité » et le « quantum d'action de Planck ». Quel est le lien entre ces trois éléments ? À la suite de l'énoncé de ce postulat, Bohr apporte la précision suivante :

> Le postulat quantique […] exprime que toute observation des phénomènes atomiques entraîne une interaction finie avec l'instrument d'observation ; on ne peut par conséquent attribuer ni aux phénomènes ni à l'instrument d'observation une réalité physique autonome[3].

En évoquant le caractère fini de l'interaction, Bohr fait ici implicitement référence à la *quantification de l'énergie*. Rappelons qu'en physique, on conçoit la mesure comme une interaction entre deux systèmes physiques – le système étudié et l'appareil de mesure –, laquelle interaction se traduit par un échange d'énergie[4]. Or, suivant la mécanique quantique, l'énergie est quantifiée, elle est un multiple entier d'une quantité élémentaire reliée au quantum d'action de Planck. Toute mesure implique donc l'échange d'une quantité finie d'énergie. La citation précédente de Bohr laisse entendre que ce caractère fini de l'interaction permettrait de justifier l'individualité du phénomène observé.

Néanmoins, cette justification n'est pas satisfaisante. Pourquoi ne pourrions-nous pas déterminer la quantité d'énergie échangée lors d'une mesure, afin de déduire, par le calcul, l'état physique actuel du système étudié *au terme de la mesure* ? Rien dans ce que dit Bohr ne l'interdit.

---

1. « […] *l'interaction* entre objets atomiques et instruments de mesure, écrit Bohr, est une partie inséparable des phénomènes quantiques » (Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 147 ; c'est nous qui soulignons « l'interaction »). *Cf.* aussi : Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 260 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 4 et 91-92.
2. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 50.
3. *Ibid.*, p. 51.
4. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.5.

Henry Folse prétend pouvoir décrypter la justification de l'individualité qui est sous-jacente à l'énoncé du « postulat quantique ». Pour ce faire, il suffirait de prendre en considération le troisième élément, à savoir la « discontinuité » des processus atomiques :

> La référence de Bohr à cette discontinuité comme une « individualité » est sa manière d'exprimer le fait suivant : les interactions mettant en jeu des systèmes atomiques doivent nécessairement être décrits à l'aide d'un formalisme théorique qui représente ces interactions comme se produisant de manière discontinue, ce qui implique que dans le cadre de ce formalisme, il est impossible de définir séparément l'état classique de chacun des systèmes qui interagit. Un état peut être défini pour le système en entier [comprenant les systèmes en interaction] en tant qu'« individualité », mais non pour ses composantes séparément[1].

Suivant la physique classique, l'échange d'énergie lors d'une interaction se fait de manière *continue*, de sorte qu'« à chaque étape d'une interaction, il est toujours possible de définir séparément l'état de chacun des systèmes qui prend part à l'interaction »[2]. Suivant la mécanique quantique, par contre, l'énergie est échangée de manière *discontinue*.

Cependant, cela n'implique pas non plus que l'état physique actuel du système étudié ne puisse être bien déterminé *au terme de la mesure*. Le caractère discontinu de l'échange d'énergie n'apporte rien à la première justification évoquée. Il demeure possible de penser que la quantité d'énergie échangée lors d'une mesure peut être déterminée, ce qui, par suite, nous permettrait de déduire, par le calcul, l'état physique actuel du système étudié *au terme de la mesure*.

Bohr ne clarifie-t-il pas ce point dans d'autres textes ? Dans l'introduction de l'ouvrage incluant l'article où figure l'énoncé du « postulat quantique » (introduction rédigée en 1929), il fait appel aux *relations d'incertitude* et à son interprétation en terme de « perturbation ». En raison des relations d'incertitude, écrit Bohr :

> […] toute mesure permettant de suivre les mouvements des « individus » isolés implique nécessairement une perturbation dans le cours des phénomènes, ce qui introduit un élément d'incertitude, déterminé par le quantum d'action. […] l'étendue de la perturbation apportée par la mesure ne peut jamais être déterminée ; car la limitation considérée [*i.e.* celle imposée par les relations d'incertitude] affecte toute application des concepts mécaniques et s'applique par conséquent aussi bien aux instruments d'observation qu'aux phénomènes étudiés. C'est précisément pour cette raison que toute observation se fait au dépens de la connexion entre la marche du phénomène avant l'observation et sa marche après

1. Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, p. 109 (par souci de clarté, nous avons considérablement modifié la structure de cette citation).
2. *Ibid.*, p. 69.

> l'observation. *D'une manière générale, la grandeur finie du quantum d'action ne permet pas de faire entre phénomène et instrument d'observation la distinction nette qu'exige le concept ordinaire d'observation* […][1].

Dans ce passage, Bohr semble justifier l'individualité comme suit : l'existence du quantum d'action conduit aux relations d'incertitude ; suivant ces relations, *toute* interaction implique la *perturbation* de l'état physique actuel des systèmes en interaction ; si l'on cherche à déterminer la perturbation causée sur l'un des systèmes *via* une mesure, l'interaction entre ce système et le système-« appareil de mesure » impliquera donc elle-même une perturbation de leur état physique actuel respectif, et ainsi de suite, jusqu'à l'infini ; par conséquent, la *perturbation* de l'état physique actuel des systèmes en interaction *ne peut jamais être déterminée* (elle est « incontrôlable ») ; nous ne pouvons donc connaître l'état physique actuel de ces systèmes ; d'où l'individualité d'un système composé de plusieurs sous-systèmes en interaction.

L'argument de la régression à l'infini, utilisé ici, a été explicité par Michel Bitbol en ces termes :

> [Si la perturbation ne peut jamais être déterminée], c'est, laisse entendre Bohr dans plusieurs de ses textes, que tenter de l'évaluer amorcerait une régression *ad infinitum* d'interactions elles-mêmes finies, comportant à chaque fois l'échange d'un *quantum* d'énergie. Un appareil « déterminant » d'ordre n devrait interagir (de façon nécessairement perturbante) avec l'appareil « perturbant » d'ordre n-1, qui a lui-même interagi avec un objet (ou un appareil-objet) « perturbé » d'ordre n-2[2].

Le problème de cette justification, comme l'a remarqué Bitbol, est qu'elle repose sur la notion de « perturbation ». Cette notion, avons-nous indiqué à la Sous-Section 2.2.1, présuppose l'idée d'un système qui se trouve dans un état physique actuel bien défini *indépendamment de tout dispositif de mesure*, puisque si l'appareil de mesure *perturbe* l'état physique actuel du système étudié, c'est que ce système se trouvait déjà dans un certain état physique actuel *avant la mesure*. Mais Bohr veut montrer précisément qu'il n'est pas légitime de représenter un système microscopique comme se trouvant dans un état physique actuel *indépendamment de tout dispositif de mesure*. La notion de « perturbation » apparaît

1. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, pp. 9-10.
2. Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 247.

contradictoire avec l'idée d'individualité[1]. D'ailleurs, à partir de 1935, Bohr semble écarter l'idée d'une perturbation, ou du moins l'idée d'une « perturbation mécanique »[2].

En 1958, Bohr reste lacunaire sur la question de la justification de l'idée d'individualité. Il écrit : « une nouvelle époque de la science physique a été inaugurée par […] la découverte par Planck du quantum d'action élémentaire, qui révèle un caractère de *totalité* inhérent aux processus atomiques […] »[3]. La notion de « perturbation » est absente, mais nous pouvons supposer que la justification de l'idée d'individualité (ou de « totalité ») fait encore appel implicitement aux relations d'incertitude, lesquelles résultent de l'existence du quantum d'action. Il s'agirait de justifier l'idée qu'« une séparation précise entre l'objet et le système-observateur est rendu impossible par les relations d'indétermination »[4], idée que Honner attribue à Bohr, mais qu'il ne prend pas la peine de justifier. Imaginons quelle pourrait être cette justification qui évacue l'idée de la « perturbation de l'état physique actuel du système étudié ». Écarter cette dernière idée revient à ne plus interpréter les inégalités d'Heisenberg comme des « relations d'incertitude »[5]. Parlons plutôt de ces inégalités comme des « relations d'indétermination ». Cette expression renvoie à une lecture stricte des inégalités d'Heisenberg : celles-ci imposent une limite à la précision de la *détermination* conjointe de la valeur de deux observables incompatibles pouvant être mesurées sur un même système à un instant donné. Il suit de ces inégalités qu'il n'existe aucune mesure sur un système donné qui permette de déterminer conjointement avec une précision arbitrairement grande la valeur de deux observables incompatibles. Si l'on tient à justifier l'idée d'individualité sur la base des inégalités d'Heisenberg, il convient d'aller au-delà de cette lecture stricte et faire un pas interprétatif supplémentaire. Considérons une mesure, notée $M$, au terme de laquelle la valeur actuelle de l'observable position $X$ est bien définie (disons définie avec une très haute

1. C'est ce que souligne notamment Folse (Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, pp. 110-111). Selon lui, Bohr n'aurait jamais réellement employée le terme « perturbation » avec le sens que celui-ci suggère, il ne s'agirait que d'une « manière de parler » (*ibid.*, pp. 111-112 et 154-155).
2. *Cf. infra*, Sous-Section 4.7.2.
3. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 4. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 60, 78 et 80 ; Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 145, 174 et 299.
4. Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, p. 63.
5. Suivant cette interprétation, la perturbation de l'état physique actuel du système étudié est incontrôlable (*i.e.* : elle ne peut être déterminée). Elle entraîne, pour cette raison, une « incertitude » concernant l'état physique actuel du système étudié au terme de la mesure, laquelle incertitude s'exprime mathématiquement par les inégalités d'Heisenberg (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.1).

précision). Le pas interprétatif supplémentaire consiste alors à affirmer que, suivant les inégalités d'Heisenberg, il n'est pas légitime d'attribuer une valeur actuelle bien définie à l'observable impulsion *P* dans le contexte expérimental qui caractérise la mesure *M*. Nous pouvons généraliser ce point en soutenant qu'il n'est pas légitime d'attribuer une valeur actuelle bien définie à une certaine observable pouvant être mesurée sur un système dans n'importe quel contexte expérimental. Autrement dit, toute propriété que nous assignons à un système microscopique est indissociable du *contexte* expérimental dans lequel se trouve ce système – on parle alors de la « contextualité ». Or, si toute propriété d'un système microscopique est aussi relative à l'appareil de mesure avec lequel ce système interagit, c'est que le système et l'appareil de mesure forment un tout indivisible – une « individualité ». Pour Bohr, écrit Erhard Scheibe, « l'objet, l'appareil et leur interaction […] forment un tout inséparable dans un phénomène quantique [*i.e.* individualité] […] cela implique […] que le traitement de n'importe laquelle de ces composantes doit tenir compte de manière significative des autres [*i.e.* contextualité] »[1].

Mais le chemin qui va de l'existence du quantum d'action à l'idée d'individualité et qui passe par les inégalités d'Heisenberg n'a rien de nécessaire, il ne correspond pas à une déduction. En effet, l'interprétation des inégalités d'Heisenberg, sur lequel repose ce raisonnement, n'est pas l'unique interprétation possible. Dans le cadre de la mécanique bohmienne, par exemple, ces inégalités expriment seulement une limitation *de notre capacité de connaître expérimentalement* la valeur précise de deux observables incompatibles sur un certain système à un instant donné. Cette limitation serait due à la perturbation incontrôlable de toute mesure. D'après David Bohm et Basil Hiley, il ne faut voir dans ces relations qu'une impossibilité « de connaître par une mesure quel est exactement l'état d'une particule »[2]. Ils supposent ainsi que le terme $\Delta p$, qui figure dans la relation d'indétermination, renvoie non pas à l'impulsion de la particule considérée en elle-même, mais à cette propriété telle qu'elle nous apparaît au terme d'une mesure[3]. C'est pourquoi, les relations d'indétermination ne permettent pas de démontrer la contextualité (ni donc l'individualité).

Si l'idée d'individualité ne peut être déduite des inégalités d'Heisenberg, néanmoins, des preuves rigoureuses de l'incompatibilité de la mécanique quantique avec une hypothèse de

1. Scheibe, E., *The Logical Analysis of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 23.
2. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 114.
3. *Cf. infra*, Sous-Section 3.6.2.

non-contexualité, contraire à l'idée d'individualité, existent bel et bien. Ces preuves, qui ont été établies à partir des années 1950, seront présentées et discutées à la Sous-Section 4.7.6.

Au regard de ces preuves, admettons rétrospectivement qu'il est légitime pour Bohr d'avancer l'hypothèse de la contextualité. Suivant cette idée, pour interpréter le résultat d'une mesure réalisée sur un système microscopique, il convient de tenir compte explicitement du contexte expérimental qui caractérise cette mesure. Comme l'écrit Bohr, « le compte-rendu non-ambigu des phénomènes proprement quantiques doit, en principe, inclure une description de tous les aspects pertinents du dispositif expérimental »[1]. À cet égard, l'hypothèse de la contextualité s'oppose à l'hypothèse $H_2$. (Indiquons qu'en 1935, Bohr a modifié sa conception de la contextualité. Aux Sous-Sections 4.7.2 et 4.7.3, nous reviendrons en détail sur ce point qui peut être mis de côté dans la présente discussion.)

***La description des appareils de mesure***

Mais comment faut-il décrire l'appareil de mesure ? Selon Bohr, pour que la description de l'appareil de mesure ait une valeur scientifique, c'est-à-dire pour qu'elle puisse être qualifiée d'« objective », elle doit pouvoir être communiquée de manière non-ambiguë[2]. « Tout savant, écrit-il, […] se trouve constamment devant le problème de la description objective de l'expérience, ce qui, pour nous, n'est rien d'autre qu'une communication sans ambiguïté »[3]. (La conception réaliste de l'objectivité – suivant laquelle une description « objective » est une description conforme à l'objet étudié considéré en lui-même – est ici écartée)[4].

Pour qu'une description satisfasse à ce critère de communicabilité non-ambiguë, il est nécessaire, d'après Bohr, d'opérer une distinction entre, d'un côté, l'objet décrit, et de l'autre,

1. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 4. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 92 ; Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 185, 207, 244, 258, 286 et 301.
2. Le critère de communicabilité non-ambiguë donne une teinte pragmatiste à la conception bohrienne de la connaissance. Ce critère peut être rapproché de ce que nous appelons « l'intérêt de consensus » (*cf. infra*, Sous-Section 4.4.3).
3. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 249. *Cf.* aussi : Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 3.
4. À propos de la conception bohrienne de l'objectivité, *cf.* : Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, pp. 15-16 et 206-216 ; Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, pp. 145-153 ; Kauark-Leite, P., *Vers une critique de la raison quantique, les approches transcendantales en mécanique quantique*, thèse de doctorat, École Polytechnique, 2004, pp. 463-464.

le sujet connaissant ainsi que ses moyens de connaissance – tels que les appareils de mesure[1]. C'est ainsi que Bohr parle de la « distinction exigée par le concept d'observation entre objet et instrument de mesure »[2]. Ou comme il l'écrit dans un autre article : « Dans tout domaine d'expérience, il faut évidemment conserver une distinction nette entre observateur et contenu des observations »[3].

Il se trouve que les concepts employés en physique classique, comme ceux d'espace-temps ou de causalité, s'appliquent aux systèmes étudiés tels qu'ils sont supposés être indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance[4]. L'application de ces « concepts classiques », pour reprendre l'expression de Bohr, repose tacitement sur la distinction entre objet à décrire, d'un côté, et observateur ou instruments de mesure, de l'autre.

Or, tout appareil de mesure, d'après Bohr, est susceptible d'une description faisant appel aux concepts classiques – que le système étudié soit macroscopique ou microscopique. L'usage de la physique classique est supposé légitime en raison du caractère macroscopique des appareils de mesure. Ces derniers, soutient Bohr, sont « des corps rigides suffisamment lourds pour qu'il soit possible de donner une description complètement classique de leur position et vitesse relatives »[5]. (Nous reviendrons sur cette hypothèse à la Sous-Section 6.3.2 et tenterons de montrer pourquoi elle n'est pas tenable.) De cette hypothèse et de l'idée de la contextualité, nous tirons que la première étape de la description objective d'un phénomène atomique consiste à décrire l'appareil de mesure – qui définit le contexte expérimental de la manifestation du phénomène en question – par le truchement des concepts classiques.

### *L'interprétation des résultats de mesure*

Le contexte expérimental étant précisé, il reste, dans une seconde étape, à interpréter le résultat de mesure. Ce résultat correspond au produit de l'interaction entre le système microscopique étudié et l'appareil de mesure. Bien que cette interaction soit « incontrôlable »,

---

1. Cette distinction peut être assimilée à une « condition de possibilité » de la connaissance objective du monde microscopique, suivant le langage de la philosophie transcendantale de Kant.
2. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 4.
3. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 287.
4. Bohr écrit par exemple : « la mécanique classique présente une description objective en ce sens qu'elle est fondée sur un usage bien défini d'images et de représentations qui se réfèrent aux événements de la vie quotidienne » (*ibid.*, p. 252).
5. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 3. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 11, 59 et 91.

le résultat qu'elle produit se présente sous la forme d'une propriété stable de l'appareil de mesure, une propriété qui peut donc être constatée par n'importe quel physicien. Cela assure, selon Bohr, que l'interprétation du résultat obtenu puisse conduire à une description objective du phénomène atomique ayant pris place lors de l'expérience :

> […] toute information non-ambiguë concernant des objets atomiques est dérivée de marques permanentes – telles qu'une tache sur une plaque photographique causée par l'impact d'un électron – laissées sur les corps qui définissent les conditions expérimentales. Loin d'impliquer une complexité spéciale, les effets d'amplification irréversibles sur lequel repose la détection de la présence des objets atomiques nous rappelle plutôt l'irréversibilité essentielle qui est inhérente au concept même d'observation. La description des phénomènes atomiques possède à cet égard un caractère parfaitement objectif, dans le sens qu'aucune référence explicite n'est faite à un observateur individuel et que, par conséquent, au regard des exigences relativistes, aucune ambiguïté n'est impliquée dans la communication de l'information[1].

Quels sont les concepts disponibles pour interpréter le résultat obtenu ? Rappelons qu'en raison du trait de l'individualité qui caractérise les phénomènes atomiques, Bohr pense qu'il ne peut exister des concepts quantiques, des concepts dont nous pourrions nous servir pour une description objective de ces phénomènes. Par conséquent, les concepts classiques sont les seuls concepts dont nous disposons pour une telle description. Ces concepts classiques, qui selon Bohr correspondent à un « raffinement »[2] des concepts associés au langage ordinaire et ne font que rendre nos « formes habituelles d'intuition »[3] plus précises, se révèlent incontournables pour la constitution de toute connaissance empirique : « nous ne pouvons nous passer de ces formes d'intuition, qui constituent en fin de compte le cadre de toute notre expérience, et qui colorent tout notre langage »[4]. Ailleurs, il écrit encore : « notre interprétation des données repose essentiellement sur l'emploi des concepts classiques »[5]. Comme le souligne Honner, nous pouvons repérer ici une affirmation de type

1. *Ibid.*, p. 3. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 92 ; Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 244 et 284-285.
2. *Ibid.*, p. 185.
3. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 4.
4. *Ibid.*, p. 5.
5. *Ibid.*, p. 50. *Cf.* aussi : Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit.*, p. 701.

« transcendantale »[1]. Bitbol écrit également en ce sens : « suivant Bohr, tout ce qui relève des concepts classiques et du langage courant appartient […] au corpus des présupposés constitutifs de la connaissance des physiciens »[2].

Les concepts classiques sont donc requis, d'une part, pour décrire les appareils de mesure, qui définissent le contexte expérimental dans lequel survient le résultat, et d'autre part, pour interpréter ce résultat lui-même :

> Le but de toute expérience de physique est d'obtenir des connaissances dans des conditions reproductibles et communicables, ce qui ne nous laisse pas d'autre choix que de nous servir des concepts de la vie journalière – raffinés par la terminologie de la physique classique – lorsque nous avons à décrire, non seulement les instruments de mesure et leur fonctionnement, mais encore les résultats effectifs des expériences[3].

---

1. Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, pp. 13-14 et 84-88. Pour prolonger le parallèle entre la position bohrienne et la philosophie transcendantale, ajoutons que Bohr partage avec Kant l'idée que les concepts d'espace-temps et de causalité sont nécessaires pour la constitution d'une connaissance qui porte sur le monde. Toutefois, Kant distingue les concepts d'espace et de temps (qui sont des « formes pures » de la « sensibilité ») du concept de causalité (qui correspond à une « catégorie » de l'« entendement ») (Kant, I., *Critique de la raison pure*, *op. cit.* ; Kant, I., *Prolégomènes à toute métaphysique future qui pourra se présenter comme science*, *op. cit.*). De son côté, Bohr met ces concepts sur le même plan (selon lui, ils permettent chacun de se former certaines représentations). En outre, pour Bohr (et non pour Kant), les concepts classiques ont une origine *a posteriori*, ils correspondent au perfectionnement des concepts du langage ordinaire qui lui-même a été développé pour des raisons pratiques – *i.e.* pour que nous ayons une prise sur notre environnement et pour que nous puissions communiquer avec les autres membres de notre communauté (*cf.* par exemple : Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 249 et 283 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 1). Enfin, dans le domaine de la microphysique, Bohr ne reconnaît aux concepts classiques qu'une validité limitée (*cf.* ci-après). À travers cette limitation ou relativisation des concepts classiques, la position de Bohr peut être rapprochée des versions pragmatistes de la philosophie transcendantale (*cf. infra*, Sous-Section 4.3.7). Pour une comparaison des positions de Bohr et Kant, *cf.* : Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, pp. 217-221 ; Soler, L., « Postface », in : Hermann, G., *Les fondements philosophiques de la mécanique quantique*, tr. fr., Vrin : Paris, 1996, pp. 157-173 ; Kauark-Leite, P., *Vers une critique de la raison quantique*, *op. cit.*, Chap. 4 (en particulier Section 4.9).
2. Bitbol, M., « Relations, synthèses, arrière-plans, sur la philosophie transcendantale et la physique moderne », *Archives de Philosophie* **63** (2000), p. 618.
3. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 185. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 207, 257 et 284 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 3 et 59.

Le trait de la contextualité impose cependant une limitation à l'usage de ces concepts classiques. En particulier, les concepts d'« espace-temps » et de « causalité »[1] sont mobilisés pour l'interprétation de résultats qui surviennent dans des contextes expérimentaux incompatibles, c'est-à-dire lors de la mise en place de « dispositifs expérimentaux s'excluant mutuellement »[2]. Autrement dit, il existe une limitation réciproque entre la validité de la description d'un système localisé dans l'espace à un instant donné et celle de la description causale de ce système lorsqu'il interagit avec un autre système (avec lequel il échange alors une certaine impulsion et une certaine énergie). Les deux types de description ne peuvent être appliqués simultanément pour une même expérience. Selon Bohr, les relations d'indétermination sont l'expression précise de cette limitation réciproque : « Il y a une exclusion mutuelle entre les conditions qui permettent de se servir sans ambiguïté des concepts d'espace et de temps, d'une part et, de l'autre, des lois dynamiques de conservation [qui renvoient, selon Bohr, au concept de causalité] »[3]. Ces relations sont pour lui « l'expression directe de la limitation absolue qui affecte l'emploi des représentations intuitives dans la description des phénomènes atomiques »[4].

### *Une description complémentaire*

Si, en physique microscopique, les concepts classiques possèdent un domaine de validité limité, cela signifie qu'il n'est plus possible de subsumer les diverses représentations des phénomènes – qui se sont manifestés dans différents contextes expérimentaux – sous une image unique. Il convient de tenir compte expressément du contexte expérimental auquel chacune de ces représentations est relative. Selon Bohr, un nouveau cadre conceptuel s'impose alors de manière naturelle, celui de la « complémentarité » :

> […] des informations acquises dans des conditions expérimentales différentes ne peuvent pas être rassemblées à la manière habituelle [*i.e.* comme en physique macroscopique], et la nécessité de tenir compte des conditions sous lesquelles ces informations ont été acquises conduit immédiatement au mode de description complémentaire[5].

---

1. Lorsque Bohr emploie le terme « causalité », il se réfère aux équations de conservation de l'énergie ou de la quantité de mouvement.
2. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 209.
3. *Ibid.*, p. 258. *Cf.* aussi : Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 5.
4. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 108. *Cf.* aussi : Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 61.
5. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 147.

Ce nouveau cadre conceptuel permet de coordonner l'ensemble de la connaissance pouvant être obtenue sur un système microscopique. Il s'agit de considérer que les résultats obtenus dans des contextes expérimentaux mutuellement exclusifs et interprétés au moyen de différents concepts classiques sont complémentaires :

> Loin d'être contradictoires, les différents aspects des phénomènes quantiques qui apparaissent dans des conditions expérimentales exclusives l'une de l'autre, doivent être considérés comme « complémentaires », en donnant à ce mot un sens nouveau. Ce point de vue de la « complémentarité » ne signifie nullement que l'on renonce arbitrairement à une analyse détaillée des phénomènes atomiques ; il est au contraire l'expression d'une synthèse rationnelle de toute la somme d'expérience accumulée dans ce domaine[1].

En particulier, Bohr défend l'idée de la complémentarité des représentations spatio-temporelle et causale, laquelle se matérialise dans les relations d'indétermination. Comme l'écrit Bohr, « cette relation peut être considérée comme une expression symbolique très simple de la nature complémentaire de la description spatio-temporelle et du principe de causalité »[2].

En relation avec la notion de complémentarité, la question du caractère réaliste de l'interprétation de Bohr peut à nouveau être soulevée. De l'avis de Folse, « le cadre de la complémentarité pris dans son ensemble […] n'a de sens que sur la base d'une interprétation *réaliste* de la description scientifique de la nature »[3]. Selon lui, en effet, la complémentarité implique que « ce que nous connaissons sur la nature est le résultat d'un processus physique causal lors duquel une réalité indépendante produit un effet sur les instruments d'observation »[4]. Folse écarte ainsi toute interprétation de type « phénoménaliste » qui identifierait la complémentarité à un cadre conceptuel ne faisant que coordonner les *phénomènes* observés. La complémentarité correspond à un « cadre conceptuel pour la description *de la nature* »[5]. Voici l'argument avancé :

> Si Bohr était en fait un phénoménaliste, la nécessité d'une description complémentaire aurait été évacuée d'emblée, car à quel objet pourrait-il faire référence lorsqu'il affirme que deux descriptions

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 174-175. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 208, 287 et 301-302 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 4.
2. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 57. Sur l'usage « complémentaire » de la description spatio-temporelle et de la description causale, *cf.* aussi : *ibid.*, pp. 81 et 92.
3. Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, pp. 222-223 (c'est nous qui soulignons « réaliste »).
4. *Ibid.*, p. 223.
5. *Ibid.*, pp. 9-17 (c'est nous qui soulignons « de la nature »).

> complémentaires, chacune faisant référence à des objets phénoménaux différents, apportent une information concernant « le même objet » ? Si nous étions déterminés à ne pas faire référence à une réalité derrière les phénomènes, alors nous parlerions simplement de différents phénomènes qui requièrent différentes sortes de descriptions utilisant différents concepts. Dans ce cas, la *complémentarité* entre différentes descriptions ne se présenterait jamais[1].

D'après Folse, le mode de description complémentaire présuppose l'existence d'un objet indépendant de nous et de nos moyens de connaissance. Il ajoute que « la distinction entre les phénomènes et les objets atomiques, maintenue par Bohr, indique qu'il voit les phénomènes comme procurant de l'information concernant de réels objets atomiques indépendants »[2].

Il est vrai que, selon Bohr, la combinaison des représentations complémentaires offre une représentation complète d'un « même objet atomique », étudié dans diverses situations expérimentales. Il écrit par exemple :

> Des informations obtenues sur le comportement d'*un seul et même objet atomique* dans des conditions d'expérience chaque fois bien définies, mais s'excluant mutuellement, peuvent, néanmoins, suivant une terminologie courante en physique atomique, être dites *complémentaires* : bien qu'il soit impossible de les rassembler en une image unique décrite à l'aide des concepts de la vie journalière, elles représentent chacune des aspects également essentiels de tout ce que l'on peut apprendre en ce domaine sur *l'objet en question*[3].

Comme le remarque Honner, « si l'on reconnaît qu'il est uniquement possible de parler de ce qui peut être observé, cela ne revient pas, dans le cas de Bohr, à nier la réalité des objets qui font partie de l'interaction système-appareil de mesure »[4]. D'ailleurs, dans ses premiers écrits, Bohr plaide en faveur de l'existence des atomes et de leurs constituants[5].

Toutefois, de manière concomitante, Bohr nous met régulièrement en garde :

---

1. *Ibid.*, p. 239.
2. *Ibid.*, p. 246. Dans le même sens, Scheibe voit dans la complémentarité une dimension « ontologique » (Scheibe , E., *The Logical Analysis of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 32).
3. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 186 (c'est nous qui soulignons « un seul et même objet atomique » et « l'objet en question »). *Cf.* aussi : Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 4 et 60.
4. Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, p. 41.
5. *Cf. supra*, Sous-Section 3.2.1.

> […] il ne faut pas perdre de vue que […] le rayonnement dans le vide aussi bien que les particules matérielles libres ne sont que des *abstractions*, puisque, d'après le postulat quantique, leurs propriétés ne peuvent être définies ou observées que par leur interaction avec d'autres systèmes[1].

En raison de la contextualité, toute connaissance tirée de l'expérience et exprimée à l'aide des concepts classiques (tels que ceux d'onde et de particule) ne porte que sur les propriétés que possèdent les objets atomiques *lorsqu'ils sont interaction avec nos appareils de mesure*. L'emploi des représentations classiques présuppose que l'objet décrit est séparé de nos moyens de connaissance. Néanmoins, l'objet en tant qu'il est décrit comme indépendant de nous n'est qu'une « abstraction ». Il faut toujours rapporter la représentation classique en question à un certain contexte expérimental. Bohr n'opère jamais une extrapolation de la connaissance phénoménale vers la connaissance d'un objet qui serait considéré en lui-même. Les propriétés qu'il assigne à un objet tel qu'il nous apparaît dans un contexte expérimental ne sont jamais projetées sur un objet en soi. Ainsi, à la différence d'Heisenberg[2], il n'hypostasie pas les probabilités de la mécanique quantique pour en faire des propriétés potentielles attribuées en propre aux systèmes atomiques.

À notre avis, une position anti-réaliste à propos de l'existence des atomes n'est pas incompatible avec la complémentarité. Il suffit de réduire l'« objet atomique » au rang de simple *invariant* d'un ensemble de manifestations expérimentales. Cet invariant peut alors être conçu comme un raccourci entre les différents résultats de mesure et non comme l'expression d'une entité existant en elle-même indépendamment de tout contexte expérimental. Bohr est-il favorable à cette position ? À ce propos, nous pouvons citer une lettre que Born a adressé à Bohr :

> Ce que j'entendais par « derrière les phénomènes » correspond en langage mathématique simplement à « invariants » dans le sens le plus général du mot. Les différentes manifestations des phénomènes que nous considérons en mécanique quantique ont aussi une théorie d'« invariants », ou dans un langage moins savant, [une théorie] de caractéristiques communes qui ne dépendent pas de la manifestation, et c'est cela que je voudrais préserver comme quelque chose derrière notre expérience directe[3].

1. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 4 (c'est nous qui soulignons « abstractions »).
2. *Cf. infra*, Sous-Section 3.3.1.
3. Lettre de Born à Bohr du 10 mars 1953, cité in : Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, p. 248.

Bohr répond à Born en se disant être « entièrement d'accord »[1]. Certes, il est question ici d'« invariants », mais ces invariants sont censés se tenir « *derrière les phénomènes* », et non *entre les phénomènes*. Folse de mentionner cette correspondance pour appuyer son hypothèse suivant laquelle Bohr défend une forme de réalisme[2].

Bohr a peut-être été animé d'une aspiration réaliste à poursuivre *l'idéal* d'une « description de la nature »[3], c'est-à-dire de la nature telle qu'elle est en elle-même indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance. Toutefois, à travers l'idée d'individualité (ou de contextualité), il est le premier à avoir souligné avec force l'impossibilité d'une telle description. Bohr de soutenir :

> Le fait qu'en physique atomique […] une description objective ne peut être obtenue qu'en incluant dans le compte rendu des phénomènes la référence explicite aux conditions expérimentales, souligne d'une manière nouvelle l'inséparabilité de la connaissance et de nos moyens d'enquête[4].

Là réside, de notre point de vue, sa contribution principale dans le domaine de l'interprétation de la mécanique quantique. Nous chercherons, à partir du Chapitre 4, à inscrire l'idée bohrienne de la contextualité dans le cadre d'une approche philosophique cohérente et dénuée d'ambiguïté, une approche qui présente clairement cette idée comme l'expression naturelle de la relativité de tout contenu de connaissance sur le monde à l'égard de nos moyens de connaissance, et non comme l'impossibilité d'atteindre l'idéal d'une connaissance portant sur le monde en soi[5]. La question de ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel » au terme

1. Lettre de Bohr à Born du 26 mars 1953, cité in : *idem*.
2. Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, pp. 247-249. Pour une lecture différente de cette correspondance entre Born et Bohr, *cf.* : Faye, J., *Niels Bohr: His Heritage and Legacy*, Dordrecht: Kluwer, 1991, pp. 210-211.
3. Cette citation est tirée du titre "Atomteori og Naturbeskrivelse", ouvrage de Bohr publié en danois en 1929. Curieusement, ce titre a été traduit en français par « La théorie atomique et la description des phénomènes », ce qui suppose que Bohr réduise la nature aux phénomènes. Les traductions allemande („Atomtheorie und Naturbeschreibung") et anglaise ("Atomic Theory and the Description of Nature") sont plus fidèles. Il est possible que, par l'expression « description de la nature », Bohr sous-entende la description de la nature *telle qu'elle nous apparaît suivant nos moyens de connaissance* (dans ce cas, la nature se réduit effectivement aux phénomènes comme le suppose la traduction française). Mais il est également possible que, par cette expression, Bohr fasse référence à l'idéal d'une description de la nature *telle qu'elle est en soi*, lequel idéal apparaît inatteignable en mécanique quantique.
4. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 12.
5. Nous n'affirmons pas catégoriquement que Bohr a interprété la contextualité comme l'impossibilité d'atteindre l'idéal d'une connaissance portant sur le monde en soi. Toutefois, comme nous l'avons indiqué

d'une mesure, eu égard à la mécanique quantique, sera examinée et mise en relation avec cette idée de contextualité. Nous tâcherons également d'avancer une argumentation probante à l'encontre de l'hypothèse réaliste suivant laquelle la mécanique quantique porte sur des systèmes microscopiques pouvant être conçus comme indépendants de nous et de nos moyens de connaissance.

Si Bohr n'a pas lui-même effectué une extrapolation de la connaissance des phénomènes observés vers la connaissance d'un objet qui serait considéré en lui-même, une telle extrapolation, dans le cadre de la complémentarité, demeure possible. Cette extrapolation apparaît à certains comme un prolongement naturel de la complémentarité. Comme l'écrit Folse : « La complémentarité suggère le développement d'une conception ontologique de la réalité qui se trouve derrière les phénomènes […] »[1]. Cette « conception ontologique » s'exprimerait en termes de « puissances »[2]. À ce propos, Folse aurait pu mentionner la première interprétation défendue par David Bohm (avant que celui-ci ne plaide en faveur d'une théorie à variables cachées). C'est vers elle que nous allons nous tourner dans la prochaine sous-section. Nous allons voir si dans le cadre d'une telle interprétation, qui prolonge la complémentarité dans une perspective réaliste, le problème de la mesure ne resurgit pas sous une forme nouvelle.

## 3.3 Les interprétations en termes de potentialités

Plusieurs interprétations de la mécanique quantique en termes de « potentialités » (« dispositions », « latences », « capacités » ou encore « propensions ») ont été proposées. D'après ces interprétations, le monde que décrit la mécanique quantique est composé de systèmes dont les propriétés sont, dans le cas général, non pas actuelles mais *dispositionnelles*. Le vecteur d'état associé à un système ne représente pas son état physique actuel (rejet de l'hypothèse $H_1$), mais ses propriétés *potentielles*.

Après un rappel historique sur la notion de potentialité telle qu'elle a été mise en avant par Heisenberg et David Bohm, nous allons examiner la façon dont les interprétations en termes de potentialités font face au problème de la mesure. En nous focalisant plus particulièrement

---

ci-dessus, il existe des citations en faveur de cette lecture de Bohr. À tout le moins, il convient de reconnaître que Bohr n'a pas défendu une approche philosophique claire et sans équivoque.

1. Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, p. 257.
2. *Ibid.*, pp. 255-256.

sur l'interprétation de Karl Popper, nous traiterons ensuite la question du support des potentialités, et nous discuterons la relation qu'entretiennent les potentialités avec ce qui est actuel.

### *3.3.1 Les potentialités selon Heisenberg et Bohm*

Heisenberg fait sienne la plupart des conclusions de Bohr sur l'interprétation de la mécanique quantique. En particulier, l'idée de la contextualité le conduit à soutenir que « s'il est permis de parler de l'image de la nature selon les sciences exactes de notre temps, il faut entendre par là, plutôt que l'image de la nature, *l'image de nos rapports avec la nature* »[1]. Mais lors de conférences prononcées en 1955 et 1956[2], il développe les thèses de Bohr dans une perspective ontologique. Il rejette l'interprétation du vecteur d'état comme représentant ce qui est actuel entre deux mesures. Mais, contrairement à Bohr, il ne se contente pas de lui assigner une fonction strictement prédictive. Il cherche à mettre le vecteur d'état en correspondance avec une réalité indépendante. À cet effet, il introduit la notion de *tendance* :

> En mécanique quantique, une fois déterminée la fonction de probabilité [ou vecteur d'état] à l'instant initial (grâce à l'observation), on peut calculer par les lois de la théorie quantique la fonction de probabilité à un instant ultérieur quelconque, donc déterminer la probabilité qu'une mesure donne une valeur spécifiée de la quantité mesurée ; nous pouvons par exemple prévoir la probabilité de trouver l'électron à un moment ultérieur fixé en un point donné de la chambre de Wilson. Mais il faut souligner que la fonction de probabilité ne représente pas en elle-même le déroulement du phénomène dans le temps : elle représente une *tendance* des phénomènes et de notre connaissance de ces phénomènes[3].

Il précise plus loin ce qu'il entend par « tendance », d'une part, en rapprochant le sens de ce terme à ceux de « possibilité » et de « *potentia* » (au sens de la « philosophie d'Aristote »[4]), et d'autre part, en donnant un statut « objectif » aux énoncés faisant référence aux tendances :

1. Heisenberg, W., *La nature dans la physique contemporaine*, tr. fr., Paris : Gallimard, 2000, p. 142. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 126-127 ; Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *op. cit.*, p. 55.
2. *Cf.* : Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *op. cit.*.
3. *Ibid.*, p. 38 (c'est nous qui soulignons « tendance »).
4. Pour une comparaison du terme « potentialité » tel qu'il est conçu dans la métaphysique d'Aristote et dans une certaine interprétation réaliste de la mécanique quantique, *cf.* : Vuillemin, J., « Être sensible, acte, puissance », *Dialectica* **45** (1991), 231-248.

> La fonction de probabilité contient des énoncés sur les possibilités ou les tendances les plus probables (*potentia*, dans la philosophie d'Aristote), et ces énoncés sont complètement objectifs et ne dépendent aucunement de l'observateur[1].

L'identification des termes « tendance » et « possibilité » suggère que le vecteur d'état ne fait qu'explorer ce qui *pourrait* être actuel, ou plus précisément, ce qui pourrait devenir actuel *lors d'une mesure* :

> La fonction de probabilité, à la différence du processus ordinaire en mécanique newtonienne, ne décrit pas un certain phénomène, mais tout un ensemble de phénomènes possibles – du moins durant le processus d'observation[2].

En ce sens, il soutient également :

> La fonction de probabilité ne peut être reliée à la réalité que si une condition essentielle est remplie, à savoir si une nouvelle mesure est faite pour déterminer une certaine propriété du système. Ce n'est qu'alors que la fonction de probabilité nous permet de calculer le résultat probable de la nouvelle mesure […] nous passons [alors] de nouveau du « possible » au « réel »[3].

Mais par l'emploi du terme « *potentia* » (ou « potentialité » en français), Heisenberg fait référence à un nouveau mode d'existence, comme le laisse entendre le passage suivant :

> Dans les expériences sur les phénomènes atomiques, nous avons affaire à des choses et à des faits, à des phénomènes de la vie quotidienne. Mais les atomes ou les particules élémentaires ne sont pas aussi réels ; ils forment un monde de potentialités ou de possibilités plutôt qu'un monde de choses ou de faits[4].

Le vecteur d'état de la mécanique quantique permettrait ainsi de décrire non pas ce qui existe en acte – à l'image des objets matériels de la vie quotidienne –, mais *ce qui existe en puissance* entre deux mesures portant sur des systèmes microscopiques, et qui, de ce fait, n'est que partiellement « réel ».

On attribue souvent l'interprétation de la mécanique quantique en termes de « potentialités » à Heisenberg. Toutefois, c'est David Bohm qui le premier, en 1951, a prolongé les idées de Bohr en associant à la notion de complémentarité, celle de potentialité[5]. Il n'est pas question ici de la « mécanique bohmienne » – théorie à variables cachées

1. Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *op. cit.*, p. 48.
2. *Ibid.*, pp. 49-50.
3. *Ibid.*, pp. 38-39.
4. *Ibid.*, p. 248.
5. Bohm, D., *Quantum Theory*, *op. cit.*.

strictement déterministe qui a été avancée pour la première fois en 1952[1]. (Signalons que Bohm pensait encore, en 1951, que « l'indéterminisme est inhérente à la structure même de la matière », et proposait de substituer à l'expression « principe d'incertitude » celle de « principe de déterminisme limité dans la structure de la matière »[2]. À propos des théories à variables cachées, il soutenait qu'« aucun mécanisme complètement déterministe, qui pourrait expliquer correctement la dualité onde-particule que manifestent les propriétés de la matière, n'est même concevable »[3].) Néanmoins, dans sa première interprétation, celle de 1951, Bohm donne déjà une teinte ontologique aux idées qu'il empreinte à Bohr. Ainsi transforme-t-il l'idée de l'indivisibilité du phénomène observé – indivisibilité entre la contribution qui serait due au système étudié et celle qui serait due à l'appareil de mesure[4] – en celle de l'indivisibilité du monde en soi :

> Les concepts quantiques impliquent que le monde agit […] comme une unité indivisible, dans laquelle même la nature « intrinsèque » de chaque partie (onde ou particule) dépend à un certain degré de sa relation avec son environnement[5].

Bohm est conduit à introduire la notion de potentialité :

> La théorie quantique requiert que l'on abandonne l'idée que l'électron, ou tout autre objet, possède en soi des propriétés intrinsèques. Au lieu de cela, chaque objet devrait être regardé comme quelque chose qui contient seulement des *potentialités* définies de manière incomplète, qui se manifestent lorsque l'objet interagit avec un système approprié[6].

En outre, Bohm prend à son compte la complémentarité de Bohr, en l'interprétant là encore dans une perspective ontologique. Au lieu de la voir comme un cadre conceptuel pour décrire les phénomènes observés (qui mettent en jeu des systèmes microscopiques ainsi que des appareils de mesure), il conçoit la complémentarité comme un « principe » permettant de donner une description complète des systèmes microscopiques tels qu'ils sont en eux-mêmes :

> Un électron individuel doit être regardé comme étant dans un état où [les] variables [$x$ et $p$] ne sont en réalité pas bien définies, mais existent seulement comme des potentialités qui s'opposent. Ces potentialités se complètent mutuellement, puisque chacune est prise en compte dans une description

1. *Cf. infra*, Section 3.6.
2. *Ibid.*, pp. 100-101.
3. *Ibid.*, p. 115. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 622-623.
4. *Cf.* : le « postulat quantique », *supra*, Sous-Section 3.2.2.
5. *Ibid.*, p. 2.
6. *Ibid.*, p. 139 (c'est nous qui soulignons « potentialités »). *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 133.

> complète des processus physiques à travers lesquels l'électron se manifeste ; d'où le nom « principe de complémentarité »[1].

À l'hypothèse $H_1$ de l'interprétation standard, Bohm oppose alors l'interprétation du vecteur d'état comme l'outil qui représente, non pas ce qui survient en acte dans le monde en soi, mais ce qui existe de manière potentielle : « la fonction d'onde [ou vecteur d'état] […] n'est pas en correspondance biunivoque avec le comportement actuel de la matière […] la fonction d'onde décrit toutes ces potentialités et assigne une certaine probabilité à chacune d'elle », à savoir une probabilité de se manifester lorsque le système en question interagit avec un autre système approprié[2].

Fixons les idées en considérant un système $S$ auquel est associé, à l'instant $t$, le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$. Ce vecteur d'état peut être décomposé sur une infinité de bases, à savoir les bases de vecteurs propres des opérateurs qui représentent les observables (notées $A$, $B$, etc.) pouvant être mesurées sur le système $S$. Il peut donc s'écrire :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{3.1}$$

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} d_i \left| b_i \right\rangle \tag{3.2}$$

etc.

où les $\{\left| a_i \right\rangle\}$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$, associés aux valeurs propres $\{a_i\}$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes ; où les $\{\left| b_i \right\rangle\}$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{B}$ qui représente l'observable $B$, associés aux valeurs propres $\{b_i\}$, et les $\{d_i\}$ des nombre complexes ; etc. Suivant l'interprétation de Bohm, l'ensemble des décompositions du vecteur d'état (3.1), (3.2), etc., permet de représenter l'ensemble des propriétés potentielles du système $S$ à l'instant $t$. Par exemple, dans l'expression (3.1), chaque vecteur $\left| a_i \right\rangle$ est en correspondance avec une propriété potentielle, à savoir la possession potentielle par l'observable $A$ de la valeur $a_i$. Cette propriété potentielle peut s'actualiser dans le contexte d'une expérience avec une probabilité égale à $\left| c_i \right|^2$ – conformément à la règle de Born.

---

1. *Ibid.*, p. 159.
2. *Ibid.*, p. 175.

Lorsque la probabilité d'actualisation d'une propriété potentielle est égale à 1, le système possède-t-il cette propriété en acte indépendamment de toute mesure ? Devons-nous considérer que la mesure ne fait alors que révéler une propriété que le système possédait déjà en acte avant la réalisation de la mesure qui permet de constater cette propriété ? Sur ce point, les partisans des interprétations en termes de « potentialités » divergent. Mentionnons deux points de vue contraires. Selon Heisenberg, n'est « réel », ou « actuel », que ce qui survient dans le contexte d'une mesure et qui peut donc être constaté et décrit à l'aide de la physique classique :

> Demander que l'on « décrive ce qui se passe » dans le processus quantique entre deux observations successives est une contradiction *in adjecto*, puisque le mot « décrire » se réfère à l'emploi des concepts classiques, alors que ces concepts ne peuvent être appliquées dans l'intervalle séparant deux observations et ne peuvent l'être qu'aux points d'observation. […] ce sont les choses et processus descriptibles à l'aide des concepts classiques, c'est-à-dire le réel, qui sont les fondements de toute interprétation physique[1].

Par contre, d'après Constantin Piron, tout système, entre deux mesures, peut posséder aussi bien des propriétés actuelles que potentielles :

> En physique, on décrit un système par ses *propriétés*. Parmi celles-ci, les unes sont actuelles : le système les possède, les possède en acte ; les autres sont potentielles : le système est susceptible de les acquérir, de gré ou de force. Lorsque le système évolue, certaines propriétés actuelles deviennent potentielles et, ce faisant, certaines propriétés potentielles deviennent actuelles. On exprime cela en disant que l'état change ; car, par définition, l'*état* n'est rien d'autre que la collection de toutes les propriétés actuelles du système[2].

Selon Piron, un système possède en acte une propriété lorsque la probabilité de la constatation de cette propriété lors d'une mesure est égale à 1 :

> Si le système est (ou a été préparé) tel que si on décidait d'effectuer une question donnée [*via* une certaine mesure], la réponse « oui » serait certaine (la réponse « non » impossible), nous dirons que cette *question* est *vraie* pour le système ou encore que la *propriété* correspondante est *actuelle*. Si, au contraire, la réponse « non » est possible, nous dirons que la *propriété* est *potentielle*[3].

1. Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *op. cit.*, p. 188.
2. Piron, C., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 5.
3. *Ibid.*, p. 6.

### *3.3.2 Le problème de l'actualisation des potentialités*

De par leurs différences avec l'interprétation standard, les interprétations en termes de potentialités ne conduisent pas au problème de la mesure dans sa formulation courante. Pour autant, ce problème est-il dissout, comme le laissent entendre les écrits de Popper ? Abner Shimony n'est pas de cet avis. Cet auteur défend pourtant une interprétation en termes de potentialités : « Nous pouvons faire référence à la combinaison du caractère non-défini d'une valeur avec des probabilités définies de résultats possibles au moyen du terme « potentialité », lequel a été suggéré par Heisenberg »[1]. Shimony identifie l'« état quantique » à « un réseau de potentialités »[2]. La notion de potentialité est pour lui étroitement liée à celle d'actualisation : « Lorsqu'une variable physique, qui initialement est seulement potentielle, acquiert une valeur définie, on peut dire qu'elle est actualisée »[3]. Ce processus d'actualisation n'a pas lieu uniquement lors d'une mesure. Selon lui :

> […] dans une vision non-anthropocentrique des théories physiques, le processus de la mesure ne constitue qu'un type particulier d'interactions entre des systèmes, d'un intérêt spécial pour les scientifiques parce qu'une connaissance est acquise par ce biais ; mais [ce processus de la mesure] n'est pas fondamental du point de vue de la réalité physique elle-même[4].

Or, estime Shimony, « le cadre conceptuel de la mécanique quantique reste […] fragile sur [ce] point »[5] : il ne permet pas de décrire adéquatement la manière dont se déroule le processus de l'actualisation des potentialités, que ce soit lors d'une mesure ou dans toute autre situation physique. Le problème de la mesure, qui correspond, dans sa formulation la plus courante, à celui de la réduction de l'état physique actuel d'un système lors d'une mesure, devient ici « le problème de l'actualisation des potentialités »[6]. Ce dernier est plus général que le problème de la mesure parce qu'il concerne un processus physique qui se déroule dans n'importe quelle situation physique, et non uniquement dans la situation d'une mesure. Et comme le souligne Shimony :

---

1. Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", *op. cit.*, p. 184.
2. Shimony, A., « Les fondements conceptuels de la mécanique quantique », in : Davies, P. (éd.), *La nouvelle physique*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1993, p. 374.
3. Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", *op. cit.*, p. 184.
4. *Idem*.
5. Shimony, A., « Les fondements conceptuels de la mécanique quantique », *op. cit.*, p. 389.
6. Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", *op. cit.*, p. 197 ; Shimony, A., « Les fondements conceptuels de la mécanique quantique », *op. cit.*, p. 389.

> Il existe une littérature vaste et sophistiquée sur les tentatives de résolution du problème de l'actualisation des potentialités qui se limitent strictement au formalisme de la mécanique quantique, mais, à mon avis, aucune de ces tentatives ne marche[1].

Du point de vue du formalisme, le problème de l'actualisation des potentialités s'exprime de la même façon que le problème de la mesure. Reprenons l'exemple de la Sous-Section 3.3.1 du système $S$ auquel est associé, à l'instant $t$, le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle$. Suivant les interprétations en termes de potentialités, l'observable $A$ possède alors *de façon potentielle* la valeur $a_i$ – cette propriété potentielle pouvant s'actualiser avec une probabilité égale à $\left| c_i \right|^2$ – et ce, pour tout $i = 1,...,N$. Admettons qu'à un instant ultérieur, noté $t'$, la propriété potentielle relative à la valeur $a_k$ devienne actuelle, c'est-à-dire que l'observable $A$ acquière en acte la valeur $a_k$. Le problème consiste alors à décrire ce processus d'actualisation, c'est-à-dire à rendre compte, sur le plan formel, de la transition suivante :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \quad \xrightarrow{t \to t'} \quad \left| \psi^S(t') \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \tag{3.3}$$

qui n'est autre que la transition exprimée en (2.95) dans le cadre de la première formulation du problème de la mesure. Si l'on fait intervenir d'autres systèmes (éventuellement macroscopiques), avec lesquels $S$ pourrait entrer en interaction durant ce processus, apparaissent alors des problèmes équivalents à ceux explicités dans les diverses formulations du problème de la mesure de la Sous-Section 2.6.2.

Signalons qu'en réintroduisant l'hypothèse du saut quantique (ou « saut probabiliste ») dans sa version modifiée de l'interprétation Popper (en termes de « propensions »), Nicholas Maxwell prétend « résoudre » le problème de la mesure[2]. Néanmoins, les difficultés qui ont motivé la mise à l'écart de l'hypothèse du saut quantique dans le cadre de l'interprétation standard[3], et qui ont débouché sur le problème de la mesure, persistent dans le cadre des interprétations en termes de potentialités. Maxwell l'admet d'ailleurs implicitement lorsqu'il

---

1. Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", *op. cit.*, p. 197. *Cf.* aussi : Shimony, A., *Search for a Naturalistic World View, Vol. II*, New-York: Cambridge University Press, 1993, pp. 154-157.
2. *Cf.* par exemple : Maxwell, N., "Towards a Micro Realistic Version of Quantum Mechanics, Part I", *Foundations of Physics* **6** (1976), p. 287 ; Maxwell, N., "Are Probabilism and Special Relativity Incompatible?", *Philosophy of Science* **52** (1985), p. 37.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.2.

concède ne pas avoir élaboré de modèle précis spécifiant les conditions de la survenue des sauts quantiques[1], ou lorsqu'il reconnaît l'incompatibilité de cette hypothèse du saut quantique avec la théorie de la relativité restreinte[2]. Pourquoi alors réintroduire cette hypothèse ? La proposition de Maxwell semble nous reconduire à la case « départ ».

Nous disposons maintenant de suffisamment d'éléments pour apporter une réponse à la question posée plus haut sur le lien entre la complémentarité et le problème de la mesure[3]. La complémentarité *telle que l'entend Bohr* porte uniquement sur les résultats de mesures, ou autrement dit sur les systèmes tels qu'ils nous apparaissent dans l'expérience. Selon Bohr, le vecteur d'état renvoie uniquement à de tels résultats de mesure et n'a pas vocation à décrire le système étudié en lui-même entre deux mesures. C'est pourquoi, selon nous, la complémentarité au sens de Bohr ne soulève pas le problème de la mesure sous quelque forme que ce soit[4]. Par contre, la complémentarité *dans sa version ontologique*, suivant laquelle le vecteur d'état renvoie aux potentialités d'un système entre deux mesures, voit resurgir ce problème sous la forme du problème de l'actualisation des potentialités.

### *3.3.3 La question du support des potentialités dans l'interprétation de Popper*[5]

La plus populaire des interprétations en termes de potentialités est celle de Karl Popper. D'après cet auteur, pour comprendre la mécanique quantique, il s'agit de cerner le statut des probabilités : « l'interprétation du formalisme de la mécanique quantique est étroitement liée à l'interprétation du calcul des probabilités »[6].

---

1. Maxwell, N., "Towards a Micro Realistic Version of Quantum Mechanics, Part I", *op. cit.*, p. 289. Signalons toutefois qu'en 1994, Maxwell a proposé un tel modèle : un saut quantique surviendrait lorsque des particules sont créées à la suite d'une collision inélastique (Maxwell, N., "Particle Creation as Quantum Condition for Probabilistic Events to Occur", *Physical Letters A* **187** (1994), 351-355 ; communication personnelle). Mais ce modèle apparaît quelque peu spéculatif.
2. Maxwell, N., "Are Probabilism and Special Relativity Incompatible?", *op. cit.*, p. 38.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 3.2.2.
4. Au Chapitre 6, nous tenterons de clarifier ce point en montrant de façon précise pourquoi, dans le cadre d'une approche pragmatiste qui s'inscrit dans la ligne de Bohr, le problème de la mesure peut être considéré comme dissout.
5. Ce point a été développé in : Bächtold, M., "An Instrumentalist Criticism of Popper's Propensities", in: Jarvie, J., Milford, K. and Miller, D. (eds.), *Karl Popper: A Centenary Assessment*, (*à paraître*).
6. Popper, K., *La théorie quantique et le schisme en physique*, *op. cit.*, p. 65.

S'il existe une « crise de compréhension » en physique, celle-ci serait due, selon Popper, à « l'intrusion du subjectivisme dans la physique », laquelle s'exprime en particulier par « l'interprétation subjectiviste du calcul des probabilités » qu'il tient pour une « erreur »[1]. Selon lui, les « relations d'incertitudes », qui imposent aux prédictions concernant des observables incompatibles d'être, dans le cas général, de nature *probabiliste*, ne reflètent nullement une limitation de nos moyens de connaître le monde. C'est à tort, écrit Popper, que « les soi-disant relations d'incertitudes de Heisenberg furent, du moins longtemps, interprétées comme des limites à notre connaissance subjective (plutôt que comme [des] relations de dispersion statistique et objective […]) »[2].

Popper justifie la présence des probabilités dans la mécanique quantique de la manière suivante : « le genre de *problèmes* que la théorie [quantique] est supposée résoudre […] sont essentiellement des *problèmes statistiques* »[3], or, « *les questions statistiques exigent*, *essentiellement*, *des réponses statistiques*. La mécanique quantique doit ainsi être, essentiellement, une théorie statistique. »[4]. De la sorte, Popper renverse l'interprétation *subjectiviste* des probabilités en une interprétation *objectiviste*. Selon lui, les probabilités ne renvoient pas à l'*impossibilité* humaine d'une description strictement déterministe, mais bien plutôt à l'*exigence* d'une description statistique imposée par les problèmes qui se posent en physique.

Toutefois, Popper n'attache pas aux probabilités de la mécanique quantique uniquement un rôle instrumental. Le fait qu'il soit nécessaire en physique de recourir aux probabilités exprime, selon lui, une caractéristique du monde physique considéré en lui-même. Autrement dit, il convient d'assigner aux probabilités une dimension *ontologique*. Elles renvoient, d'après lui, à des potentialités, ou suivant son expression à des « propensions »[5]. Le monde, suivant ce qu'en dit la mécanique quantique, correspondrait donc à « un univers de propensions »[6].

---

1. *Ibid.*, p. 3.
2. *Ibid.*, p. 7.
3. *Ibid.*, p. 48. Par exemple, sur la base de l'interprétation statistique de Max Born de la fonction d'onde, le problème de la stabilité atomique auquel devait faire face la théorie quantique encore en phase d'élaboration se posait en des termes statistiques.
4. *Ibid.*, p. 50.
5. La notion de propension au sens de Popper a été discutée précédemment dans le cadre de l'interprétation des probabilités de la physique classique (*cf. supra*, Sous-Section 1.2.4).
6. Pour reprendre le titre de l'un des ses ouvrages (Popper, K., *Un univers de propensions*, *op. cit.*).

Quel est le support des propensions ? À quoi se rapportent-elles ? Sur ce point, Popper entretient une certaine ambiguïté. Dans certains passages, il soutient que les propensions correspondent aux propriétés d'une *situation physique globale*, qui inclut un certain système (par exemple, un électron), *mais aussi* l'environnement de ce système (par exemple, le dispositif expérimental mis en place pour effectuer une mesure sur le système). Il soutient en ce sens que « les propensions ne sont les propriétés ni des particules ni des photons ni des électrons ni des pièces de monnaie »[1] ; les propensions « ne sont pas des propriétés de la particule mais de la situation physique objective »[2]. Par l'emploi du terme « objectif », Popper entend ici *indépendant de nous et de nos moyens de connaissance*. Ce qui signifie que les propensions ne sont pas seulement des propriétés de situations physiques observables (*i.e.* qui font intervenir un appareil de mesure), mais de *toutes* les situations physiques, avec ou sans « interférence humaine »[3].

Dans d'autres passages, Popper tient des propos différents. Il parle des « propensions des *particules* à occuper un certain état sous certaines conditions »[4], ou affirme encore que « l'état réel d'un système physique, à n'importe quel moment, peut être conçu comme la somme totale de *ses* dispositions [ou] propensions »[5].

Sur la question du support des propensions, il semble donc que deux conceptions concurrentes soient défendues. Mais il existe peut-être une manière de les réconcilier, et ce faisant, d'éviter la contradiction. Nous pourrions soutenir que (*i*) les propensions doivent être *assignées* à un système isolé, et dans le même temps, que (*ii*) ces propensions sont *déterminées* par la situation physique globale dans laquelle se trouve le système en question.

Admettons que les propensions correspondent aux propriétés de systèmes isolés. La question se pose alors de savoir quels sont les types de systèmes qui peuvent jouer le rôle de support des propensions. Des *particules*, telles que des électrons ou des photons, comme le suggère Popper ? Au regard de la théorie quantique des champs cette réponse apparaît problématique. En effet, cette théorie prédit que dans la situation de *vide quantique* – sans particule –, la mesure de certaines grandeurs physiques peut donner une valeur non nulle. Tel

1. Popper, K., *La théorie quantique et le schisme en physique*, *op. cit.*, p. 79.
2. *Ibid.*, p. 71 (n. 67).
3. *Idem*.
4. *Ibid.*, p. 126.
5. *Ibid.*, p. 159 (c'est nous qui soulignons « ses »).

est le cas par exemple pour l'opérateur champ élevé au carré[1]. Cela signifie que l'absence de particule n'est pas synonyme de l'obtention de valeurs expérimentales nulles. Dans la situation du vide quantique, les propensions, qui sont censées être sous-jacentes à l'actualisation d'un résultat d'expérience, ne peuvent pas être imputées à une particule, tout simplement en raison de l'absence de particule.

Cette situation surprenante révèle-t-elle l'existence d'un « nouvel éther » qui serait le vide quantique[2] ? Ce dernier est-il le support des propensions ? Avant de tirer une telle conclusion, arrêtons-nous un instant sur une autre caractéristique singulière du vide quantique. Soit une situation de vide quantique dans l'espace-temps de Minkowski, c'est-à-dire dans un référentiel d'inertie. Suivant la théorie quantique des champs, un détecteur de particules qui se trouve dans ce référentiel d'inertie ne détectera aucune particule et cela avec une probabilité égale à 1. Par contre, un détecteur de particules uniformément accéléré – se situant dans l'« espace-temps de Rindler » – détectera avec certitude une ou plusieurs particules[3]. On appelle ces dernières « particules de Rindler », par opposition aux « particules de Minkowski ». Le passage d'une situation à l'autre peut se comprendre formellement comme suit : soient $N_I$ l'opérateur qui représente l'observable « nombre de particules » définie dans le référentiel d'inertie (noté $I$) et $N_R$ l'opérateur qui représente l'observable « nombre de particules » définie dans le référentiel accéléré de Rindler (noté $R$) ; le vecteur propre de $N_I$ qui est associé au vide quantique peut se réécrire comme une superposition de vecteurs propres de $N_R$ – chacun de ces vecteurs propres étant associé à un nombre non nul de particules.

Prenant appui sur l'interprétation de Bohr en terme de complémentarité, Rob Clifton et Hans Halvorson donnent une interprétation de ce phénomène qui nous paraît convaincante :

> Le choix qu'à un observateur de suivre une trajectoire dans un espace-temps d'inertie ou dans un espace-temps de Rindler peut être considéré comme analogue au choix de réaliser la mesure de la position d'une particule ou de sa quantité de mouvement. Chaque alternative requiert un type de couplage au système différent, et les deux mesures ne peuvent être effectuées sur le champ [quantique] simultanément et avec

1. *Cf.* par exemple : Teller, P., *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, *op. cit.*, pp. 108-109.
2. *Cf.* par exemple : Parrochia, D., « Le vide quantique est-il un nouvel éther ? », in : Gunzig, E. et Diner, S. (éd.), *Le vide, univers du tout et du rien*, Bruxelles : Complexe, 1997, pp. 94-104.
3. *Cf.* par exemple : Unruh, W. and Wald, R., "What Happens When an Accelerating Observer Detects a Rindler Particle", *Physical Review* D **29** (1984), 1047-1056.

> une précision infinie. De plus, le fait d'effectuer un type de mesure particulier implique que tout discours portant sur les valeurs de l'observable que l'observateur n'a pas choisi de mesurer perd sa signification[1].

Conformément à cette interprétation, il n'existe pas de vide quantique *dans l'absolu – exit* le « nouvel éther ». Le vecteur propre associé au vide quantique est toujours relatif à un certain référentiel. Ce qui revient à dire que l'expression « vide quantique » n'a de signification que vis-à-vis d'un contexte expérimental donné.

En raison du succès de la théorie quantique des champs sur le plan expérimental, de nombreux physiciens pensent que le substrat ultime du monde est composé de « champs quantiques ». Telle est l'hypothèse de Clifton et Halvorson. Le champ quantique constituerait alors, dans le cadre de l'interprétation réaliste de Popper, un bon candidat au titre de support des propensions. C'est du moins ce que suggèrent Clifton et Halvorson. Ces derniers conçoivent le « champ quantique comme une collection de "propensions objectives" corrélées qui manifestent les valeurs des opérateurs champ dans des régions plus ou moins localisées de l'espace-temps, et qui sont relatives à différents contextes de mesure »[2].

Soutenir une telle conception suppose que l'on interprète la théorie quantique des champs comme une théorie traitant effectivement de « champs ». Rappelons toutefois les objections émises par Paul Teller à l'encontre d'une telle interprétation, lesquelles ont été exposées à la Sous-Section 2.2.3. Premièrement, dans la dérivation standard de la théorie, il n'est pas question de « champs ». L'emploi de cette notion apparaît comme un accident de l'histoire de l'élaboration de la théorie quantique des champs. Deuxièmement, ce que l'on nomme l'« opérateur champ » dans la théorie quantique des champs, s'insère dans une structure mathématique non commutative et ne possède en général pas des valeurs bien déterminées en chaque point de l'espace-temps, contrairement à la définition d'un « champ » en physique classique.

Notons qu'une interprétation alternative, qui semble bien moins problématique, a été proposée par Teller. D'après lui, le formalisme des espaces de Fock « n'attribue pas des états aux objets dans le monde. Au lieu de cela, les états [*i.e.* les vecteurs d'état] caractérisent simplement les propensions pour *ce qui* sera manifesté avec une certaine probabilité sous

1. Clifton, R. and Halvorson, H., "Are Rindler Quanta Real? Inequivalent Particle Concepts in Quantum Field Theory", *The British Journal for Philosophy of Science* **52** (2001), 417-470.
2. *Ibid.*

diverses conditions d'activation »[1]. Les propensions sont rapportées aux résultats qui peuvent survenir dans le contexte d'une certaine expérience. Elles ne correspondent pas à des propriétés d'une réalité indépendante. Dans le cadre de cette interprétation, chercher quel est le substrat du monde auquel les propensions devraient être assignées n'a pas de sens. Le problème du support des propensions ne se pose plus.

### *3.3.4 Le potentiel et l'actuel*[2]

De notre point de vue, les interprétations en termes de « potentialités » doivent aussi faire face à une objection d'ordre conceptuel : *le contenu de notre connaissance concernant les potentialités est réductible au contenu de notre connaissance concernant ce qui est actuel pour nous dans une expérience*. En effet, nous n'avons pas accès aux potentialités elles-mêmes, c'est-à-dire nous ne pouvons les observer telles quelles dans une expérience. Si celles-ci se manifestent dans le contexte d'une expérience, c'est qu'elles se sont actualisées, elles ne sont alors plus des potentialités.

Considérons un certaine mesure en microphysique. Avant la survenue du résultat, nous n'avons pas accès à la réalité étudiée. Ce que la mécanique quantique nous permet de faire, ce sont des prédictions probabilistes à propos des résultats de mesure possibles. De ces prédictions probabilistes, les tenants des interprétations en termes de potentialités prétendent inférer une connaissance sur le monde tel qu'il est en lui-même : il existerait des potentialités. Cependant, aucune mise à l'épreuve expérimentale directe de cette inférence n'est possible. Celle-ci n'est testable que de façon indirecte, à travers les résultats qui surviennent en acte dans une expérience. Les potentialités sont définies implicitement en référence à ce qui est, ou peut devenir actuel. Dans l'exemple de la Sous-Section 3.3.1, les tenants des interprétations en termes de potentialités tirent de l'expression (3.1) que l'observable $A$ possède *de façon potentielle* la valeur $a_k$ sur le système $S$ à l'instant $t$. Sur le plan des conséquences testables par l'expérience, cela signifie qu'il est possible que l'observable $A$ possède *en acte* la valeur $a_k$ sur le système $S$ à un instant ultérieur $t'$. En ce sens, la description du monde en termes de

1. Teller, P., *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, *op. cit.*, p. 105 (c'est nous qui soulignons « ce qui »).
2. Ce point a également été développé in : Bächtold, M., "An Instrumentalist Criticism of Popper's Propensities", *op. cit.*.

potentialités n'est qu'une *reformulation* de la description de ce qui est, ou peut devenir actuel, pour nous dans le contexte d'une expérience.

Les potentialités correspondent à une réification du possible. Mais ce qui est possible est lui-même relatif à ce qui est actuel. Dans son ouvrage *Faits, fictions et prédictions*, Nelson Goodman exprime cette idée comme suit :

> Le discours, même lorsqu'il traite des entités possibles, n'a nul besoin de transgresser les frontières du monde réel. Ce que nous confondons souvent avec le monde réel n'est qu'une description particulière de celui-ci. Et ce que nous prenons pour des mondes possibles ne sont que des descriptions également vraies, énoncées en d'autres termes. Nous en venons à penser le monde réel comme l'un des mondes possibles. Nous devons renverser notre vision du monde, car tous les mondes possibles font partie du monde réel[1].

Dans ce passage, Goodman dénonce une *inversion* courante et fallacieuse que semblent faire les partisans des interprétations en termes de potentialités. D'après lui, nous devrions admettre que le monde actuel est premier et constitue la source de tout discours sur ce qui est possible. Au lieu de cela, les partisans des interprétations en termes de potentialités accordent aux possibilités une primauté ontologique et relèguent le monde actuel au rang de simple instanciation de ces possibilités. Cette inversion est également dénoncée de manière éclairante par Henri Bergson. Ce dernier met en cause :

> […] l'idée que le possible est *moins* que le réel, et que, pour cette raison, la possibilité des choses précède leur existence. Elles seraient ainsi représentables par avance ; elles pourraient être pensées avant d'être réalisées. Mais c'est l'inverse qui est la vérité. […] le possible n'est que le réel avec, en plus, un acte de l'esprit qui en rejette l'image dans le passé une fois qu'il s'est produit »[2].

Il est à signaler, toutefois, que Popper a mis en place une stratégie de défense à l'encontre d'une critique instrumentaliste de ce type. Cette stratégie revient à dévaloriser le statut de ce qui est tenu pour « actuel » dans le contexte d'une expérience. Pour ce faire, il use de l'un des principaux arguments avancés contre le positivisme logique. Il soutient que la distinction entre *termes d'observation* et *termes théoriques* n'est pas tranchée, et ce, en raison de la « charge théorique » que portent les termes d'observation[3]. D'après lui, cette dimension

1. Goodman, N., *Faits, fictions et prédictions*, tr. fr. de R. Houde, R. Larose et P. Jacob, Paris : Les éditions de Minuit, 1984, p. 74.
2. Bergson, H., « Le possible et le réel » in : *La pensée et le mouvant*, Paris : PUF, 1969, pp. 109-110.
3. Popper, K., *Conjectures et réfutations*, *op. cit.*, p. 181. Cette distinction est opérée notamment par Rudolf Carnap (*cf. infra*, Sous-Section 4.3.2). Nous reviendrons sur la critique de cette distinction au cours de la Section 4.3.

théorique inhérente à tout terme d'observation contredit son caractère d'être *directement* observable. Plus la charge théorique du terme est importante, plus le caractère indirect de son observabilité augmente. C'est pourquoi Popper écrit :

> […] toutes les observations sont plus ou moins indirectes, et […] la fécondité de la distinction entre les incidents directement observables et tous les éléments observables seulement de manière indirecte est contestable[1].

Cette conclusion concerne notamment les potentialités ou « propensions ». Il n'y a aucune raison, suivant ce que dit Popper, d'attribuer aux propensions un rôle de second plan par rapport à ce qui est soi-disant « actuel ». Au même titre que les « propensions », ce qui est « actuel » est à un certain degré théorique et à un certain degré observationnel. Plutôt que de donner foi uniquement à ce qui est actuel, Popper propose de « supposer, au moins à titre de conjecture, la réalité des dispositions »[2].

Cependant, les prédictions que font les physiciens dans la pratique se rapportent à ce qui peut devenir actuel et non à des propensions. La conjecture de l'existence des propensions n'intervient que dans le cadre d'une construction métaphysique. Elle n'est pas corrélative de l'acceptation de la mécanique quantique par les physiciens. Ce qui est « actuel » au terme d'une expérience fait l'objet, à un certain niveau, d'un consensus[3]. Par contre, l'idée selon laquelle le vecteur d'état renvoie à des propensions est une extrapolation d'ordre métaphysique qui n'est acceptée que par une partie des physiciens. Cette interprétation ne suscite pas le consensus. Par conséquent, vis-à-vis de l'activité de recherche en microphysique, les propensions ne jouent pas le même rôle que ce qui est actuel.

1. *Ibid.*, p. 180.
2. *Ibid.*, p. 181.
3. *Cf. infra*, Sous-Section 4.6.2.

## 3.4 La théorie GRW

### *3.4.1 L'équation de Schrödinger modifiée*

La *théorie GRW*[1], élaborée par Gian Carlo Ghirardi, Alberto Rimini et Tullio Weber[2], correspond à une tentative de dissolution du problème de la mesure basée sur la modification de l'équation d'évolution de la mécanique quantique. Les auteurs de cette théorie maintiennent les hypothèses $H_1$ et $H_2$ de l'interprétation standard. En revanche, ils modifient les caractéristiques du saut quantique postulées par Dirac et von Neumann (*i.e.* hypothèse $H_3$). Dans la théorie GRW, un saut quantique ne survient pas uniquement dans le cas d'une mesure, mais dans n'importe quelle situation physique, quelles que soient les conditions dans lesquelles se trouvent le système étudié[3] : pour chaque système, les sauts quantiques successifs surviennent de manière « spontanée » avec une fréquence $\lambda$ donnée. En outre, ces sauts concernent uniquement l'observable position : l'état physique actuel d'un système ne peut effectuer un saut quantique que dans l'état physique représenté par une fonction d'onde gausienne centrée autour d'une position donnée[4]. Les sauts quantiques correspondent à des processus de « localisation spontanée ».

On rend compte de ces sauts quantiques en incorporant un terme supplémentaire dans l'équation de Schrödinger. L'avantage de la nouvelle équation d'évolution, c'est qu'elle nous

1. Appelée aussi « théorie de la réduction » ou « théorie de la localisation spontanée ».
2. *Cf.* en particulier : Ghirardi, G., Rimini, A. and Weber, T., "Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Systems", *Physical Review D* **34** (1986), 470-491. Pour une présentation plus récente de cette théorie, *cf.* : Ghirardi, G., "Collapse Theories", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2002/entries/qm-collapse/, 2002 ; Bassi, A. et Ghirardi, G., "Dynamical Reduction Models", *Phys. Rept.* **379** (2003), 257 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* : *arXiv e-print*, quant-ph/0302164 (2003)).
3. Dans le cadre de son interpretation en termes de « capacités », Nancy Cartwright fait une hypothèse similaire (Cartwright, N., *How the Laws of Physics Lie*, Oxford: Oxford University Press, 1983, pp. 165-174).
4. Dans la théorie GRW, on représente l'état physique actuel d'un système soit par une fonction d'onde, soit par un opérateur densité, mais non par un vecteur d'état, en raison de l'absence d'une équation d'évolution appropriée pour le vecteur d'état. La « théorie de la localisation spontanée continue », développée par Ghirardi, Philip Pearle et Rimini, permet de palier à ce problème technique de la théorie GRW, en fournissant une équation d'évolution pour le vecteur d'état (Ghirardi, G., Pearle, P. and Rimini, A., "Markov Processes in Hilbert Space and Continuous Spontaneous Localization of Systems of Identical Particles", *Physical Review A* **42** (1990), 78-89). À ce sujet, *cf.* aussi : Bassi, A. et Ghirardi, G., "Dynamical Reduction Models", *op. cit.*, Section 8).

évite de recourir au postulat de projection (habituellement appliqué en mécanique quantique au terme d'une mesure). Ce faisant, le problème de la délimitation des domaines de validité respectifs de l'équation de Schrödinger et du postulat de projection ne se pose plus. En outre, la nouvelle équation d'évolution est *universelle*, au sens où elle s'applique dans toutes les situations physiques, que le système physique en jeu soit microscopique ou macroscopique. Elle fournit ainsi « une description unifiée des systèmes microscopiques et macroscopiques »[1].

Il existe diverses modifications possibles de l'équation d'évolution de la mécanique quantique qui permettent de décrire des sauts quantiques. Quelles sont les contraintes que les auteurs de la théorie GRW imposent à la nouvelle équation ? Nous pouvons en expliciter trois :

***a.*** La nouvelle équation doit coïncider approximativement avec l'équation de Schrödinger lorsqu'elle s'applique au cas de systèmes microscopiques isolés (ce faisant, elle rend compte du fait qu'en pratique, nous n'observons jamais les effets de la localisation spontanée d'un système microscopique isolé).

***b.*** Elle doit permettre de décrire tout système macroscopique (en particulier, un appareil de mesure) comme se trouvant toujours dans une position bien définie (conformément à ce que nous observons en pratique).

***c.*** Elle doit permettre de décrire la réduction du vecteur d'état associé à un système microscopique lorsque celui-ci fait l'objet d'une mesure (et ainsi dissoudre le problème de la mesure).

Donnons l'expression précise de la nouvelle équation d'évolution. Soit *S* un système microscopique auquel est associé, à l'instant *t*, un certain opérateur densité noté $\hat{\rho}^S(t)$. L'équation d'évolution de l'opérateur densité $\hat{\rho}^S(t)$, avancée par Ghirardi, Rimini et Weber, s'écrit[2] :

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho}^S(t) = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}, \hat{\rho}^S(t)\right] - \lambda(\hat{\rho}^S(t) - T[\hat{\rho}^S(t)]) \qquad (3.4)$$

1. Ghirardi, G., Rimini, A. and Weber, T., "Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Systems", *op. cit.*, p. 470 (abstract).
2. Bassi, A. et Ghirardi, G., "Dynamical Reduction Models", *op. cit.*, p. 43.

où $\hat{H}$ est l'Hamiltonien de *S*, $T[\hat{\rho}^S(t)]$ le terme qui décrit le processus de localisation spontanée, et $\lambda$ la fréquence de l'occurrence de ce processus – la formulation explicite de $T[\hat{\rho}^S(t)]$ étant :

$$T[\hat{\rho}^S(t)] = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx\, e^{-\frac{\alpha}{2}(X-x)^2} \rho\, e^{-\frac{\alpha}{2}(X-x)^2} \tag{3.5}$$

où *X* est l'opérateur qui représente l'observable position pouvant être mesurée sur *S* et $\alpha$ un nouveau paramètre. (Ici, comme dans la suite de cette section, on considère pour simplifier l'espace à une dimension spatiale). On remarque que la nouvelle équation d'évolution (3.4) diffère de l'équation de Schrödinger[1] par la présence du terme $-\lambda(\hat{\rho}^S(t) - T[\hat{\rho}^S(t)])$.

Il convient alors de choisir les paramètres $\lambda$ et $\alpha$ comme suit[2] :

$$\lambda \approx 10^{-16}\ \text{sec}^{-1} \tag{3.6}$$

$$1/\sqrt{\alpha} \approx 10^{-5}\ \text{cm} \tag{3.7}$$

Ce faisant, la théorie GRW peut satisfaire à la contrainte (*a*). Comme l'écrivent Ghirardi, Rimini et Weber :

> Le fait qu'un système microscopique n'est en pratique jamais localisé [en raison de la valeur de $\lambda$] implique que la mécanique quantique standard reste complètement valide pour ce type de systèmes.
>
> De plus, pour un système composé dont les coordonnées relatives sont confinées dans un domaine spatial beaucoup plus petit que la distance de localisation $1/\sqrt{\alpha}$, comme c'est le cas pour les atomes et les molécules, le processus $T[\,]$, lorsqu'il survient, est pour ainsi dire sans effet, ce qui renforce la conclusion précédente[3].

De l'équation d'évolution (3.4) valant pour un système microscopique, il est possible de dériver l'équation d'évolution pour un système macroscopique. Soit *M* un tel système macroscopique (il peut s'agir, par exemple, d'un appareil de mesure), composé de *N* systèmes microscopiques, et auquel est associé, à l'instant *t*, un certain opérateur densité noté $\hat{\rho}^M(t)$. L'équation d'évolution de l'opérateur densité $\hat{\rho}^M(t)$ s'écrit alors[4] :

---

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.2 (équation (2.21)).
2. Ghirardi, G., Rimini, A. and Weber, T., "Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Systems", *op. cit.*, p. 480.
3. *Idem*.
4. *Ibid.*, p. 477.

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho}^M(t) = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}, \hat{\rho}^M(t)\right] - \sum_{i=1}^{N} \lambda_i (\hat{\rho}^M(t) - T_i[\hat{\rho}^M(t)]) \qquad (3.8)$$

où $\hat{H}$ est l'Hamiltonien de $M$, $T_i[\hat{\rho}^M(t)]$ le terme qui rend compte du processus de localisation spontanée du $i^{\text{ème}}$ système microscopique, et $\lambda_i$ la fréquence de l'occurrence de ce processus.

Il découle de l'équation (3.8) que lorsqu'un processus de localisation prend place au niveau d'un système microscopique, celui-ci affecte le système macroscopique $M$ dans son entier. En raison du très grand nombre de systèmes microscopiques qui composent $M$, la fréquence de localisation spontanée de $M$ devient très élevée. En effet, si le nombre $N$ de systèmes microscopiques est de l'ordre du nombre d'Avogadro ($\approx 10^{23}$), alors la fréquence de localisation spontanée de $M$ vaut[1] :

$$\lambda_{\text{macro}} = N\lambda_{\text{micro}} \approx 10^7 \text{ sec}^{-1} \qquad (3.9)$$

Il s'en suit qu'un système macroscopique, qui se trouverait initialement dans un état physique actuel représenté par une superposition de fonctions d'onde correspondant à des positions séparées macroscopiquement (*i.e.* des positions pouvant être distinguées à l'œil nu), se localiserait très rapidement. La théorie GRW satisfait ainsi à la contrainte (*b*) : en pratique, nous n'observons jamais un système macroscopique comme se trouvant dans une superposition de différentes positions (à supposer qu'il y ait un sens à parler d'« une superposition de différentes positions »). Ghirardi, Rimini et Weber expliquent ce point dans le passage suivant :

> Il est intéressant d'illustrer les conséquences physiques de l'équation ci-dessus [équation (3.8)] concernant l'important problème conceptuel de l'occurrence possible de superpositions linéaires d'états correspondant à différentes localisations d'un objet macroscopique. Une telle situation se produit, par exemple, dans la théorie quantique de la mesure, lorsqu'il est question de différentes positions de l'aiguille indicatrice, des positions qui sont distinctes au niveau macroscopique. En référence à un tel cas, nous considérons la superposition linéaire $\psi = \psi_1 + \psi_2$ de deux états correspondants à deux positions différentes de l'aiguille indicatrice. Nous remarquons que dans ce cas, il y a un nombre macroscopique $N$ de particules qui sont localisées dans des positions distinctes au niveau macroscopique lorsque l'état est $\psi_1$ ou $\psi_2$ (pour être précis, dans notre modèle, cela signifie localisées à des distances supérieures à $1/\sqrt{\alpha}$). Si un processus de localisation spontanée survient pour l'une de ces particules, cette particule se trouve alors soit dans la région spatiale qu'elle occupe lorsque l'état est $\psi_1$ soit dans celle correspondant à $\psi_2$. En conséquence, la superposition linéaire est transformée en un mélange statistique d'états $\psi_1$ et $\psi_2$.

1. *Ibid.*, p. 480.

Étant donné que le nombre de particules se trouvant dans une position différente est *N*, la décorrélation de l'état $\psi_1$ et $\psi_2$ se produit avec une fréquence qui est amplifiée par un facteur *N* par rapport à la fréquence caractéristique [$\lambda_{micro}$] des localisations spontanées élémentaires[1].

### *3.4.2 Localisation spontanée lors d'une mesure*

De quelle façon la théorie GRW dissout-elle le problème de la mesure ? Ou autrement dit, comment la nouvelle équation d'évolution permet-elle de satisfaire à la contrainte (*c*) ? Considérons un système *S* auquel est associée, à l'instant $t_1$, immédiatement avant la réalisation d'une mesure, la fonction d'onde :

$$\psi^S(t_1) = \sum_i c_i \chi_i \tag{3.10}$$

où les $\{\chi_i\}$ sont les fonctions propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable *A*, associées aux valeurs propres $\{a_i\}$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes. Soit *M* l'appareil de mesure servant à mesurer l'observable *A* sur *S*. Réduisons ici la description de *M* à son aiguille indicatrice, laquelle est constituée de *N* systèmes microscopiques. Supposons qu'à l'instant $t_1$, *M* se trouve dans une position dite « prête », qui est bien définie au niveau macroscopique et qui correspond à une région spatiale notée $Q_P$, de sorte que son état physique actuel peut être représenté par la fonction d'onde :

$$\psi^M(t_1) = \phi^1_{Q_P} \otimes \phi^2_{Q_P} \ldots \otimes \phi^N_{Q_P} \tag{3.11}$$

où $\phi^1_{Q_P}$ est une fonction d'onde, associée au 1er système microscopique qui compose *M*, telle que la probabilité de trouver ce système microscopique dans la région spatiale $Q_P$ est quasiment égale à 1, de même pour $\phi^2_{Q_P}$,…, et $\phi^N_{Q_P}$. La fonction d'onde associée à $S+M$, à l'instant $t_1$, s'écrit alors :

$$\psi^{S+M}(t_1) = \sum_i c_i \chi_i \otimes \left(\phi^1_{Q_P} \otimes \phi^2_{Q_P} \ldots \otimes \phi^N_{Q_P}\right) \tag{3.12}$$

Le processus de la mesure se déroule en deux étapes. Lors de la première étape, l'évolution de la fonction d'onde associée à $S+M$ est décrite par une transformation unitaire :

$$\psi^{S+M}(t_1) = \sum_i c_i \chi_i \otimes \left(\phi^1_{Q_{\text{init}}} \otimes \phi^2_{Q_{\text{init}}} \ldots \otimes \phi^N_{Q_{\text{init}}}\right)$$

$$\xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad \psi^{S+M}(t_2) = \sum_i c_i \chi_i \otimes \phi^1_{Q_i} \otimes \phi^2_{Q_i} \ldots \otimes \phi^N_{Q_i} \tag{3.13}$$

1. *Idem*.

où $\phi^1_{Q_i}$ est une fonction d'onde, associée au 1er système microscopique qui compose *M*, telle que la probabilité de trouver ce système microscopique dans la région spatiale $Q_i$ est quasiment égale à 1, de même pour $\phi^2_{Q_i}$ ,…, et $\phi^N_{Q_i}$. (Cette étape est équivalente à la première étape de la description quantique de la mesure[1].)

Suivant l'équation d'évolution de la théorie GRW, le système $S+M$ ne subsiste dans l'état physique actuel représenté par $\psi^{S+M}(t_2)$ que tant qu'aucun processus de localisation spontanée (mettant en jeu l'un des *N* systèmes microscopiques qui composent *M*) ne survient. Étant donné que le nombre *N* est très élevé, le temps de vie de *S*+*M* dans un tel état physique est très court. Si *N* est de l'ordre de $10^{23}$, ce temps de vie sera de l'ordre de $10^{-7}$ sec. Dès qu'un processus de localisation spontanée survient au niveau d'un système microscopique, l'état physique actuel de $S+M$ est modifié. Admettons que le premier processus de localisation spontanée qui survient, à partir de l'instant $t_2$, concerne le $i$ème système microscopique et que celui-ci se localise dans la région spatiale $Q_k$. Il s'en suit que l'aiguille indicatrice *M* dans son entier se localise dans la région spatiale $Q_k$. La seconde étape du processus de la mesure s'écrit alors :

$$\psi^{S+M}(t_2) = \sum_i c_i \chi_i \otimes \phi^1_{Q_i} \otimes \phi^2_{Q_i} \ldots \otimes \phi^N_{Q_i}$$

$$\xrightarrow{t_2 \to t_3} \quad \psi^{S+M}(t_3) \approx \chi_k \otimes \phi^1_{Q_k} \otimes \phi^2_{Q_k} \ldots \otimes \phi^N_{Q_k} \qquad (3.14)$$

Le fait qu'au terme de la mesure, *M* se trouve dans la position correspondant à la région spatiale $Q_k$ (position qui est bien définie au niveau macroscopique), signifie que le système *S* se trouve en acte dans l'état physique représenté par la fonction propre $\chi_k$. La théorie GRW permet ainsi de satisfaire à la contrainte (*c*).

Il faut bien distinguer cette description de la mesure de celle de Dirac et von Neumann. Dans le cas présent, l'état physique actuel du système *S* n'effectue pas lui-même un saut quantique. C'est l'un des systèmes microscopiques de l'aiguille indicatrice *M* qui subit un processus de localisation spontanée, lequel induit la localisation de l'aiguille *M* dans son ensemble, et par suite, la réduction de l'état physique actuel du système *S* à un état physique actuel bien défini.

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.1.

Soulignons que les prédictions que permet de faire la théorie GRW à propos du résultat d'une mesure sont identiques à celles de la mécanique quantique. Le nature *probabiliste* de ces prédictions sont ici le reflet du caractère *intrinsèquement indéterministe* des processus de localisation spontanée qui prennent place lors d'une mesure. Les résultats possibles d'une mesure sont donc « possibles » au sens *ontologique*[1].

### *3.4.3 Une localisation survient-elle lors de toute mesure ?*

Évoquons une première objection à l'encontre de la théorie GRW ayant été avancée par David Albert. Cette théorie présuppose que tout dispositif de mesure se constitue d'une composante, telle que l'aiguille indicatrice, dont la *position* nous indique le résultat de mesure. Or, d'après Albert, il existe des mesures dont le principe ne repose pas sur un processus de localisation d'une partie de l'appareil de mesure[2]. Albert donne l'exemple d'une expérience où la production d'un résultat de mesure est basée sur l'interaction du système étudié avec des atomes fluorescents sur une plaque. L'état physique actuel dans lequel se trouve le système étudié détermine la région de la plaque que le système étudié percute. Les atomes de la région en question se retrouvent alors dans un état physique actuel « excité ». En se désexcitant spontanément, ces atomes émettent des photons que l'on peut percevoir à l'œil nu, ce qui permet d'inférer l'état physique actuel du système étudié. Présentons le modèle que nous propose Albert d'une telle expérience[3]. Considérons un système $S$ auquel est associée, à l'instant $t_1$, immédiatement avant la réalisation de la mesure, la fonction d'onde[4] :

$$\psi^S(t_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_- + \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_+ \qquad (3.15)$$

où $\chi_-$ et $\chi_+$ sont deux fonctions propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$, associées aux valeurs propres $a_-$ et $a_+$ respectivement. Soit $M$ la plaque, constituée d'atomes fluorescents, qui sert à mesurer l'observable $A$ sur $S$. Réduisons ici la description de $M$ à deux régions distantes $Y$ et $Z$ de la plaque, chacune étant composée de $N$ atomes fluorescents. Disons que les régions $Y$ et $Z$ sont composées des atomes indicés, respectivement, de 1 à $N$, et

1. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.2.
2. Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, *op. cit.*, pp. 100-104.
3. Nous modifions légèrement le modèle d'Albert par souci de cohérence avec la discussion précédente.
4. Rappelons que toute fonction d'onde a pour argument la variable **x**. Mais pour simplifier la notation, nous ne mentionnerons pas cette variable dans les expressions suivantes.

de $N+1$ à $2N$. Admettons qu'entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$, $S$ et $M$ interagissent de sorte que la fonction d'onde qui leur est associée à l'instant $t_2$ peut s'écrire :

$$\psi^{S+M}(t_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\chi_- \otimes \phi^1_{\text{non-ex}} \ldots \phi^N_{\text{non-ex}} \otimes \phi^{N+1}_{\text{ex}} \ldots \phi^{2N}_{\text{ex}}\right)$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\chi_+ \otimes \phi^1_{\text{ex}} \ldots \phi^N_{\text{ex}} \otimes \phi^{N+1}_{\text{non-ex}} \ldots \phi^{2N}_{\text{non-ex}}\right) \qquad (3.16)$$

où $\phi^1_{\text{non-ex}} \ldots \phi^N_{\text{non-ex}}$ représentent les atomes fluorescents de la région $Y$ comme se trouvant tous dans l'état physique actuel « non-excité », $\phi^{N+1}_{\text{ex}} \ldots \phi^{2N}_{\text{ex}}$ représentent les atomes fluorescents de la région $Z$ comme se trouvant tous dans l'état physique actuel « excité », etc.

Pour qu'une théorie puisse décrire adéquatement le processus de la mesure, celle-ci devrait décrire $S+M$ comme se trouvant, au terme de la mesure (à l'instant $t_3$), soit dans l'état physique actuel représenté par la fonction d'onde :

$$\psi^{S+M}(t_3) = \chi_- \otimes \phi^1_{\text{non-ex}} \ldots \phi^N_{\text{non-ex}} \otimes \phi^{N+1}_{\text{ex}} \ldots \phi^{2N}_{\text{ex}} \qquad (3.17)$$

soit dans l'état physique actuel représenté par la fonction d'onde :

$$\psi^{S+M}(t_3) = \chi_+ \otimes \phi^1_{\text{ex}} \ldots \phi^N_{\text{ex}} \otimes \phi^{N+1}_{\text{non-ex}} \ldots \phi^{2N}_{\text{non-ex}} \qquad (3.18)$$

Or, si l'on veut décrire le passage de (3.16) à (3.17) ou (3.18) *via* l'hypothèse de la survenue d'un saut quantique qui survient au niveau des systèmes microscopiques composant l'appareil de mesure, il faut supposer, dans le cas présent, que ce saut quantique concerne l'observable *énergie* et non l'observable *position*. Il faut supposer qu'entre l'instant $t_2$ et l'instant $t_3$, le premier saut quantique qui survient corresponde au saut d'un atome fluorescent, de l'une des deux régions $Y$ et $Z$, soit dans l'état physique actuel « non-excité », soit dans l'état physique actuel « excité »[1]. L'hypothèse de la localisation spontanée, selon Albert, n'est d'aucun secours pour rendre compte d'une telle mesure.

On trouve une réponse à cette objection dans un article de F. Aicardi, A. Borsellino, Ghirardi et R. Grassi[2]. En substance, ces auteurs reprochent à Albert de ne pas donner une

1. À l'instant $t_2$, l'état physique actuel individuel des atomes en $Y$ et $Z$ n'est pas défini par le formalisme – ils ne sont ni « excités », ni « non-excités ». Seul l'état physique actuel du système composé de tous les atomes en $Y$ et $Z$ est défini dans le formalisme – en l'occurrence par (3.16).
2. Aicardi, F., Borsellino, A., Ghirardi, G. and Grassi, R., "Dynamical Models for State-Vector Reduction: Do they Ensure that Measurements have Outcomes?", *Foundations of Physics Letters* **4** (1991), 109-128.

définition précise de ce qu'est une « mesure », contrairement à la théorie GRW qui permet, selon eux, de fournir le critère suivant :

> Le corps [qui constitue l'appareil de mesure] est détecté et la mesure est enregistrée à partir du moment où il implique (ou, *via* son interaction avec d'autres systèmes, il induit) l'occurrence d'une superposition d'états contenant un nombre macroscopique de particules qui se situent dans des positions de l'espace séparées par une distance de l'ordre de $10^{-5}$ cm ou plus[1].

À première vue, cet argument constitue une pétition de principe. Mais ce point mérite une discussion plus serrée que nous laisserons ici en suspens.

### *3.4.4 Le problème de la queue de la fonction d'onde*

Une seconde objection qui a été avancée[2] consiste à remarquer que dans la théorie GRW, le processus de localisation ne correspond pas à un processus de localisation *exacte*, ce qui implique que cette théorie ne permet pas d'éliminer le problème de la mesure. En effet, suivant l'expression de $T[\hat{\rho}^S(t)]$ donnée en (3.5), un système microscopique qui subit un processus de localisation se retrouve dans un état physique actuel qui est représenté par une fonction d'onde de type gausienne centrée autour d'une position $x_i$ donnée, telle que :

$$\psi(x) \propto e^{-\frac{\alpha}{2}(x-x_i)^2} \tag{3.19}$$

Pour une telle fonction d'onde, la probabilité de trouver le système microscopique dans une position voisine de $x_i$ est très grande. Mais la probabilité de le trouver dans une position arbitrairement éloignée de $x_i$ reste non-nulle – on parle de la « queue » de la fonction d'onde. Dans la description du processus de la mesure avancée à la Sous-Section 3.4.2, l'expression exacte de la fonction d'onde associée à $S+M$ à l'instant $t_3$ est donc plutôt du genre :

$$\psi^{S+M}(t_3) = d_k \chi_k \otimes \phi^1_{Q_k} \otimes \phi^2_{Q_k} \ldots \otimes \phi^N_{Q_k} + \sum_{i \neq k} d_i \chi_i \otimes \phi^1_{Q_i} \otimes \phi^2_{Q_i} \ldots \otimes \phi^N_{Q_i} \tag{3.20}$$

où les coefficients $d_k$ et $\{d_i\}$ sont des nombres complexes tels que $|d_k|^2 >> |d_i|^2$ pour tous $i \neq k$. Par conséquent, la théorie GRW ne rend pas compte de la réduction de l'état physique actuel du système *S* à un état physique actuel représenté par *l'une* des fonctions propres $\{\chi_i\}$

1. *Ibid.*, pp. 115-116.
2. *Cf.* par exemple : Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, *op. cit.*, pp. 98-99.

(*i.e.* l'une des fonctions propres de l'opérateur qui représente l'observable mesurée). Ce problème est appelé « problème de la queue » (*"tail problem"*).

Une tentative de résolution de ce problème a été proposée par les tenants de la théorie GRW. Toutefois, celle-ci fait appel à la notion d'« accessibilité à l'objet »[1] qui possède une teneur anthropologique et apparaît, de ce fait, difficilement conciliable avec les hypothèses réalistes qui sous-tendent la théorie GRW. Ce point exige lui-aussi un examen plus approfondi que nous ne pouvons mener dans le cadre de cette thèse.

Signalons que le problème de la queue, selon certains, en génère un second, « l'anomalie du comptage », que nous ne ferons ici que mentionner[2].

### *3.4.5 Incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte*

Le problème majeur auquel se heurte la théorie GRW est celui de son incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte. L'hypothèse de la localisation spontanée soulève exactement les mêmes difficultés que l'hypothèse du saut quantique de l'interprétation standard lorsque celle-ci est confrontée à des considérations relativistes[3]. Ces difficultés ont été présentées à la Sous-Section 2.3.2.

Cette incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte s'exprime notamment dans la théorie GRW, par l'incapacité de ses auteurs à trouver une équation d'évolution qui soit invariante sous les transformations de Lorentz[4].

1. Bassi, A. et Ghirardi, G., "Dynamical Reduction Models", *op. cit.*, p. 105.
2. Pour une présentation et une tentative de résolution de cette anomalie, *cf.* : *ibid.*, pp. 99-108.
3. Comme le montrent Bassi et Ghirardi, la théorie de la réduction spontanée continue (mentionnée dans une note précédente) ne satisfait pas à l'« indépendance à l'égard des paramètres », ce qui constitue une forme de non-localité (*ibid.*, pp. 143-146). *Cf.* à ce sujet : *infra*, Sous-Section 4.7.5.
4. *Cf.* : *ibid.*, Section 13. Les versions relativistes de la théorie de la réduction ayant été élaborées jusque-là ont des conséquences qui ne sont guère acceptables : elles impliquent un accroissement infini d'énergie (*ibid.*, p. 131).

## 3.5 La théorie EEQT

### *3.5.1 Une théorie en termes d'événements*

Philippe Blanchard et Arkadiusz Jadczyk ont développé une théorie qui, sur le plan formel, est très voisine de la théorie GRW : l'« extension de la théorie quantique en termes d'événements » (*"Event Enhanced Quantum Theory"*), notée de manière abrégée « EEQT »[1]. La démarche de ces deux auteurs s'inscrit dans le prolongement des travaux de plusieurs physiciens, dont Henry Stapp, Geoffrey Chew ou Rudolf Haag, qui ont souligné l'importance de la notion d'événement pour une description adéquate du monde[2]. Ainsi, Blanchard et Jadczyk partent du constat que dans notre monde se produisent des « événements ». Selon eux, un *événement* possède les caractéristiques d'être à la fois « classique, discret et irréversible »[3]. Jadczyk donne les précisions suivantes :

> [Un événement] doit être *classique*, parce qu'il doit obéir à la logique « oui-non » classique ; il ne doit jamais être dans une « superposition » de l'état *est survenu* et de l'état *n'est pas survenu*. Autrement, il ne serait pas un événement.
>
> Il doit être *discret*. Il doit survenir entièrement. Un événement qui est « approximativement » survenu n'est pas un événement.

1. Jadczyk, A., "On Quantum Jumps, Events, and Spontaneous Localization Models", *Foundations of Physics* **25** (1995), 743-762 ; Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Events and Piecewise Deterministic Dynamics in Event-Enhanced Quantum Theory", *Physics Letters A* **203** (1995), 260-266 ; Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Relativistic quantum event", *Foundations of Physics* **26** (1996), 1669-1681 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* : *arXiv e-print*, quant-ph/9610028 (1996)) ; Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Time and Events", *International Journal of Theoretical Physics* **37** (1998), 227-233 ; Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Quantum Mechanics with Event Dynamics", *arXiv e-print*, quant-ph/9506014 (2000) ; Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "How Events come into Being: EEQT, Particle Tracks, Quantum Chaos and Tunnelling Time", *Journal of Modern Optics* **47** (2000), 2247-2263.
2. Stapp, H., "Bell's Theorem and World Process", *Il Nuovo Cimento* **29** (1975), 270-276 ; Stapp, H., "Theory of Reality", *Foundations of Physics* **7** (1977), 313-323 ; Chew, G., "Gentle Quantum Events as the Source of Explicate Order", *Zygon* **20** (1985), 159-164 ; Haag, R., "Fundamental Irreversibility and the Concept of Events", *Communications in Mathematical Physics* **132** (1990), 245-251. Les théories de Stapp, Chew ou Haag ne correspondent qu'à des esquisses. C'est pourquoi nous ne leur consacrerons pas une discussion à part entière.
3. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "How Events come into Being: EEQT, Particle Tracks, Quantum Chaos and Tunnelling Time", *op. cit.*, p. 2248.

> Il doit être *irréversible*, parce qu'un événement inverse ne peut survenir (*"it cannot be 'undone'"*). Cette caractéristique distingue les événements réels de ceux qui sont « virtuels ». Une fois que quelque chose est survenu – il est survenu à un certain instant du temps. Il doit avoir laissé une trace. Même si la trace peut être effacée, l'acte même de l'effacement va changer le futur – mais pas le passé. Nous pensons que les événements, et seulement les événements, poussent la flèche du temps vers l'avant[1].

Or, il n'est pas possible de rendre compte de tels événements au moyen du formalisme de la « mécanique quantique pure », à savoir la mécanique quantique sans le postulat de projection. Pour cette raison, Blanchard et Jadczyk estiment que la mécanique quantique ne constitue pas une théorie pleinement satisfaisante. Ils résument leur « thèse principale » et la justifient ainsi :

> Tout n'est pas quantique. En effet, un monde purement quantique serait mort. Il n'y aurait pas d'événement, rien ne se produirait. Il n'existe pas d'équation d'évolution dans la théorie quantique pure pour expliquer comment les potentialités deviennent des actualités. Et nous savons que le monde n'est pas mort. Nous savons que des événements surviennent, et ce, dans un temps fini. Ce qui signifie que la théorie quantique pure est inadéquate[2].

De tels événements sont supposés survenir lors de processus physiques qui mettent en jeu un « système classique » (par exemple, un appareil de mesure)[3], mais aussi un « système quantique »[4]. Seule l'interaction de ces deux types de système peut produire, selon eux, un « événement ». Un « événement » est alors défini « comme [un] changement de l'état pur [du système] classique »[5]. Ils supposent, en outre, qu'un tel événement est « accompagné par un saut quantique approprié de la fonction d'onde »[6] qui représente l'état physique actuel du système quantique. C'est donc en raison de son interaction avec un système classique (l'appareil de mesure) qu'un système quantique se trouve toujours, au terme d'une mesure, dans un état physique actuel qui est bien défini relativement à l'observable mesurée.

---

1. Jadczyk, A., "On Quantum Jumps, Events, and Spontaneous Localization Models", *Foundations of Physics* **25** (1995), *op. cit.*, pp. 744-745.
2. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Time and Events", *op. cit.*, p. 227.
3. Sur la définition d'un système classique dans la théorie EEQT (ou plutôt, sur l'absence d'une telle définition), *cf.* : *infra*, Sous-Section 3.5.2.
4. *Ibid.*, p. 229.
5. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "How Events come into Being: EEQT, Particle Tracks, Quantum Chaos and Tunnelling Time", *op. cit.*, p. 2248. *Cf.* aussi : Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Relativistic quantum event", *op. cit.*, p. 2.
6. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Time and Events", *op. cit.*, p. 229.

Il est donc nécessaire, d'après Blanchard et Jadczyk, de modifier le formalisme quantique pour que celui-ci permette de décrire l'évolution de l'état physique actuel des systèmes quantiques, mais aussi celui des systèmes classiques tels que les appareils de mesure. C'est dans cette optique qu'ils ont développé le formalisme de la théorie EEQT. Suivant cette théorie, un événement est décrit par la transition de $\alpha$ à $\beta$, où $\alpha$ et $\beta$ représentent deux états physiques actuels « macroscopiques et non-superposables »[1] d'un système classique. L'expression de l'équation d'évolution de l'opérateur densité $\hat{\rho}_{\alpha}^{S+M}(t)$ associé au système $S+M$ est[2] :

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho}_{\alpha}^{S+M}(t) = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}_{\alpha}, \hat{\rho}_{\alpha}^{S+M}(t)\right] + \sum_{\alpha} g_{\alpha\beta}\hat{\rho}_{\alpha}^{S+M}(t)g_{\alpha\beta}^{*} - \frac{1}{2}\left\{\Lambda_{\alpha}, \hat{\rho}_{\alpha}^{S+M}(t)\right\} \qquad (3.21)$$

où $\{.,.\}$ correspond à l'opération d'anti-commutation, $\hat{H}_{\alpha}$ est l'Hamiltonien de $S+M$, $g_{\alpha\beta}$ un opérateur linéaire qui envoie $\hat{\rho}_{\alpha}^{S+M}(t)$ de l'espace de Hilbert $H_{\alpha}^{S}$ à l'espace de Hilbert $H_{\beta}^{S}$, et $\Lambda_{\alpha}$ est un opérateur défini par[3] :

$$\Lambda_{\alpha} = \sum_{\beta} g_{\beta\alpha}^{*} g_{\beta\alpha} \qquad (3.22)$$

De cette équation d'évolution pour le système composé, Blanchard et Jadczyk tirent un algorithme qui permet de décrire l'évolution de l'état physique actuel du système quantique *S* de manière individuelle. Cet algorithme est « déterministe par morceaux », il consiste à itérer les deux phases suivantes[4] :

**1.** Entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$, l'évolution du vecteur d'état $\left|\psi^{S}(t)\right\rangle$ qui représente l'état physique actuel de *S* est décrite par l'équation de Schrödinger modifiée :

$$\frac{d}{dt}\left|\psi^{S}(t)\right\rangle = \left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_{\alpha}(t) - \frac{1}{2}\Lambda_{\alpha}\right)\left|\psi^{S}(t)\right\rangle \qquad (3.23)$$

**2.** Puis, entre l'instant $t_2$ et l'instant $t_3$, survient un événement qui correspond à la transition de $\alpha$ à $\beta$ de l'état physique actuel de *M*. Celui-ci s'accompagne du saut quantique de l'état physique actuel de *S* décrit par :

---

1. *Cf.* par exemple : Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "How Events come into Being: EEQT, Particle Tracks, Quantum Chaos and Tunnelling Time", *op. cit.*, p. 2249.
2. *Cf.* par exemple : *ibid.*, p. 2250.
3. *Idem*.
4. *Ibid.*, p. 2251.

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle \quad \xrightarrow{t_2 \to t_3} \quad \left| \psi^S(t_3) \right\rangle = \frac{g_{\alpha\beta} \left| \psi^S(t_2) \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \psi^S(t_2) \right| g^*_{\alpha\beta} g_{\alpha\beta} \left| \psi^S(t_2) \right\rangle}} \qquad (3.24)$$

En général, les algorithmes sont utilisés à des fins pratiques et ne possèdent, de ce fait, qu'une fonction instrumentale. Mais il n'en va pas ainsi de l'algorithme de la théorie EEQT. Blanchard et Jadczyk écrivent en effet : « nous croyons que les lois fondamentales de la Nature, c'est-à-dire les lois que la Nature elle-même utilise pour produire les événements du monde "extérieur", sont basées sur des algorithmes plutôt que sur des équations différentielles »[1].

Les hypothèses $H_1$ et $H_2$ de l'interprétation standard ne sont pas remises en cause. Qu'en est-il de l'hypothèse $H_3$ ? À l'instar des sauts quantiques de l'interprétation standard, les sauts quantiques de la théorie EEQT ne se limitent pas à des processus de localisation (*i.e.* qui sont relatifs uniquement à l'observable position), ils concernent toutes les observables possibles. La théorie EEQT présente donc l'avantage, par rapport à la théorie GRW, d'échapper à l'objection de David Albert évoquée à la Sous-Section 3.4.3. La seule différence entre les tenants de la théorie EEQT et ceux de l'interprétation standard, à propos de l'hypothèse du saut quantique, est que, selon les premiers, un saut quantique est induit par un « système classique » (il peut s'agir, *entre autres*, d'un appareil de mesure), alors que, selon les seconds, il l'est uniquement par un appareil de mesure.

Soulignons que la similarité formelle entre les théories EEQT et GRW n'est pas qu'apparente. Lorsqu'il s'agit de modéliser une situation où les sauts quantiques sont relatifs à l'observable position, ces deux théories sont strictement équivalentes[2]. Au niveau formel, la théorie GRW est donc incluse dans la théorie EEQT comme un cas particulier portant sur l'observable position.

À cet égard, le problème de la queue de la fonction d'onde, que soulève la théorie GRW[3], se généralise dans la théorie EEQT. Il ne se pose pas uniquement pour les sauts quantiques relatifs à l'observable position, mais pour les sauts quantiques relatifs à n'importe quelle observable. En effet, lorsque le saut quantique est relatif à une observable $A$ donnée,

1. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Relativistic quantum event", *op. cit.*, p. 5.
2. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "How Events come into Being: EEQT, Particle Tracks, Quantum Chaos and Tunnelling Time", *op. cit.*, p. 2252.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 3.4.4.

l'opérateur $g_{\alpha\beta}$, qui permet de décrire ce saut quantique, ne transforme pas le vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$ en un vecteur propre de l'opérateur de l'observable $A$[1].

### *3.5.2 La distinction entre système quantique et système classique*

Comment Blanchard et Jadczyk justifient-ils la distinction entre *système quantique* et *système classique* ? Sur ce point, on peut lire :

> Notre théorie [EEQT] se base sur un découpage phénoménologique explicite entre un système quantique, qui n'est pas directement observable, et un système classique au niveau duquel surviennent des événements qui peuvent être observés et qui peuvent être décrits et expliqués. En d'autres termes, notre point de départ est une formulation mathématique explicite de la coupure d'Heisenberg[2].

C'est au niveau « phénoménologique » que la distinction quantique/classique s'imposerait donc à nous. Elle serait le résultat d'un constat : de fait, certains systèmes sont « quantiques », d'autres sont « classiques ».

Admettons que les systèmes « quantiques » soient définis comme étant les systèmes que décrit la mécanique quantique. Mais comment convient-il de définir les systèmes « classiques » ? Un appareil de mesure, que Blanchard et Jadczyk tiennent pour un système classique, ne peut-il pas être conçu comme constitué de systèmes quantiques, et donc être défini au moyen de la mécanique quantique ? Sans autre justification, Blanchard et Jadczyk rejettent cette hypothèse : « nous croyons, comme c'est le cas avec le concept de mesure, que "environnement" ne peut être défini dans le cadre de la théorie quantique standard »[3] (par « environnement », il faut comprendre ici *l'environnement* d'un système quantique, lequel inclut éventuellement un appareil de mesure). Blanchard et Jadczyk choisissent de « laiss[er] la question "qu'est-ce qui est vraiment et intrinsèquement classique ?" ouverte ou "exigeant une investigation" »[4].

---

1. Dans le cas particulier d'un saut quantique relatif à l'observable position, cet opérateur possède la forme d'une fonction gaussienne centrée autour d'une certaine position, ce qui rend la description identique à celle de la théorie GRW (Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "How Events come into Being: EEQT, Particle Tracks, Quantum Chaos and Tunnelling Time", *op. cit.*, p. 2252).
2. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Quantum Mechanics with Event Dynamics", *op. cit.*, p. 3.
3. Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Relativistic quantum event", *op. cit.*, p. 1.
4. *Ibid.*, pp. 8-9.

Cependant, en l'absence d'une définition de ce qu'est un système « classique », la théorie EEQT apparaît tout aussi mal définie que l'interprétation standard, laquelle souffre de l'absence d'une délimitation précise du domaine d'application respectif de l'équation de Schrödinger et du postulat de projection. De ce point de vue, on peut se demander quel est l'intérêt de la théorie EEQT par rapport à l'interprétation standard. Cela explique peut-être le fait que cette théorie n'est guère discutée par les spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique.

### *3.5.3 Incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte*

Blanchard et Jadczyk sont parvenus à élaborer une version relativiste de l'algorithme de la théorie EEQT[1]. Cependant, le succès de ce développement théorique est partiel : ils n'ont pas modifié l'équation d'évolution (3.21), qui est associée au système total, pour la rendre Lorentz-invariante[2]. En outre, la version relativiste de l'algorithme de la théorie EEQT implique l'existence de processus « non-locaux », comme le reconnaissent Blanchard et Jadczyk eux-mêmes[3]. Cela signifie qu'en réalité, la version dite « relativiste » de la théorie EEQT est en conflit avec la théorie de la relativité restreinte.

## 3.6 La mécanique bohmienne

### *3.6.1 Une position bien définie à chaque instant*

David Bohm est l'auteur d'une théorie, appelée « mécanique bohmienne », qui vise à restaurer une caractéristique de la physique classique qui a été perdue avec la mécanique quantique : *le déterminisme total*[4]. La mécanique bohmienne est parfois présentée comme une

1. *Ibid.*, pp. 14-19.
2. *Ibid.*, p. 19.
3. *Ibid.*, pp. 6 et 20.
4. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part I and Part II", *Physical Review* **85** (1952), Part I: 166-179; Part II: 180-193. *Cf.* aussi : Bohm, D., *Causality and Chance in Modern Physics*, *op. cit.*, Chap. 4 ; Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.* ; Bell, J., "On the Impossible Pilot Wave", *Foundations of Physics* **12** (1982), 989-999 ; Goldstein, S., "Bohmian Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/win2001/entries/qm-bohm/, 2001. Pour la définition du « déterminisme total », *cf.* : *supra*, Sous-Section 2.2.2.

*interprétation* de la mécanique quantique, à savoir une « interprétation ontologique »[1] qui cherche à « étendre » l'« ontologie classique ordinaire » au « domaine quantique »[2]. Néanmoins, il est plus juste de parler d'une *théorie* alternative à la mécanique quantique, et plus précisément, d'une théorie permettant de restaurer le déterminisme total en *complétant* la mécanique quantique au moyen de « variables cachées »[3] (ces variables sont « cachées » vis-à-vis de la mécanique quantique[4] et vis-à-vis de ce qui peut être observé aujourd'hui dans l'expérience) et d'une équation d'évolution supplémentaire. Comme l'écrit Bohm :

> [Cette théorie] permet de concevoir chaque système individuel comme se trouvant dans un état qui peut être défini précisément, et dont les changements dans le temps sont déterminés par des lois définies, analogues (mais non identiques) aux équations classiques du mouvement[5].

Les *systèmes* que décrit la mécanique bohmienne sont identifiées à des « particules » (par exemple, des « électrons ») dont la position est bien définie à chaque instant. La position est la « variable cachée » postulée par la nouvelle théorie. En outre, chaque particule est « guidée » par un « champ quantique », lequel est représenté par la fonction d'onde de la mécanique quantique[6]. L'idée d'un *guidage* a été avancée pour la première fois par Louis de Broglie en 1927[7]. D'après lui, il faut concevoir « le mouvement d'un électron comme guidé par la propagation d'une certaine onde. »[8]. L'hypothèse $H_1$ se voit donc modifiée : ce n'est pas uniquement la fonction d'onde associée à une particule qui représente son état physique actuel, mais cette fonction d'onde *et* la position de la particule.

---

1. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. xi.
2. *Ibid.*, p. 29.
3. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part I", *op. cit.*, p. 168.
4. Elles ne sont définies que pour un « niveau inférieur » à celui des phénomènes décrits pas la mécanique quantique (Bohm, D., *Causality and Chance in Modern Physics*, *op. cit.*, p. 104), un niveau « sub-quantique » (*ibid.*, p. 106).
5. *Ibid.*, p. 166.
6. La mécanique bohmienne se base sur le formalisme des fonctions d'onde, plutôt que sur celui des vecteurs d'état.
7. De Broglie, L., « La nouvelle dynamique des quanta », in : *Électrons et photons, rapports et discussions du Cinquième Conseil de Physique tenu à Bruxelles (1927) sous les auspices de l'Institut International de Physique Solvay*, Paris : Gauthier-Villars, 1928, pp. 105-132. La théorie de l'« onde pilote » élaborée par de Broglie constitue une première version de la mécanique bohmienne.
8. *Ibid.*, p. 123.

Dans la nouvelle théorie, l'évolution de la fonction d'onde associée à une particule est déterminée par l'équation de Schrödinger. Quant à l'évolution de la position de la particule, elle est déterminée par une seconde équation d'évolution étrangère à la mécanique quantique. Soient $P$ une certaine particule, $\mathbf{x}(t)$ sa position et $\psi^P(\mathbf{x},t)$ la fonction d'onde qui lui est associée. Lorsque l'Hamiltonien $H(t)$ de la particule est décomposé en deux composantes qui sont relatives respectivement à « l'énergie cinétique » et à l'« énergie potentielle », l'équation de Schrödinger s'écrit ainsi :

$$i\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\psi^P(\mathbf{x},t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi^P(\mathbf{x},t) + V(t)\psi^P(\mathbf{x},t) \tag{3.25}$$

où $m$ est la « masse » de $P$ et $V(t)$ un « potentiel classique » (par exemple, un potentiel électromagnétique) qui exerce une force sur $P$. En posant :

$$\psi^P(\mathbf{x},t) \equiv R(\mathbf{x},t)\exp\left(i\,S(\mathbf{x},t)/\hbar\right) \tag{3.26}$$

Bohm dérive de l'équation de Schrödinger (3.25) les deux équations suivantes[1] :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}S(\mathbf{x},t) + \frac{\left(\nabla S(\mathbf{x},t)\right)^2}{2m} + V(t) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\nabla^2 R(\mathbf{x},t)}{R(\mathbf{x},t)} = 0 \tag{3.27}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}R(\mathbf{x},t)^2 + \nabla\cdot\left(R(\mathbf{x},t)^2\,\frac{\nabla S(\mathbf{x},t)}{m}\right) = 0 \tag{3.28}$$

Or, comme le remarque Bohm, dans la limite où $\hbar \to 0$, l'équation (3.27) prend la forme de l'équation d'Hamilton-Jacobi, c'est-à-dire l'équation d'évolution de la mécanique classique telle qu'elle peut s'exprimer en mécanique analytique[2]. L'idée consiste alors à supposer que le dernier terme dans la partie gauche de l'équation (3.27) correspond, tout comme $V(t)$, à un *potentiel*, lequel n'est significatif que dans le domaine où $\hbar$ n'est pas négligeable. Bohm postule ainsi l'existence du « potentiel quantique », noté $Q(\mathbf{x},t)$, défini par[3] :

$$Q(\mathbf{x},t) \equiv -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\nabla^2 R(\mathbf{x},t)}{R(\mathbf{x},t)} \tag{3.29}$$

---

1. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part I", *op. cit.*, pp. 169-170 ; Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 28. Les nouvelles équations (3.27) et (3.28) s'obtiennent en prenant, respectivement, la partie réelle et la partie imaginaire de l'équation de Schrödinger dans laquelle l'Ansatz a été introduit.
2. *Cf.* par exemple : Choquard, P., *Mécanique analytique, Vol. 1*, *op. cit.*, pp. 188-198.
3. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part I", *op. cit.*, p. 170 ; Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 29.

Afin de prolonger l'analogie avec la mécanique classique, il postule de plus une équation similaire à la deuxième loi de Newton[1] :

$$m\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2}\mathbf{x}(t) = -\nabla V(t) - \nabla Q(\mathbf{x},t) \tag{3.30}$$

Telle est la seconde équation d'évolution, celle qui permet de déterminer l'évolution de la position **x** de la particule. Cette équation est parfois appelée « équation de guidage »[2].

### *3.6.2 Processus de la mesure et contextualité*

Voyons comment il convient de décrire le processus de la mesure suivant la mécanique bohmienne[3]. Soit $P$ une particule à laquelle sont associées, à l'instant $t_1$, immédiatement avant la réalisation d'une mesure, la position $\mathbf{x}(t_1) = \mathbf{x}_1$ et la fonction d'onde :

$$\psi^P(\mathbf{x},t_1) = \sum_{i=1}^{N} c_i \varphi_i(\mathbf{x}) \tag{3.31}$$

où les $\{\varphi_i(\mathbf{x})\}$ sont les fonctions propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$, associées aux valeurs propres $\{a_i\}$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes. Soit $M$ un appareil de mesure qui sert à mesurer l'observable $A$ sur $S$. Nous réduisons ici la description de $M$ à son aiguille indicatrice. Supposons qu'à l'instant $t_1$, lui soient associées la position unidimensionnelle[4] $y(t_1) = y_1$ et la fonction d'onde :

$$\psi^M(y,t_1) = g_{y_1}(y) \tag{3.32}$$

où $g_{y_1}(y)$ correspond à un paquet d'ondes centré autour de la position $y_1$. La fonction d'onde associée à $P+M$, à l'instant $t_1$, s'écrit donc :

$$\psi^{P+M}(\mathbf{x},y,t_1) = \sum_{i=1}^{N} c_i \varphi_i(\mathbf{x}) \otimes g_{y_1}(y) \tag{3.33}$$

---

1. *Idem*. Sur la deuxième loi de Newton, *cf.* : *supra*, Sous-Section 1.2.3.
2. Goldstein, S., "Bohmian Mechanics", *op. cit.*, pp. 6 et 8.
3. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part II", *op. cit.*, pp. 180-183 ; Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, pp. 98-106.
4. Nous supposons ici que l'échelle graduée sur laquelle l'aiguille indicatrice peut se déplacer est unidimensionnelle. C'est pourquoi, nous pouvons nous contenter de prendre en compte une unique composante de la position de l'aiguille indicatrice.

*P* et *M* interagissent ensemble jusqu'à l'instant $t_2$, puis cessent d'interagir. La fonction d'onde associée à $P+M$, dont l'évolution est décrite au moyen de l'équation de Schrödinger, se transforme alors comme suit :

$$\psi^{P+M}(\mathbf{x}, y, t_1) = \sum_{i=1}^{N} c_i \varphi_i(\mathbf{x}) \otimes g_{y_1}(y)$$

$$\xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad \psi^{P+M}(\mathbf{x}, y, t_2) = \sum_i c_i \varphi_i(\mathbf{x}) \otimes g_{y_1}(y - \delta a_i) \qquad (3.34)$$

où $\delta$ est un certain nombre réel. En raison de la présence des $\{\delta a_i\}$, les fonctions $\{g_{y_1}(y - \delta a_i)\}$ sont corrélées aux fonctions propres $\{\varphi_i(\mathbf{x})\}$. À noter qu'elles sont équivalentes aux fonctions $\{g_{y_1+\delta a_i}(y)\}$ qui correspondent à des paquets d'ondes centrés autour des positions respectives $\{y_1 + \delta a_i\}$.

Deux points doivent être explicités pour comprendre pourquoi le problème de la mesure ne se pose plus dans le cadre de cette description. Premièrement, suivant la mécanique bohmienne, l'évolution de la position de *M* durant l'interaction est très complexe. Il est supposé que le potentiel quantique qui guide la trajectoire de *P* et *M* subit de très grandes variations[1]. Ces variations impliquent qu'il n'est pas possible *en pratique* de prédire la position de *M* à l'instant $t_2$, laquelle position permettrait d'inférer la valeur de l'observable *A* mesurée sur *P*. Il n'en demeure pas moins que la position de *M*, à l'instant $t_2$, se trouve dans une position bien définie. De ce fait, l'observable *A* mesurée sur *P* possède une valeur qui est, elle-aussi, bien définie. Disons que *M* se trouve, à l'instant $t_2$, au voisinage de $y_1 + \delta a_k$. L'observable *A* possède alors la valeur correspondante $a_k$. Bohm soutient ainsi :

> En principe, le résultat final d'une mesure est déterminé par la forme initiale de la fonction d'onde du système composé, $\psi^{P+M}(\mathbf{x}, y, t_1)$, et par la position initiale de la particule-électron, $\mathbf{x}_1$, et de l'appareil de mesure, $y_1$. En pratique, cependant, […] l'orbite fluctue de façon violente lorsque l'interaction a lieu. Elle est très sensible à la valeur initiale précise de **x** et *y*, que l'on ne peut jamais prédire ni contrôler. Tout ce que l'on peut prédire en pratique est que, pour un ensemble d'expériences similaires réalisées avec des

1. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part II", *op. cit.*, pp. 181-182 ; Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, pp. 98-99.

conditions initiales équivalentes, la densité de probabilité est $\left|\psi^{P+M}(\mathbf{x}, y, t_1)\right|^2$. De cette information, cependant, nous sommes capables de calculer uniquement la probabilité que, lors d'une expérience individuelle, le résultat de la mesure de *A* sera un nombre spécifique $a_k$[1].

Deuxièmement, il est supposé que les déplacements $\{\delta a_i\}$ des centres des paquets d'ondes $\{g_{y_1+\delta a_i}(y)\}$ associés à *M* dans $\psi^{P+M}(\mathbf{x}, y, t_2)$ sont importants, de sorte que ces paquets d'onde n'interfèrent (pratiquement[2]) plus les uns avec les autres à l'instant $t_2$. Suivant la mécanique bohmienne, cela signifie que la position de *M* à l'instant $t_2$, qui se trouve dans le voisinage de $y_1 + \delta a_k$, n'est plus déterminée par les fonctions d'onde $\{g_{y_1+\delta a_i}(y)\}$, pour $i \neq k$. Elle est déterminée uniquement par la fonction d'onde $g_{y_1+\delta a_k}(y)$ qui correspond au paquet d'ondes centré autour de $y_1 + \delta a_k$. Comme l'écrivent Bohm et son collaborateur Basil Hiley, « nous pouvons ignorer tous les autres paquets [d'ondes] et les considérer comme porteurs d'une information inactive ou physiquement sans effet »[3]. Pour cette raison, soulignent-ils plus loin, « tout s'est passé comme si la fonction d'onde globale s'était "réduite" à l'une des fonctions qui correspond au résultat réel obtenu lors de la mesure »[4]. Tout s'est passé *comme si* la fonction d'onde associée à $P + M$, à l'instant $t_2$, pouvait être représentée par :

$$\psi^{P+M}(\mathbf{x}, y, t_2) = \varphi_k(\mathbf{x}) \otimes g_{y_1+\delta a_k}(y) \tag{3.35}$$

Dans la mécanique bohmienne, le problème de la mesure est donc dissout. En revanche, pour des raisons pratiques, cette théorie ne permet pas de prédire quel est le résultat particulier qui va survenir au terme d'une mesure. Elle permet uniquement de faire des prédictions probabilistes, exactement les mêmes que celles de la mécanique quantique[5].

Cette description de la mesure a une conséquence importante. Le résultat obtenu lors de la mesure d'une observable sur une particule n'est pas déterminé uniquement par la fonction d'onde et la position associées à la particule avant la mesure. Elle dépend également de la

1. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part II", *op. cit.*, p. 182 (nous avons modifié la notation par souci de cohérence avec le corps du texte).
2. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 99.
3. *Ibid.*, p. 99.
4. *Ibid.*, p. 104.
5. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part II", *op. cit.*, p. 182.

fonction d'onde et de la position associées initialement à l'appareil de mesure. Il s'en suit que *la possession par l'observable d'une valeur bien définie au terme de la mesure* n'est pas une propriété du système considéré en lui-même, mais du système et de l'appareil de mesure. En 1952, Bohm soutient ainsi :

> […] le processus de la mesure d'une observable ne fournit pas une information non-ambiguë concernant l'état [de la particule] qui existait avant que la mesure soit réalisée ; en effet, lors d'une telle mesure, le champ-$\psi^P(\mathbf{x},t_1)$ est transformé de façon imprédictible et incontrôlable en une fonction propre, $\varphi_k(\mathbf{x})$, de l'« observable » mesurée *A*. Cela signifie que la mesure d'une « observable » n'est pas véritablement la mesure d'une propriété physique que posséderait le système observé individuellement. Au lieu de cela, la valeur d'une « observable » mesure uniquement une potentialité, prédictible et contrôlable de façon incomplète, qui appartient tout autant à l'appareil de mesure qu'au système observé lui-même[1].

En 1993, Bohm et Hiley expriment cette idée en ces termes :

> […] nous ne pouvons pas dire que les propriétés quantiques appartiennent au système observé tout seul, […] ces propriétés n'ont pas de signification en dehors du contexte total qui est pertinent dans chaque situation particulière[2].

Autrement dit, la mécanique bohmienne est « contextuelle » (ou « contextualiste »). Nous verrons à la Sous-Section 4.7.6 que toute théorie à variables cachées doit nécessairement être contextuelle pour pouvoir reproduire les prédictions de la mécanique quantique.

Pour autant, Bohm ne pense pas que toute « propriété » est relative au contexte. D'après lui, il faut opérer une distinction entre, d'un côté, les propriétés d'un système qui sont relatives au contexte (lesquelles renvoient aux « observables » de la mécanique quantique), et de l'autre, les « propriétés intrinsèques » d'un système, qui elles, sont indépendantes du contexte. Tandis que les premières peuvent être aussi bien potentielles qu'actuelles (une propriété relative à une certaine observable, si elle est potentielle, devient actuelle lors d'une mesure), les secondes sont toujours actuelles.

Dans la mécanique bohmienne, écrivent Bohm et Hiley, « il y a une propriété qui est intrinsèque et qui n'est pas dépendante […] de l'ensemble du contexte. Il s'agit de la position **x** de la particule »[3]. Il en va de même de l'impulsion $\mathbf{p}(t)$ qui peut être dérivée directement de la position de la particule par la relation $\mathbf{p}(t) = m\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\mathbf{x}(t)$. Il convient alors de ne pas

1. *Ibid.*, p. 183 (nous avons modifié la notation par souci de cohérence avec le corps du texte).
2. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 108.
3. *Ibid.*, p. 109.

confondre cette impulsion, qui est une propriété intrinsèque de la particule, avec l'observable-impulsion, qui est l'impulsion observée lors d'une mesure et dont traite la mécanique quantique. La mesure de l'impulsion de la particule implique inévitablement une « perturbation » de cette impulsion (contrairement à la mesure de la position, qui elle, peut être non-perturbatrice)[1]. De ce point de vue, les inégalités d'Heisenberg n'imposent pas une limitation à la détermination de la position et de l'impulsion intrinsèques de la particule. Ces dernières sont toujours bien définies (c'est ce que postule la mécanique bohmienne). En réalité, ces inégalités portent sur la position intrinsèque de la particule et sur l'*observable-impulsion* (et non sur l'impulsion intrinsèque de la particule) :

> […] ce à quoi le principe d'Heisenberg fait référence, ce n'est pas l'impulsion réelle de la particule elle-même, mais la valeur de l'impulsion qui peut être attribuée à une particule après ce que l'on nomme communément une mesure de l'impulsion[2].

En principe, suivant la mécanique bohmienne, la position et l'impulsion intrinsèques d'une particule peuvent être mesurées simultanément avec une précision arbitrairement grande[3].

S'il est fait appel aux probabilités pour prédire la position dans laquelle une particule sera détectée au terme d'une mesure, il ne faut y voir que le résultat de notre connaissance incomplète des paramètres précis de l'expérience : « l'usage des statistiques n'est […] pas inhérente à la structure conceptuelle [de la mécanique bohmienne], mais simplement une conséquence de notre ignorance des conditions initiales précises de la particule »[4]. Les *résultats possibles* d'une mesure sont donc « possibles » au sens *épistémique*[5].

### *3.6.3 Le caractère* **ad hoc** *de l'hypothèse du potentiel quantique*

Il peut être reproché aux partisans de la mécanique bohmienne de postuler l'existence d'une nouvelle entité physique, à savoir le *potentiel quantique*, alors que ce postulat ne permet pas de faire de prédictions nouvelles par rapport à celles de la mécanique quantique. Pour cette raison, l'hypothèse du potentiel quantique fait figure d'hypothèse *ad hoc*. Sheldon

1. *Ibid.*, pp. 109-114.
2. *Ibid.*, p. 114.
3. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part II", *op. cit.*, p. 171.
4. Bohm, D., "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part I", *op. cit.*, p. 170 ; Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 29.
5. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.2.

Goldstein, pourtant favorable à la mécanique bohmienne, reconnaît ce point :

> Le potentiel quantique […] n'est ni simple, ni naturel. D'après Bohm lui-même, celui-ci apparaît « plutôt étrange et arbitraire ». Et il n'est pas très satisfaisant de penser que la révolution quantique correspond à l'idée que la nature, en fin de compte, est classique, excepté le fait qu'il y a, dans la nature, ce qui semble être plutôt un terme *ad hoc* de force additionnelle, celle qui est engendrée par le potentiel quantique. L'artificialité liée au potentiel quantique est le prix à payer si l'on tient à fondre une théorie hautement non-classique dans un moule classique[1].

Bohm et Hiley avancent plusieurs arguments à l'encontre de cette objection. Premièrement, ils soutiennent qu'« il est possible, dans [leur] approche, de développer [la mécanique bohmienne] dans de nouvelles directions impliquant de nouvelles conséquences expérimentales allant au-delà la théorie quantique actuelle »[2]. De ce point de vue, la voie théorique ouverte par la mécanique bohmienne ne serait pas stérile sur le plan prédictif.

Deuxièmement, ils estiment que l'histoire de la physique aurait pu être différente : l'ancêtre de la mécanique bohmienne – la théorie de l'onde pilote, avancée par Louis de Broglie au Congrès « Solvay » en 1927 – aurait pu s'imposer à la place de la mécanique quantique (ce qui est envisageable étant donné que les prédictions de la mécanique quantique, qui sont corroborées par l'expérience, peuvent également être dérivées de la mécanique bohmienne). Si tel avait été le cas, ce serait les partisans de la mécanique quantique qui devraient aujourd'hui démontrer pourquoi il est avantageux d'adopter leur théorie plutôt que la mécanique bohmienne. Bohm et Hiley écrivent ainsi :

> Supposons […] que le Congrès Solvay se soit déroulé autrement et que les idées de de Broglie aient finalement été adoptées et développées. Que se serait-il passé, si 25 ans plus tard quelques physiciens avaient proposé ce qui est aujourd'hui l'interprétation conventionnelle ? Il est certain qu'avec le temps écoulé, un grand nombre de physiciens auraient adopté l'interprétation de de Broglie, et ces derniers auraient difficilement changé d'interprétation. Ils auraient naturellement posé la question : « Quel est le gain concret d'un changement d'interprétation, si après tous les résultats des deux interprétations sont les mêmes ? »[3].

---

1. Goldstein, S., "Bohmian Mechanics", *op. cit.*, p. 8.
2. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, pp. 3 et 5. Pour une discussion plus détaillée sur ce point, *cf.* : *ibid.*, Chap. 12 et 14.
3. *Ibid.*, p. 4. Bohm et Hiley parlent dans ce passage de la mécanique bohmienne comme d'une « interprétation ». Il est vrai que la mécanique bohmienne offre une interprétation nouvelle du caractère statistique des prédictions dans le domaine de la microphysique. Cependant, la mécanique bohmienne correspond, non pas à une *interprétation* de la mécanique quantique, mais à une *théorie* alternative à la

Troisièmement, d'après Bohm et Hiley, la mécanique bohmienne présente l'avantage d'apporter un éclairage intuitif à certains phénomènes que la mécanique quantique permet de prédire, mais pour lesquels, elle n'offre aucune représentation conforme au sens commun[1]. L'un des exemples fréquemment cités est celui de l'expérience des fentes d'Young[2].

Cependant, aucun de ces trois arguments n'est vraiment convaincant. L'idée selon laquelle la mécanique bohmienne pourrait être développée de telle sorte qu'elle conduise à de nouvelles prédictions est une simple spéculation. De fait, la mécanique bohmienne actuelle est équivalente à la mécanique quantique au niveau des prédictions.

Le second argument est lui-aussi quelque peu spéculatif. Certes, il est permis d'imaginer toutes sortes de scénari pour l'évolution des théories physiques. Néanmoins, si les physiciens ont opté pour la mécanique quantique et non pour la théorie de l'onde pilote, il y a peut-être une explication à cela. La théorie de l'onde pilote introduit une « structure formelle de surplus », pour reprendre l'expression de Paul Teller[3] : elle postule l'existence du potentiel quantique et introduit une seconde équation d'évolution, sans que puissent en être dérivées des prédictions supplémentaires. Si l'on fait l'hypothèse que les physiciens ont pour souci premier de trouver une théorie performante sur le plan prédictif[4], on peut se demander pour quelles raisons les physiciens auraient opté pour la théorie de l'onde pilote. La réponse de Bohm et Hiley serait sans doute la suivante : les physiciens auraient pu choisir la théorie de l'onde pilote, parce qu'elle permet d'avoir une prise intuitive sur les phénomènes – ce qui correspond au troisième argument évoqué.

---

mécanique quantique. C'est pourquoi, dans cette section, nous parlons toujours de la mécanique bohmienne comme d'une « théorie ».

1. *Idem*.
2. *Cf.*: Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, pp. 32-35 ; Goldstein, S., "Bohmian Mechanics", *op. cit.*, pp. 8-9.
3. Teller emprunte lui-même cette expression à Michael Redhead (Teller, P., *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, *op. cit.*, p. 25). Il l'emploie dans une discussion portant sur la formulation de la théorie quantique des champs *avec étiquetage* (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.3 (en note)).
4. Telle est l'hypothèse que nous tenterons de défendre à la Sous-Section 4.4.3. Nous parlerons à ce propos d'un « intérêt de prédiction ».

Toutefois, ce troisième argument est lui-aussi discutable. Il se trouve que la théorie défendue par Bohm implique l'existence de phénomènes *non-locaux*[1]. En effet, le champ quantique qui guide une particule *P* est défini sur tout l'espace. Il peut donc être modifié par des phénomènes qui prennent place en un point distant de *P*, ce qui se traduit par une action instantanée à distance sur *P*. Or, quoi de plus contre-intuitif que de telles actions non-locales ? L'idée qu'une action puisse se propager instantanément à distance rompt avec l'image mécaniste commune suivant laquelle une action se propage de proche en proche et donc avec une vitesse finie.

### *3.6.4 Incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte*

Outre son caractère contre-intuitif, la non-localité de la mécanique bohmienne soulève un problème de taille : elle implique que cette théorie n'est pas invariante sous les transformations de Lorentz[2]. En d'autres termes, la mécanique bohmienne est elle-aussi incompatible avec la théorie de la relativité restreinte[3].

Pour cette raison, Bohm et Hiley postulent l'existence d'un *référentiel absolu*, le seul référentiel dans lequel les lois de la mécanique bohmienne sont valides et dans lequel il est possible de décrire les actions non-locales[4]. En l'absence d'un tel référentiel absolu, la description des expériences de type EPR se heurterait aux mêmes difficultés que celles mises en lumière à la Sous-Section 2.3.2 dans le cadre de l'interprétation standard[5]. À la Sous-Section 4.7.5, nous verrons que, malgré l'hypothèse d'un référentiel absolu, il subsiste un problème auquel la mécanique bohmienne doit faire face (le problème noté $Pb_{sym}$).

Il faut souligner que l'incompatibilité entre la mécanique bohmienne et la théorie de la relativité restreinte est censée s'exprimer à un niveau « sub-quantique ». Elle ne se manifeste pas dans les expériences qui peuvent être réalisées à notre époque. Bohm et Hiley d'affirmer :

---

1. *Cf.*: Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, Chap. 7. Il est à signaler que toute théorie à variables cachées doit nécessairement être non-locale pour pouvoir reproduire les prédictions de la mécanique quantique (*cf. infra*, Sous-Section 4.7.5).
2. *Cf. supra*, Sous-Section 1.3.1.
3. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, Chap. 12.
4. *Ibid.*, p. 285.
5. Jeffrey Barrett discute ce point dans le cadre de la mécanique bohmienne (Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, pp. 140-144).

> […] toutes les prédictions statistiques de la théorie quantique sont Lorentz-invariantes dans notre interprétation. Cela signifie que notre approche est consistante avec l'invariance sous les transformations de Lorentz dans toutes les expériences qui sont possibles à l'heure actuelle[1].

Le fait que la théorie de la relativité restreinte soit aujourd'hui largement corroborée par l'expérience ne peut donc être utilisé comme un argument contre la mécanique bohmienne.

Toutefois, la mécanique bohmienne est bien en conflit avec la théorie de la relativité restreinte. C'est pourquoi, pour défendre leur théorie, Bohm et Hiley sont amenés à faire de nouvelles spéculations : ils font le pari que, dans le futur, des expériences réalisées à un niveau sub-quantique tourneront à l'avantage de la mécanique bohmienne, c'est-à-dire mettront en défaut la théorie de la relativité restreinte (et par la même occasion la mécanique quantique, puisque des expériences réalisées à un niveau *sub-quantique*, par définition, vont au-delà du domaine de validité de la mécanique quantique)[2]. Nous reviendrons plus en détail sur ce point à la Sous-Section 4.7.5.

## 3.7 Les interprétations modales

### *3.7.1 Etat physique possible et état physique actuel*

Bas van Fraassen[3], Simon Kochen[4] et Jeffrey Bub[5] sont à l'origine des trois familles d'interprétations dites « modales »[6]. Ajoutons que Richard Healey[7], d'un côté, Dennis Dieks

1. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 271.
2. *Ibid.*, pp. 288-295.
3. Van Fraassen, B., "The Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", *Synthese* **29** (l974), 291-309 ; van Fraassen, B., "A Modal Interpretation of Quantum Mechanics", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, New York: Plenum, 1981, pp. 229-258 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*.
4. Kochen, S., "A New Interpretation of Quantum Mechanics", in: Lahti, P. and Mittelstaedt, P. (eds.), *Symposium on the Foundations of Modern Physics*, Teaneck: World Scientific Publishing Co, 1985, pp. 151-170.
5. Bub, J., "Quantum Mechanics Without the Projection Postulate", *Foundations of Physics* **22** (1992), 737-754.
6. Telle est la classification que fait Richard Healey (Healey, R., "'Modal' Interpretations, Decoherence, and the Quantum Measurement Problem", in: Healey, R. and Hellman, G. (ed.), *Quantum Measurement: Beyond Paradox*, Minneapolis, London: University of Minnesota Press, 1998, pp. 68-70).
7. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics: An Interactive Interpretation*, Cambridge University Press, 1989.

et Pieter Vermaas[1], de l'autre, ont développé de façon indépendante une variante de l'interprétation de Kochen[2]. Avant de discuter ces interprétations individuellement, présentons les idées qu'elles ont en commun.

D'après les partisans des interprétations modales, l'hypothèse du lien valeur propre-vecteur propre de l'interprétation standard est à l'origine du problème de la mesure : « le lien valeur propre-état propre, écrit par exemple Healey, est une hypothèse clé dans la chaîne de raisonnement usuelle qui conduit au problème de la mesure en mécanique quantique »[3]. La stratégie des interprétations modales pour dissoudre le problème de la mesure consiste à écarter l'hypothèse du lien valeur propre-vecteur propre. Comme l'écrit Michael Dickson, « le slogan usuel est que les interprétations modales "rejettent le lien valeur propre-état propre" »[4].

À la Sous-Section 2.3.1, nous avons souligné qu'en réalité, la description de la mesure selon l'interprétation standard repose sur une hypothèse moins forte que celle du lien valeur propre-vecteur propre. Il s'agit de l'hypothèse $H_2$, suivant laquelle, *si* l'observable $A$ sur un système $S$ possède une valeur actuelle bien définie (par exemple : $a_k$), *alors* le système $S$ se trouve dans un état physique actuel représenté par un vecteur propre de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$ (dans notre exemple : $\left| a_k \right\rangle$). C'est bien cette hypothèse que rejettent les tenants des interprétations modales. D'après Dickson, « un système peut posséder la valeur $a$ pour une observable $A$ sans être dans l'état propre $\left| a \right\rangle$ (où $A\left| a \right\rangle = a\left| a \right\rangle$) »[5]. En revanche, l'hypothèse inverse $H_2^*$ est généralement maintenue : *si* un système $S$ se trouve

1. Dieks, D., "Resolution of the Measurement Problem Through Decoherence of the Quantum State", *Physics Letters A* **142** (1989), 439-446 ; Dieks, D., "Modal Interpretation of Quantum Mechanics, Measurements, and Macroscopic Behaviour", *Physical Review A* **49** (1994), 2290-2300 ; Vermaas, P. and Dieks, D., "The Modal Interpretation of Quantum Mechanics and its Generalization to Density Operators", *Foundations of Physics* **25** (1995), 145-158.
2. Pour une présentation générale des interprétations modales et des problèmes qu'elles rencontrent, *cf.* par exemple : Healey, R., "'Modal' Interpretations, Decoherence, and the Quantum Measurement Problem", *op. cit.*, pp. 68-70 ; Dickson, M., "Modal Interpretations of Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/win2002/entries/qm-modal/, 2002.
3. Healey, R., "'Modal' Interpretations, Decoherence, and the Quantum Measurement Problem", *op. cit.*, p. 66.
4. Dickson, M., "On the Plurality of Dynamics: Transition Probabilities and Modal Interpretations", in: Healey, R. and Hellman, G. (ed.), *Quantum Measurement: Beyond Paradox*, Minneapolis, London: University of Minnesota Press, 1998, pp. 160.
5. *Idem*. *Cf.* aussi : Bub, J., *Interpreting the Quantum World*, *op. cit.*, p. 173.

dans un état physique actuel représenté par un vecteur propre de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$ (par exemple : $\left| a_k \right\rangle$) *alors* l'observable $A$ sur le système $S$ possède une valeur actuelle bien définie (dans notre exemple : $a_k$)[1].

Rejeter $H_2$ revient à admettre que l'observable $A$ sur un système $S$ peut posséder une valeur actuelle bien définie, *sans que* le système $S$ se trouve dans un état physique actuel représenté par un vecteur propre de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$. En d'autres termes, les tenants des interprétations modales supposent que le vecteur d'état associé à un système ne représente pas son état physique *actuel*. C'est donc plus fondamentalement l'hypothèse $H_1$ de l'interprétation standard qu'ils réfutent. D'après eux, le vecteur d'état ne représente pas ce qui est *actuel*, mais uniquement ce qui est *possible* : il détermine quels sont les états physiques dans lesquels un système *peut* se trouver, ou autrement dit, les valeurs que les observables *peuvent* posséder sur ce système. C'est pour cette raison qu'ils qualifient leurs interprétations de « modales ».

À l'instar de nombreux spécialistes de la mécanique quantique, ils font référence au vecteur d'état par le terme « état », ne faisant ainsi aucune distinction entre le formalisme et ce que celui-ci est supposé représenter. Or, étant donné que le vecteur d'état, appelé « état », ne représente pas l'état physique actuel d'un système, les tenants des interprétations modales sont amenés à soutenir qu'il existe deux sortes d'« états ». Il y a d'une part l'« état » qui détermine quels sont les états physiques *possibles* d'un système. Il s'agit du vecteur d'état défini par la mécanique quantique et dont l'évolution est gouvernée par l'équation de Schrödinger. Pour désigner le vecteur d'état, van Fraassen et Bub emploient l'expression « état dynamique », Healey et Dieks parlent de l'« état quantique » et Dickson de l'« état théorique ». D'autre part, il y a l'« état » qui est identifié à l'état physique *actuel* de ce système. Il est fait référence à ce dernier par les expressions « état des valeurs » (van Fraassen et Dieks), « état dynamique » (Healey), « état physique » (Dickson) et « état des propriétés » (Bub). Citons Dieks et Vermaas qui écrivent à ce propos :

1. Néanmoins, Rob Clifton a montré que cette hypothèse $H_2^*$ ne peut être maintenue dans le cadre de l'interprétation de Dieks et Vermaas sous peine de conduire, dans le cas où l'on considère les valeurs d'observables sur des systèmes composés, à une contradiction du type « Kochen-Specker » (Clifton, R., "The Properties of Modal Interpretations of Quantum Mechanics", *The British Journal for Philosophy of Science* **47** (1996), 371-398).

> L'idée nouvelle la plus importante [de l'interprétation modale] concerne la relation exacte entre l'état quantique [*i.e.* le vecteur d'état] et ce qui est actuellement le cas. Cette relation est supposée contenir un élément de *modalité* au sens suivant : l'état quantique nous dit ce qui *pourrait* être le cas, *i.e.* quelles sont les propriétés physiques que les systèmes *pourraient* posséder. Cela permet de comprendre pourquoi il peut y avoir la place pour un état additionnel, l'état des valeurs : l'état quantique ne fait que spécifier quelles sont les possibilités. L'état des valeurs est introduit pour représenter ce qui est *actuellement* le cas[1].

D'après Dieks et Vermaas, l'« objectif commun » aux différentes interprétations modales est de « réconcilier le formalisme usuel de la mécanique quantique avec l'idée que les systèmes physiques possèdent certaines propriétés définies (et ainsi faire en sorte que le point de vue du réalisme scientifique soit compatible avec la mécanique quantique) »[2]. Les interprétations modales reposent donc sur un arrière-plan philosophique clairement réaliste, à l'exception de celle de van Fraassen dont l'arrière-plan philosophique est plus difficile à cerner comme nous allons le voir à la Sous-Section 3.7.5.

Comme le font remarquer Guido Bacciagaluppi et Dickson, « les interprétations modales peuvent être analysées comme des théories à variables cachées »[3]. Les variables cachées étant identifiées ici à l'état physique actuel de chaque système. Les interprétations modales sont donc soumises, au même titre que toute autre théorie à variables cachées, à des contraintes théoriques. En particulier, comme l'ont montré Bacciagaluppi[4] ou Rob Clifton[5], pour que les interprétations modales soient empiriquement équivalentes à la mécanique quantique, il est nécessaire que l'état physique actuel d'un système soit défini de façon contextuelle[6].

1. Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 3.
2. *Ibid.*, p. 5. *Cf.* aussi : Vermaas, P. and Dieks, D., "The Modal Interpretation of Quantum Mechanics and its Generalization to Density Operators", *op. cit.*, p. 145.
3. Bacciagaluppi, G. and Dickson, M., "Dynamics for Modal Interpretations", *Foundations of Physics* **29** (1999), 1165-1201.
4. Bacciagaluppi, G., "Kochen-Specker Theorem in the Modal Interpretation", *International Journal of Theoretical Physics* **34** (1995), 1205-1215.
5. Clifton, R., "The Properties of Modal Interpretations of Quantum Mechanics", *op. cit.*.
6. À ce sujet, *cf.* aussi : Held, C., "The Kochen-Specker Theorem", *op. cit.*, p. 14.

### *3.7.2 La description du processus de la mesure sans réduction du vecteur d'état*

Comment le processus de la mesure est-il décrit dans le cadre des interprétations modales ? Du point de vue formel, la description est identique à la description quantique de la mesure. Reprenons la présentation faite à la Sous-Section 2.4.1.

Soient un système *S* et une observable *A* que l'on désire mesurer sur ce système, laquelle est représentée par un opérateur $\hat{A}$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{|\, a_i \,\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$. Soit un appareil de mesure *M* conçu pour réaliser une mesure de l'observable *A* sur le système *S*. Soient *B* l'observable d'indication sur l'appareil de mesure *M*, dont la valeur indique la valeur de l'observable *A* sur le système *S*, et $\hat{B}$ l'opérateur qui représente *B*, avec $\{|\, b_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$. On admet que les valeurs $b_1, b_2, ..., b_N$ que l'on peut percevoir sur l'appareil de mesure *M* servent à indiquer respectivement les valeurs $a_1, a_2, ..., a_N$ que peut prendre l'observable *A* sur le système *S*.

Supposons qu'à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure de l'observable *A*, le vecteur d'état associé à $S + M$ soit :

$$|\, \psi^{S+M}(t_1) \rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_{\text{init}} \rangle \tag{3.36}$$

où $|\, b_{\text{init}} \rangle$ correspond à un vecteur initial quelconque associé à *M*.

Lors de la mesure, l'évolution du vecteur d'état associé à $S + M$, régie par l'équation de Schrödinger, est décrite comme suit :

$$|\, \psi^{S+M}(t_1) \rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_{\text{init}} \rangle \xrightarrow{t_1 \to t_2} |\, \psi^{S+M}(t_2) \rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_i \,\rangle \tag{3.37}$$

D'après les interprétations modales, au terme de la mesure, le vecteur d'état associé à $S + M$ *ne se réduit pas* à l'un des vecteurs $\{|\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_i \,\rangle\}$, il subsiste dans une superposition de ces vecteurs.

De fait, nous constatons toujours, au terme de la mesure, que l'observable d'indication *B* possède une valeur bien définie, c'est-à-dire l'une des valeurs $\{b_i\}$. Comment faut-il alors interpréter le vecteur d'état $|\, \psi^{S+M}(t_2) \rangle$ ? Suivant les interprétations modales, celui-ci nous permet d'affirmer que $S + M$ se trouve en acte dans l'état physique représenté par l'un des vecteurs $\{|\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_i \,\rangle\}$. Conformément à la règle de Born, $S + M$ se trouve dans l'état

physique représenté par le vecteur $\left| a_1 \right\rangle \otimes \left| b_1 \right\rangle$ avec une probabilité $p_1 = \left| c_1 \right|^2$, dans l'état physique représenté par le vecteur $\left| a_2 \right\rangle \otimes \left| b_2 \right\rangle$ avec une probabilité $p_2 = \left| c_2 \right|^2$,…, et dans l'état physique représenté par le vecteur $\left| a_N \right\rangle \otimes \left| b_N \right\rangle$ avec une probabilité $p_N = \left| c_N \right|^2$. En d'autres termes, les observables $A$ sur $S$ et $B$ sur $M$ possèdent en acte, respectivement, les valeurs $a_1$ et $b_1$ avec une probabilité $p_1 = \left| c_1 \right|^2$, les valeurs $a_2$ et $b_2$ avec une probabilité $p_2 = \left| c_2 \right|^2$,…, et les valeurs $a_N$ et $b_N$ avec une probabilité $p_N = \left| c_N \right|^2$. Il est donc admis qu'au terme de la mesure, l'une des valeurs $\{a_i\}$ a été obtenue.

À l'indéterminisme de l'évolution du vecteur d'état supposée dans l'interprétation standard (et ici rejetée), les tenants des interprétations modales opposent l'*indéterminisme de la survenue du résultat de mesure*[1]. Or, si la survenue du résultat est indéterministe, cela signifie que l'évolution de l'état physique actuel est indéterministe. D'après Healey[2], le cadre théorique des interprétations modales requiert donc une équation permettant de décrire cette évolution indéterministe de l'état physique actuel[3]. Signalons à ce propos que Bacciagaluppi et Dickson[4] ont examiné les types possibles d'équations d'évolution, et ce, dans le cadre de l'interprétation de Dieks. Le problème qui se dessine alors est celui de la compatibilité de ces équations d'évolution avec la théorie de la relativité restreinte. Dickson et Clifton[5], puis Wayne Myrvold[6], ont établi que de telles équations ne peuvent pas être Lorentz-invariantes[7].

Comme nous l'avons vu à la Sous-Section 2.4.3, la description quantique de la mesure soulève le problème de la base préférée : le formalisme de la mécanique quantique ne permet pas de déterminer quelle observable (et donc quelle base de vecteurs propres) est sélectionnée lors d'une mesure donnée. Comment les défenseurs des interprétations modales traitent-ils ce

1. *Cf.* en particulier : Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 245, 276-7 et 279.
2. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 235-238.
3. D'autres, comme van Fraassen, estiment qu'une telle équation d'évolution n'est pas nécessaire et sort du cadre d'une « interprétation » de la mécanique quantique (sur ce point, *cf.* : Dickson, M., "Modal Interpretations of Quantum Mechanics", p. 9).
4. Bacciagaluppi, G. and Dickson, M., "Dynamics for Modal Interpretations", *op. cit.*.
5. Dickson, M. and Clifton, R., "Lorentz-Invariance in Modal Interpretations", in: Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 9-48.
6. Myrvold, W., "Modal Interpretations and Relativity", *Foundations of Physics Letters* **32** (2002), 1773-1784.
7. Ce problème a d'ailleurs poussé Healey à abandonner ses recherches sur les interprétations modales (communication personnelle).

problème ? Mis à part van Fraassen[1], ils font tous appel au *théorème de décomposition bi-orthogonale*[2] : tout vecteur d'état $\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$ associé à un système composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ peut toujours être décomposé comme une somme simple de produits tensoriels de la forme :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \sum_i c_i \left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi_i^{S_2} \right\rangle \tag{3.38}$$

où $\{\left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle\}$ et $\{\left| \varphi_i^{S_2} \right\rangle\}$ sont des bases orthogonales des espaces de Hilbert respectivement de $H^{S_1}$ et de $H^{S_2}$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes. Dans la description de la mesure ci-dessus, le vecteur d'état $\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle$ est exprimé précisément selon une telle décomposition bi-orthogonale. Mais ce théorème, à lui seul, ne permet pas de régler le problème de la base préférée. En effet, si les modules de certains coefficients $\{c_i\}$ sont « dégénérés », c'est-à-dire égaux, la décomposition bi-orthogonale de $\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$ n'est pas unique. Celle-ci est unique *si et seulement si* l'ensemble des $\{c_i\}$ est tel que pour toute paire d'indices *r* et *s*, avec $r \neq s$, on a $|c_r| \neq |c_s|$ [3]. Pour résoudre cette difficulté, les tenants des interprétations modales proposent l'idée suivante. Supposons que pour deux indices distincts *r* et *s*, on ait $c_r = c_s e^{i\varphi}$ (avec $\varphi$ une

1. D'après van Fraassen, la forme particulière de l'Hamiltonien d'interaction entre le système étudié et l'appareil de mesure détermine la base préférée, c'est-à-dire la décomposition du vecteur d'état final de $S_1 + S_2$ (van Fraassen, B., « A Modal Interpretation of Quantum Mechanics », *op. cit.*, pp. 251-252 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 208-233, 321 et 324-326). Cette affirmation soulève néanmoins une question : pourquoi ne pourrions-nous pas reformuler ce vecteur d'état selon une autre décomposition (ce qui est théoriquement possible dans le cas dégénéré, *cf.* ci-dessous) ?
2. *Cf.* par exemple : Kochen, S., "A New Interpretation of Quantum Mechanics", *op. cit.*, pp. 152-153 ; Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 77-78 ; Dieks, D., "Modal Interpretation of Quantum Mechanics, Measurements, and Macroscopic Behaviour", *op. cit.*, 2291 ; Dieks, D. "Preferred Factorizations and Consistent Property Attribution", in: Healey, R. and Hellman, G. (ed.), *Quantum Measurement: Beyond Paradox*, *op. cit.*, pp. 144-145. Une telle décomposition bi-orthogonale est parfois appelée « décomposition de Schmidt », « décomposition normale » ou « décomposition polaire ». *Cf.* aussi : von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.* ; Mittelstaedt, P., *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, Cambridge: Cambridge University Press, 1998, p. 26.
3. Ce point a été signalé à la Sous-Section 2.4.3.

phase réelle quelconque), et que pour les autres indices $i \neq r,s$, les modules des coefficients $\{c_i\}$ soient tous différents les uns des autres. Dans ce cas, on pose :

$$\left| \eta_{r,s} \right\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\left( \left| \varphi_r^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi_r^{S_2} \right\rangle + e^{-i\varphi} \left| \varphi_s^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi_s^{S_2} \right\rangle \right) \tag{3.39}$$

Il suffit alors de reformuler $\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$ comme suit :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \sqrt{2} c_r \left| \eta_{r,s} \right\rangle + \sum_{i \neq r,s} c_i \left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi_i^{S_2} \right\rangle \tag{3.40}$$

Cette décomposition de $\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$ est unique. (Le principe reste le même lorsque d'autres coefficients $\{c_i\}$ ont un module égal.) Suivant (3.40), $S_1 + S_2$ se trouve dans l'état physique représenté par le vecteur $\left| \eta_{r,s} \right\rangle$ avec une probabilité $p_{r,s} = \left| c_r \right|^2 + \left| c_s \right|^2$, et pour tous les $i \neq r,s$, il se trouve dans l'état physique représenté par le vecteur $\left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi_i^{S_2} \right\rangle$ avec une probabilité $p_i = \left| c_i \right|^2$ correspondante.

Par ailleurs, indiquons que dans le cas de figure d'une mesure « non-idéale » (*i.e.* lorsque l'observable mesurée et l'observable d'indication, au terme de la mesure, possèdent des valeurs qui ne sont pas en correspondance), selon David Albert et Barry Loewer[1], les interprétations modales sont incapables d'expliquer le caractère bien défini du résultat d'une mesure. Bacciagaluppi et Meir Hemmo[2] ont montré que, dans le cas particulier discuté par Albert et Loewer, ce problème peut être levé au moyen de la théorie de la décohérence[3]. Toutefois, celui-ci subsiste dans le cas général[4].

1. Albert, D. and Loewer, B., "Non-Ideal Measurements", *Foundations of Physics Letters* **6** (1993), 297-305. *Cf.* aussi : Elby, A., "Why 'Modal' Interpretations of Quantum Mechanics Don't Solve the Measurement Problem", *Foundations of Physics Letters* **6** (1993), 5-19.
2. Bacciagaluppi, G. and Hemmo, M., "Modal Interpretations, Decoherence and Measurements", *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics* **27B** (1996), 239-277.
3. Sur la critique d'Albert et Loewer et la réponse de Bacciagaluppi et Hemmo, *cf.* aussi : Bub, J., *Interpreting the Quantum World*, *op. cit.*, pp. 175-177.
4. *Cf.* : Donald, M., "Discontinuity and continuity of definite properties in the modal interpretation", in: Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 213-222 ; Bacciagaluppi, G., "Delocalized Properties in the Modal Interpretation of a Continuous Model of Decoherence", *Foundations of Physics* **30** (2000), 1431-1444.

### *3.7.3 Le problème du cas dégénéré*

Le traitement du cas dégénéré (*i.e.* le cas où les modules de certains coefficients $\{c_i\}$ sont égaux), tel que le proposent les défenseurs des interprétations modales, pose un problème important pour la description de la mesure. Reprenons la présentation précédente. Dans le cas où par exemple $c_1 = c_2$, nous devrions conclure que $S+M$ peut se trouver dans l'état physique représenté par le vecteur $\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\, a_1 \rangle \otimes |\, b_1 \rangle + |\, a_2 \rangle \otimes |\, b_2 \rangle\right)$ avec une probabilité $p_{1,2} = |\, c_1|^2 + |\, c_2|^2$. Or, cela signifie que, dans le cadre des interprétations modales, l'observable mesurée *A* et l'observable d'indication *B* pourraient ne pas avoir une valeur bien définie au terme de la mesure. Pourtant, comme le soutient Bub, les tenants des interprétations modales prétendent justement pouvoir « rendre compte du caractère déterminé des aiguilles indicatrices et des valeurs des observables mesurées lors des processus de mesure quantiques »[1]. Le traitement proposé du cas dégénéré n'est donc pas satisfaisant. S'il permet de résoudre le problème de la base préférée, il exclut la possibilité de rendre compte du caractère bien défini du résultat de mesure. Healey[2] et van Fraassen[3] ont tous deux mentionné ce point.

Une réponse possible revient à considérer que la situation où certains coefficients $\{c_i\}$ sont *exactement* égaux correspond à une situation purement théorique, c'est-à-dire une situation qui ne survient jamais en pratique dans le laboratoire[4].

Healey a élaboré une réponse analogue, mais faisant intervenir l'environnement : celui-ci produirait une « perturbation » indéterministe de l'état physique actuel de l'appareil de mesure[5]. Ainsi, écrit Healey, « en pratique, ces interactions extérieures font que les états finaux dégénérés ne se réalisent jamais »[6].

---

1. Bub, J., *Interpreting the Quantum World*, *op. cit.*, p. 173.
2. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 98-99.
3. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 326.
4. Telle serait la réponse implicitement admise par la plupart des partisans des interprétations modales (communication personnelle de Guido Bacciagaluppi).
5. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 99-100.
6. *Ibid.*, p. 99.

### *3.7.4 Pourquoi rejeter le postulat de projection ?*

Vis-à-vis du postulat de projection, les tenants des interprétations modales adoptent une attitude qui peut paraître surprenante. Le vecteur d'état de la mécanique quantique ne permet pas de déterminer quel résultat va survenir *en acte*, il permet uniquement de déterminer quels sont les résultats *possibles*. De prime abord, dans le cadre des interprétations modales, le vecteur d'état ne joue le rôle que d'un *instrument prédictif*. Partant de cette hypothèse, il ne semble pas problématique d'appliquer le postulat de projection au vecteur d'état, une fois le résultat de mesure constaté. L'application du postulat de projection est alors synonyme de la mise à jour de l'instrument théorique. Elle n'est pas la traduction dans le formalisme de l'occurrence d'un quelconque saut quantique. Néanmoins, les tenants des interprétations modales, en même temps qu'ils rejettent l'hypothèse du saut quantique, rejettent le postulat de projection. Selon les termes de Dieks, « nous n'avons pas besoin du postulat de projection ou de la réduction de la fonction d'onde »[1]. Ce faisant, ils raisonnent comme si le vecteur d'état associé à un système représentait toujours son état physique actuel. Cette confusion s'explique peut-être par le fait que les tenants des interprétations modales désignent le vecteur d'état par les expressions « *état* dynamique » ou « *état* quantique », comme nous l'avons vu précédemment.

Or, le rejet du postulat de projection soulève une difficulté importante. Sans ce postulat, dans certaines situations, le formalisme quantique perd son pouvoir prédictif. Par exemple, lorsqu'une mesure a été réalisée sur un système, il est impossible de prédire quel sera le résultat d'une seconde mesure identique à la première et réalisée consécutivement. C'est pourquoi Dickson[2] s'oppose au rejet de ce postulat. Nous discuterons ce point en détail à la Section 5.10. Nous verrons qu'en réalité, les tenants des interprétations modales font appel à la conditionalisation des probabilités sur les résultats constatés, ce qui permet de retrouver les prédictions obtenues en appliquant le postulat de projection.

1. Dieks, D., "Modal Interpretation of Quantum Mechanics, Measurements, and Macroscopic Behaviour", *op. cit.*, p. 2291. *Cf.* aussi : Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 90 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 277 ; Bub, J., *Interpreting the Quantum World*, *op. cit.*, p. 173.
2. Dickson, M., "Is There *Really* No Projection Postulate in the Modal Interpretation?", *British Journal for the Philosophy of Science* **46** (1995), 197-218.

### *3.7.5 L'interprétation modale de Bas van Fraassen*

C'est à van Fraassen que l'on doit la première interprétation modale de la mécanique quantique. L'originalité de cet auteur est qu'il s'oppose au réalisme scientifique, contrairement aux autres tenants des interprétations modales. L'approche qu'il défend, l'« empirisme constructif », repose principalement sur deux idées. Premièrement, van Frassen soutient que « la science a pour but de nous donner des théories qui sont empiriquement adéquates ; et l'acceptation d'une théorie implique comme croyance seulement que celle-ci est empiriquement adéquate »[1]. L'« adéquation empirique » d'une théorie se définit, selon lui, en terme de correspondance de la théorie avec ce qui est *observable*[2] – le domaine de ce qui est « observable » étant fixé, à chaque époque, par la communauté des chercheurs[3]. En d'autres termes, van Fraassen écarte l'idée selon laquelle les physiciens acceptent une théorie lorsqu'ils croient en sa vérité, c'est-à-dire en son adéquation avec le monde en soi[4]. À propos des entités inobservables qui sont postulées par une théorie (acceptée par les physiciens), il n'adopte pas une position anti-réaliste, mais prône l'agnosticisme : il convient, d'après lui, de « suspendre » tout jugement sur l'existence de ces entités[5].

La seconde idée qui caractérise l'empirisme constructif (et qui justifie la présence de l'adjectif « constructif ») est énoncée par van Fraassen en ces termes : « l'activité scientifique est une activité de construction plutôt que de découverte : construction de modèles qui doivent être adéquats aux phénomènes, et non pas découverte de la vérité concernant l'inobservable »[6]. Partisan d'une « approche sémantique »[7], il considère qu'une théorie se définit par une classe de *modèles*, c'est-à-dire une classe de structures mathématiques qui

---

1. Van Fraassen, B., *The Scientific Image*, Oxford: Oxford University Press, 1980, p. 12.
2. *Ibid.*, p. 12.
3. *Ibid.*, pp. 19 et 82.
4. Telle est, selon van Fraassen, la thèse qui caractérise le réalisme scientifique (*cf. supra*, Sous-Section 1.2.1).
5. Van Fraassen, B., *The Scientific Image*, *op. cit.*, pp. 202-203.
6. *Ibid.*, p. 5.
7. *Cf.* : van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, *op. cit.*, pp ; 299-301 et Chap. IX ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 8-9. L'« approche sémantique » est axée sur les modèles que construisent les scientifiques et le contenu informatif (ou « sémantique ») que véhiculent ces modèles. Contrairement à l'« approche syntaxique » des positivistes logiques (*cf. infra*, Sous-Section 4.3.2), elle n'attache qu'une importance secondaire à la formulation (à la « syntaxe ») des théories, et en particulier, au fait qu'elle puisse être présentée de façon axiomatique. Outre van Fraassen, les principales figures de cette approche sont Frederick Suppe, Ronald Giere et Patrick Suppes.

définissent des systèmes auxquels sont associés un espace des états possibles[1]. Seules certaines sous-structures de ces modèles possèdent le statut de « sous-structures empiriques » et ont pour vocation de correspondre aux phénomènes observables[2] – ces phénomènes observables étant eux-mêmes représentés par des « modèles de données » (autrement dit, ils ne sont jamais appréhendés comme des données brutes)[3]. De ce point de vue, une théorie va au-delà de ce qui est observable, elle est toujours sous-déterminée par l'expérience[4]. Par suite, plusieurs voies s'offrent aux scientifiques lors de la construction d'une nouvelle théorie[5]. L'engagement dans une voie particulière, selon van Fraassen, est tributaire des « libres choix » des scientifiques, lesquels ne sont toutefois pas arbitraires mais relèvent du « domaine de la pragmatique »[6].

Dans sa présentation du formalisme de la mécanique quantique[7], van Fraassen est fidèle à son empirisme constructif[8]. Il s'efforce, dans un premier temps, d'identifier les contraintes empiriques qui s'imposent à toute théorie dans le domaine de la microphysique[9] et dégage ainsi un certain modèle de données[10]. Dans un second temps, il procède à une reconstruction du formalisme quantique, en justifiant chaque étape par le critère de l'adéquation empirique, ainsi que par des considérations d'ordre pragmatique[11]. (Ces clarifications nous seront

1. Van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, *op. cit.*, p. 342.
2. Van Fraassen, B., *The Scientific Image*, *op. cit.*, p. 64 ; Van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, *op. cit.*, p. 348.
3. *Ibid.*, p. 350. Van Fraassen emprunte l'expression « modèles de données » à Suppes (*cf.* : Suppes, P., "Models of Data", in: *Studies in the Methodology and Foundations of Science*, Dordrecht: Reidel, 1969, pp. 24-35).
4. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 481. Cette idée a été rendue célèbre par Quine, d'après qui « nos théories [...] sont sous-déterminées par la totalité des données sensibles » (Quine, W., *Le mot et la chose*, Paris : Flammarion, 1977, p. 125).
5. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 481.
6. Van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, *op. cit.*, p. 285. *Cf.* aussi : van Fraassen, B., *The Scientific Image*, *op. cit.*, p. 88 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 7 et 16.
7. *Cf.* : van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*.
8. Comme le souligne Don Robinson, la structure même du livre "Quantum Mechanics: An Empiricist View" reflète la position « empiriste » de van Fraassen (Robinson, D., Review of "Quantum Mechanics: An Empiricist View" (by B. van Fraassen), *International Studies in the Philosophy of Science* **7** (1993), p. 269).
9. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 79-105.
10. *Ibid.*, p. 113.
11. *Ibid.*, Part III.

d'ailleurs fort utiles, au Chapitre 5, pour la justification pragmatiste de la mécanique quantique.)

Néanmoins, van Fraassen ne s'en tient pas là. Le second pan de ses recherches sur la mécanique quantique porte sur *l'image du monde* que cette théorie nous offre. Le fait qu'il juge cette question légitime reflète la dimension *réaliste* de sa position philosophique et découle de sa conception *correspondantiste* de la notion de vérité. « Un énoncé est vrai, écrit van Fraassen, exactement si le monde réel correspond à cet énoncé »[1]. La vérité d'un énoncé ou d'une théorie, selon lui, dépend uniquement du monde tel qu'il est en lui même[2]. Certes, accepter une théorie ne signifie pas croire en sa vérité, mais cela n'exclut nullement que la théorie acceptée soit effectivement vraie sans que nous le sachions : « la théorie est vraie exactement si (*a*) l'un des mondes possibles permis par la théorie est le monde réel ; ou si (*b*) toutes les choses réelles sont telles que le dit la théorie »[3]. *Interpréter* une théorie consiste alors à déterminer comment est le monde à supposer que cette théorie soit vraie. Van Fraassen concède que l'interprétation d'une théorie est en général sous déterminée par la théorie. Autrement dit, il existe plusieurs interprétations possibles d'une même théorie. Il en va ainsi dans le cas de la mécanique quantique[4]. Pour cette raison, interpréter la mécanique quantique consiste plus modestement à déterminer comment *pourrait être* le monde à supposer que cette théorie soit vraie[5]. (Nous reviendrons sur ce point à la conclusion de ce chapitre.)

C'est dans cette perspective réaliste que s'inscrit *l'interprétation modale de van Fraassen*[6]. Contrairement aux autres partisans des interprétations modales, qui affichent clairement leur parti pris réaliste, van Fraassen plaide pour une attitude d'agnosticisme vis-à-vis de ce que la théorie ne permet pas d'établir sans équivoque. Ainsi, au début de la présentation de son interprétation, il déclare être en accord avec les représentants de « l'école de Copenhague » qui, selon lui, « sembl[ent] douter ou nier que les observables possèdent des valeurs, à moins que leur état [*i.e.* le vecteur d'état] nous force à l'admettre »[7]. Il s'agit par exemple de

1. Van Fraassen, B., *The Scientific Image*, *op. cit.*, p. 90.
2. *Cf.* aussi : van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, *op. cit.*, pp. 286-288.
3. *Ibid.*, p. 346.
4. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 335-337 et 480-482.
5. *Ibid.*, pp. 4 et 337.
6. Signalons que cette interprétation a d'abord été présentée in : van Fraassen, B., "The Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", *op. cit.* ; van Fraassen, B., « A Modal Interpretation of Quantum Mechanics », *op. cit*. Cette présentation a ensuite été reprise et développée in : van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*.
7. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 280.

suspendre tout jugement à propos d'une observable $A$ sur un système $S$ si le vecteur d'état associé à $S$ correspond à une superposition de vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente $A$. C'est ainsi que van Fraassen en vient à désigner son interprétation comme étant la « variante de Copenhague »[1] des interprétations modales.

Rejetant l'idée selon laquelle toutes les observables sur un système possèdent simultanément des valeurs bien définies, il envisage deux options. La première revient à attribuer des valeurs bien définies à un ensemble restreint d'observables. La seconde, qui a la faveur de van Fraassen en raison de sa « commodité »[2], consiste à assigner des valeurs simultanément à toutes les observables, mais des valeurs qui en général sont « imprécises » (*"unsharp"*)[3]. Tel est le cas pour une observable $A$ sur un système $S$ lorsque le vecteur d'état associé à $S$ correspond à une superposition de vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente $A$. Admettons par exemple que le vecteur d'état associé à $S$, à un certain instant $t$, soit :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{3.41}$$

où les $\{\left| a_i \right\rangle\}$ sont les vecteurs propres de $\hat{A}$, auxquels correspondent les valeurs propres $\{a_i\}$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes. Suivant van Fraassen, à cet instant $t$, l'observable $A$ sur $S$ possède en acte la *valeur imprécise* $a_1 \vee a_2 \vee ... \vee a_N$.

À l'instar des autres partisans des interprétations modales, il « postule » qu'au terme de la mesure d'une observable sur un système, cette observable acquiert de façon indéterministe une certaine « valeur précise »[4] – la description qu'il donne du processus de la mesure étant équivalente à celle présentée à la Sous-Section 3.7.2.

L'idée qu'une observable acquière une valeur bien définie au terme d'une mesure s'accorde avec l'expérience, c'est-à-dire avec ce que nous constatons lors d'une mesure. En revanche, nous n'observons jamais des « valeurs imprécises ». En avançant cette idée de valeur imprécise, van Fraassen s'écarte de manière significative de l'approche empiriste dont

1. *Idem*.
2. *Ibid.*, p. 307.
3. *Ibid.*, pp. 283, 307 et 310. Nous avons déjà présenté cette idée à la Sous-Section 2.2.5.
4. *Ibid.*, p. 309.

il se fait pourtant l'avocat en philosophie des sciences[1]. Il fait ici une hypothèse sur les systèmes considérés en eux-mêmes, franchissant ainsi les limites du domaine de l'expérience possible. Conformément à cette perspective réaliste, il estime légitime d'assigner une propriété à un système en dehors du contexte d'une mesure de cette propriété : une valeur imprécise peut être attribuée à une observable sur un système « qu'une mesure [de l'observable en question] soit réalisée ou non »[2]. Cela signifie, en particulier, que dans le cas où le vecteur d'état associé à un système est un vecteur propre de l'opérateur qui représente une observable *A*, la mesure de *A* ne fait que révéler une *propriété préexistante* : « dans le cas d'un état propre, une mesure révèle la valeur que l'observable possédait initialement »[3].

Trois idées viennent compléter l'image du monde qui se dégage, selon van Fraassen, de la mécanique quantique. Rompant à nouveau avec l'empirisme, il soutient premièrement que le monde est *intrinsèquement indéterministe*, il « classe l'indéterminisme comme une réalité et non comme une simple apparence »[4]. Deuxièmement, à contre-courant de l'interprétation usuelle de la théorie quantique des champs[5], il cherche à sauver l'idée de l'*individualité* des particules[6]. Indiquons que dans le cadre de son interprétation modale, les fermions peuvent effectivement être individualisés par leur état des valeurs[7]. Et si tel n'est pas le cas des bosons, il doit probablement exister, selon van Fraassen, un aspect du monde qui échappe à la mécanique quantique, et qui permet de les individualiser[8]. Troisièmement, il insiste sur ce qu'il nomme « le caractère holistique du monde quantique »[9]. L'impossibilité, en général, de factoriser le vecteur d'état associé à un système composé, d'après van Fraassen, signifie que les propriétés d'un système composé de plusieurs particules ne se réduisent pas aux propriétés individuelles de ces particules[10].

---

1. Nous avons examiné ailleurs la question de l'accord entre l'interprétation de la mécanique quantique de van Fraassen et son empirisme constructif (Bächtold, M., *L'analyse philosophique de la mécanique quantique selon B. C. van Fraassen*, mémoire de DEA, Université Paris 1 Panthéon-Sorbonne, 2000).
2. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 310.
3. *Ibid.*, pp. 313-314.
4. *Ibid.*, p. 494 (note 3). *Cf.* aussi : pp. 178 et 273.
5. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.3.
6. *Ibid.*, Chap. 11 et 12.
7. *Ibid.*, pp. 427-429.
8. *Ibid.*, pp. 429-433.
9. *Ibid.*, p. 327.
10. *Ibid.*, pp. 290-294 et 327-335.

Comme le fait remarquer Adrian Heathcote, « van Fraassen argumente […] en faveur d'une ontologie de particules, suivant laquelle ces dernières ont des propriétés étranges, non-classiques »[1], ce qui tend à confirmer, d'après lui, que « l'empirisme de van Fraassen cache de nombreux engagements réalistes »[2]. Bien que dans la conclusion de son ouvrage principal sur la mécanique quantique, van Fraassen dise « au revoir à la métaphysique »[3], il fait semble-t-il bel et bien de la métaphysique : il dresse le portrait du monde tel qu'il pourrait être en lui-même, indépendamment de la manière dont nous pouvons en faire l'expérience[4].

### *3.7.6 L'interprétation modale de Richard Healey*

L'interprétation modale de Healey est proche de celle de van Fraassen. En particulier, elle reprend l'idée de valeur imprécise[5] et l'idée de propriété holistique (ou « irréductible » selon l'expression de Healey)[6]. Néanmoins, s'agissant des expériences de type EPR, Healey effectue un pas interprétatif supplémentaire, un pas « métaphysique »[7] que van Fraassen se refuse de faire[8]. L'objectif de Healey est de donner une description « explicative » de ces expériences[9].

Reprenons la présentation de l'expérience EPR de la Sous-Section 2.3.2. Après avoir interagi (entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$), les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ se retrouvent, à l'instant $t_3$, dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées (*cf.* Figure 2.1). Admettons que le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ s'écrive alors :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| +^{S_1} \right\rangle \otimes \left| -^{S_2} \right\rangle - \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_2} \right\rangle \right) \tag{3.42}$$

1. Heathcote, A., "Quantum Mechanics" (review of van Fraassen's book), *Metascience* **3** (1993), p. 74.
2. *Idem*.
3. *Ibid.*, p. 310.
4. Nous avons développé ce point in : Bächtold, M., *L'analyse philosophique de la mécanique quantique selon B. C. van Fraassen*, *op. cit.*.
5. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 40-41 et 66-79.
6. *Ibid.*, p. 29.
7. *Ibid.*, p. 137.
8. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Chap. 10.
9. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 137.

où $\left| +^{S_1} \right\rangle$ et $\left| -^{S_1} \right\rangle$ sont les vecteurs propres de l'opérateur qui représente l'observable spin selon la direction **d** sur le sous-système $S_1$, notée $S_{\mathbf{d}}^{S_1}$, avec comme valeur propre respectivement $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$ (de même pour les termes relatifs à $S_2$). Du vecteur d'état (3.42), on peut dériver, suivant Healey, que le système composé $S_1 + S_2$ possède la « propriété corrélationnelle irréductible », notée $P_{irréd}$, pouvant s'exprimer par la proposition « Soit $S_1$ a la valeur $-\hbar/2$ pour le spin dans la direction **d** et $S_2$ a la valeur $+\hbar/2$ pour le spin dans la direction **d**, soit $S_1$ a la valeur $+\hbar/2$ pour le spin dans la direction **d** et $S_2$ a la valeur $-\hbar/2$ pour le spin dans la direction **d** »[1].

Admettons qu'à l'instant $t_3$, la mesure de l'observable $S_{\mathbf{d}}^{S_1}$ soit effectuée sur le sous-système $S_1$ et fournisse comme résultat la valeur $-\hbar/2$. Partisan d'une interprétation modale, Healey rejette conjointement l'hypothèse du saut quantique et le postulat de projection. Le vecteur d'état (3.42) n'est donc pas réduit. Néanmoins, il déduit de ce résultat de mesure que le système composé $S_1 + S_2$ a acquis la « propriété réductible », notée $P_{réd}$, pouvant s'exprimer par la proposition « $S_1$ a la valeur $-\hbar/2$ pour le spin dans la direction **d** et $S_2$ a la propriété de spin (triviale) qu'elle a toujours eu »[2].

Des deux propriétés $P_{irréd}$ et $P_{réd}$ du système composé $S_1 + S_2$, on peut déduire, soutient Healey, que si la mesure de l'observable $S_{\mathbf{d}}^{S_2}$ était effectuée sur le sous-système $S_2$, à un instant ultérieur $t_4$, on trouverait avec certitude la valeur $+\hbar/2$ [3].

D'après Healey, cette explication ne fait pas intervenir l'hypothèse d'une action instantanée à distance. Elle évite, ce faisant, un conflit avec la théorie de la relativité restreinte. La mesure sur $S_1$ a modifié les propriétés de $S_1 + S_2$, sans modifier (instantanément à distance) les propriétés de $S_2$. C'est en ce sens que Healey affirme qu'« une modification de l'état dynamique [*i.e.* l'état physique actuel] d'une composante du système composé peut changer l'état dynamique du système composé sans affecter d'une quelconque manière l'état dynamique d'une composante séparée »[4].

---

1. *Ibid.*, p. 53 (dans cette citation, ainsi que dans les suivantes, nous avons modifié la notation par souci de cohérence avec le corps du texte).
2. *Ibid.*, p. 54.
3. *Idem*.
4. *Ibid.*, p. 182.

Healey admet que son explication présuppose une sorte de « connexion causale » entre l'événement de la mesure de $S_{\mathbf{d}}^{S_1}$ sur $S_1$, noté $e_1$, et l'événement de la mesure de $S_{\mathbf{d}}^{S_2}$ sur $S_2$, noté $e_2$ [1]. Mais celle-ci ne doit pas être considérée comme étant « directe »[2] (ce qui serait synonyme d'action instantanée à distance). C'est pourquoi, Healey postule l'existence d'une nouvelle forme de connexion causale qui fait intervenir des processus causaux intermédiaires, des « processus causaux holistiques » qui se rapportent à l'état physique actuel du système composé $S_1 + S_2$ [3].

Healey remarque que la connexion causale entre $e_1$ et $e_2$ est inversée lorsque l'on se situe dans un référentiel spatio-temporel où l'ordre de succession de ces deux événements est lui-même inversé (*i.e.* $e_2$ précède $e_1$)[4]. Pour cette raison, il postule, en outre, que la nouvelle forme de connexion causale est « symétrique » : selon le référentiel spatio-temporel considéré, l'action causale se propage de $e_1$ à $e_2$ *ou* de $e_2$ à $e_1$[5].

La construction métaphysique de Healey paraît osée. Nous pouvons lui reprocher d'introduire de nouvelles notions sans leur apporter une réelle intelligibilité. En particulier, l'adjectif « symétrique » n'est-il pas une simple étiquette adjointe à la notion de causalité, une étiquette qui vise à masquer un problème (celui qui apparaît lorsque l'on considère deux référentiels spatio-temporel avec un ordre de succession de $e_1$ à $e_2$ différent) ?

### *3.7.7 L'interprétation modale de Jeffrey Bub*

L'interprétation modale de Bub rompt avec celle de van Fraassen ou de Healey dans la mesure où elle admet l'existence d'*observables privilégiées* caractérisées par le fait qu'elles possèdent toujours des valeurs précises. Pour que son interprétation soit empiriquement adéquate, il faut admettre que les observables privilégiées incluent celles qui sont définies pour des appareils de mesure ou pour « des systèmes qui peuvent fonctionner comme des appareils de mesure »[6]. Bub fait un rapprochement entre son interprétation et la mécanique

1. *Ibid.*, p. 57.
2. *Idem*.
3. *Ibid.*, pp. 59-62 et 141-144.
4. *Ibid.*, p. 57.
5. *Ibid.*, p. 147.
6. Bub, J., "Quantum Mechanics Without the Projection Postulate", *op. cit.*, p. 739.

bohmienne[1]. Toutefois, comme le souligne Healey, il ne suppose pas que la position constitue la seule observable privilégiée[2].

## 3.8 Les interprétations everettiennes

### *3.8.1 Le paradoxe de la description de la mesure selon l'interprétation standard*

Hugh Everett[3] a proposé une interprétation la mécanique quantique basée, tout comme les interprétations modales, sur le rejet du postulat de projection. Cette interprétation présente certaines ambiguïtés et a elle-même été *interprétée* de diverses façons. Les interprétations en termes de « mondes multiples », d'« esprits multiples », d'« histoires consistantes », ou de « faits relatifs » sont autant d'interprétations et de prolongements qui ont été proposés de l'interprétation d'Everett. Avant de les présenter, attardons-nous sur les motivations d'Everett et sur les principes de son approche.

Il est usuel, dans le cadre de l'interprétation standard, de tenir l'observateur pour un système « extérieur »[4] à la description quantique. Néanmoins, comme le fait remarquer Everett, rien ne nous empêche de considérer qu'un observateur est lui même décrit comme un système « quantique » par un second observateur. Selon Everett, cette ambivalence du statut assigné à l'observateur (tantôt système extérieur, tantôt système quantique) est à l'origine d'un « paradoxe »[5]. Celui-ci apparaît lorsqu'il s'agit de décrire une mesure.

Supposons qu'un observateur *O* effectue une mesure de l'observable *A* sur le système *S*. Comment *O* décrit-il cette mesure, à supposer qu'il adopte l'interprétation standard ? Il

1. *Ibid.*, pp. 739-740.
2. Healey, R., "'Modal' Interpretations, Decoherence, and the Quantum Measurement Problem", *op. cit.*, p. 68.
3. Everett, H., "'Relative State' Formulation of Quantum Mechanics", *Reviews of Modern Physics* **29** (1957), 454-462 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* sa réédition in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, *op. cit.*, pp. 315-323) ; Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", in: DeWitt, B. and Graham, N. (eds.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1973, pp. 3-140.
4. Everett, H., "'Relative State' Formulation of Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 315.
5. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, p. 4.

associe à $S$ un certain vecteur d'état, noté $\left| \psi^S \right\rangle$[1]. Admettons qu'à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure, ce vecteur d'état puisse se formuler ainsi :

$$\left| \psi^S(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{3.43}$$

où les $\{\left| a_i \right\rangle\}$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$, auxquels correspondent les valeurs propres $\{a_i\}$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes.

Supposons qu'au terme de la mesure, à l'instant $t_2$, survienne le résultat $a_k$. Prenant en compte ce résultat, $O$ applique le postulat de projection à $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle$ et décrit le processus de la mesure comme suit :

$$\left| \psi^S(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \quad \xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad \left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \tag{3.44}$$

Considérons maintenant un second observateur $P$ qui n'interagit ni avec $S$, ni avec $O$ (il est par exemple à l'extérieur du laboratoire où $O$ réalise la mesure). Quelle description $P$ fait-il du processus de la mesure ? À $S$, il associe le même vecteur d'état initial (3.43). Mais il décrit également $O$ au moyen d'un vecteur d'état, noté $\left| \psi^O \right\rangle$. Admettons qu'à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure, ce vecteur d'état puisse se formuler ainsi :

$$\left| \psi^O(t_1) \right\rangle = \left| \varphi_{\text{init}} \right\rangle \tag{3.45}$$

où $\left| \varphi_{\text{init}} \right\rangle$ est un vecteur initial quelconque.

Selon Everett, $P$ décrit le processus de la mesure de la manière suivante :

$$\left| \psi^{S+O}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| \varphi_{\text{init}} \right\rangle \quad \xrightarrow{t_1 \to t_2} \quad \left| \psi^{S+O}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| \varphi_i \right\rangle \tag{3.46}$$

où les $\{\left| \varphi_i \right\rangle\}$ sont des vecteurs en correspondance bi-univoque avec les vecteurs propres $\{\left| a_i \right\rangle\}$. Il n'est pas question pour $P$ d'appliquer le postulat de projection : « du point de vue de $P$, rien ne ressemblant au processus [décrit par (3.44)] ne peut survenir (il n'y a pas de discontinuité) »[2].

1. Signalons qu'Everett utilise le formalisme des fonctions d'onde. Nous choisissons ici de faire la présentation de son interprétation en utilisant le formalisme plus général des vecteurs d'état.
2. *Idem*.

Everett fait le constat que les descriptions de *O* et de *P* sont différentes. Ce paradoxe montre, d'après lui, l'inconsistance de l'interprétation standard : « il est […] clair que [cette] interprétation n'est pas tenable si l'on considère un univers qui inclut plus que un observateur »[1].

### *3.8.2 Les multiples états relatifs de l'observateur*

Il envisage plusieurs options alternatives pour éviter le paradoxe, mais n'en retient qu'une :

> Supposer la validité universelle de la description quantique, en abandonnant complètement [l'hypothèse de l'existence de processus discontinus décrits par le postulat de projection]. La validité générale de la mécanique ondulatoire pure, *sans aucune assertion statistique* [*i.e.* la mécanique quantique sans postulat de projection], est supposée pour *tous* les systèmes, y compris les observateurs et les appareils de mesure. Les processus d'observation doivent être décrits entièrement par la fonction d'onde du système composé qui inclut l'observateur et son système-objet, et qui à chaque instant obéit à l'équation d'onde [de Schrödinger][2].

Cette option de la *mécanique quantique sans postulat de projection* présente l'avantage de la « simplicité », puisqu'elle admet une unique équation d'évolution – l'équation de Schrödinger. En outre, elle permet de donner une description « complète » de l'univers. Étant donné que l'univers peut être considéré comme un système isolé, l'évolution de sont état physique actuel peut être décrit au moyen de l'équation de Schrödinger appliquée au vecteur d'état qui lui est associé. La mécanique quantique sans postulat de projection correspond, en ce sens, à la « théorie de la fonction d'onde universelle »[3].

Toutefois, il faut s'assurer que la mécanique quantique sans postulat de projection soit empiriquement adéquate, qu'elle rende compte de l'expérience d'un observateur. Le but que se fixe Everett est donc celui de « déduire » de la théorie ce qu'il nomme les « apparences subjectives » de l'observateur[4]. Pour ce faire, il propose de concevoir le processus de la mesure comme un processus d'interaction entre deux sous-systèmes d'un système composé[5]. Ce système composé étant tenu pour isolé, il est donc possible de décrire l'évolution de son

1. *Ibid.*, p. 6.
2. *Ibid.*, p. 8.
3. Tel est le titre de l'article de 1973 ("The Theory of the Universal Wave Function").
4. *Ibid.*, p. 9.
5. *Ibid.*, pp. 9 et 11.

état physique actuel au moyen de l'équation de Schrödinger[1]. Les deux sous-systèmes en question sont le système étudié (ou « système-objet ») et l'observateur qui réalise une mesure sur ce système.

Suivant l'interprétation que propose Everett, un observateur n'est donc pas traité comme un système externe. Il doit être décrit dans les termes de la mécanique quantique. Plus précisément, Everett modélise l'observateur comme un appareil de mesure automatique couplé à un système de mémorisation qui enregistre les résultats successifs obtenus. En outre, il attribue à un tel automate les traits de la subjectivité :

> Pour de telles machines, il est légitime d'employer des phrases telles que « la machine a perçu *a* » ou « la machine est consciente de *a* » si l'occurrence de *a* est enregistrée dans la mémoire, étant donné que le comportement futur de la machine sera basé sur l'occurrence de *a* [2].

Du point de vue du formalisme, l'état physique actuel d'un observateur *O*, à un instant *t*, est représenté par un vecteur d'état de la forme[3] :

$$\left| \psi^{O}(t) \right\rangle = \left| O[a,b,...,c] \right\rangle \tag{3.47}$$

Dans cette expression, les valeurs *a*, *b*,…, *c* qui figurent entre les crochets correspondent aux résultats successifs obtenus et enregistrés par le système de mémorisation jusqu'à l'instant $t$. Autrement dit, $\left| O[a,b,...,c] \right\rangle$ représente l'observateur *O* ayant obtenu successivement les résultats *a*, *b*,…, *c*.

D'après d'Everett, la mesure dont il était question plus haut doit être décrite comme suit. Au système composé $S+O$, doit être associé, à l'instant $t_1$ (immédiatement avant la mesure), le vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S+O}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| O[...] \right\rangle \tag{3.48}$$

Entre les crochets (dans $\left| O[...] \right\rangle$), nous n'avons pas explicité les résultats que *O* a obtenu avant l'instant $t_1$, étant donné qu'ils sont sans intérêt pour la présente description.

Pour décrire le processus de la mesure, il faut appliquer l'équation de Schrödinger. Le vecteur d'état associé au système composé $S+O$, au terme de la mesure de *A*, devient alors :

---

1. *Ibid.*, pp. 9-10.
2. *Ibid.*, p. 64.
3. *Ibid.*, p. 65 (nous avons modifié la notation par souci de cohérence avec le corps du texte).

$$\left| \psi^{S+O}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| O[..., a_i] \right\rangle \tag{3.49}$$

où $\left| O[..., a_i] \right\rangle$ représente l'observateur *O* comme ayant obtenu le résultat $a_i$. Everett propose d'interpréter chaque terme de la superposition figurant en (3.49) de la manière suivant : le système *S* se trouve dans l'état physique actuel représenté par $\left| a_i \right\rangle$ *relativement* à l'observateur *O* qui se trouve dans l'état physique actuel représenté par $\left| O[..., a_i] \right\rangle$[1]. La notion d'*état relatif*, qui intervient ici, constitue le cœur de l'interprétation d'Everett. Il écrit à ce propos :

> Il n'y a pas, en général, d'état individuel pour un sous-système d'un système composé. Autrement dit, les sous-systèmes *ne* possèdent *pas* des états qui sont indépendants de l'état du reste du système, de sorte que les états des sous-systèmes sont généralement *corrélés*. On peut choisir arbitrairement un état pour un sous-système, et on en déduit alors l'*état relatif* pour l'autre sous-système. Nous avons donc affaire à une *relativité* fondamentale *des états*, qui sous-tend le formalisme des systèmes composés. Il n'y a pas de sens à chercher quel est l'état absolu d'un sous-système – on ne peut chercher que l'état de ce sous-système relativement à un état donné du reste du système composé[2].

Cette relativité des états de deux systèmes découle de la *corrélation* qui s'établit entre eux lorsqu'ils interagissent (comme c'est le cas lors d'une mesure)[3].

Dans le cadre des interprétations modales dont il a été question à la section précédente, les états physiques actuels de deux systèmes ayant interagi peuvent également être considérés comme étant relatifs l'un à l'autre. C'est, par exemple, ce que soutient Simon Kochen :

> Du point de vue [de l'interprétation modale], le monde devient un monde de perspectives de différents systèmes – aucun de ces systèmes n'ayant un rôle privilégié – et de propriétés qui acquièrent un caractère relationnel étant donné qu'elles ne sont réalisées que lorsqu'elles sont observées par d'autres systèmes[4].

Toutefois, à la différence d'Everett, les tenants des interprétations modales supposent que seul l'un des termes d'une superposition telle que (3.49) devient actuel.

D'après Everett, le processus de la mesure peut être considéré selon deux points de vue. Il y a premièrement le point de vue « objectif »[5] (ou « global »[6]), celui où l'on applique la

1. *Ibid.*, p. 68.
2. *Ibid.*, p. 43.
3. *Ibid.*, p. 10.
4. Kochen, S., "A New Interpretation of Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 164.
5. *Ibid.*, p. 9.
6. *Ibid.*, p. 78.

mécanique quantique sans postulat de projection au système total, incluant le système étudié et l'observateur (voire également, si l'on veut une description complète, l'environnement de l'observateur). De ce point de vue, le processus de la mesure est « continu et causal »[1]. Aucun processus indéterministe, tel qu'un saut quantique, ne survient.

Mais il y a également le point de vue « subjectif », celui de l'observateur qui réalise la mesure. Pour cet observateur, tout se passe, lors de la mesure, *comme si* l'état physique actuel du système étudié se réduisait à un état physique actuel représenté par un unique vecteur propre, tout se passe comme si survenait un saut quantique. Il est donc légitime *pour lui* d'appliquer le postulat de projection. De ce point de vue subjectif, le processus de la mesure est « discontinu et probabiliste »[2]. Everett précise ce point en ces termes :

> Chaque élément de la superposition finale [ici (3.49)] décrit un observateur qui perçoit un résultat défini et, en général, distinct, et à qui il apparaît que l'état du système-objet s'est transformé dans l'état propre correspondant. En ce sens, les assertions usuelles concernant le processus [discontinu décrit par le postulat de projection] s'avèrent valides au niveau subjectif de chaque observateur décrit par un élément de la superposition[3].

Il faut souligner que la description dite « objective » de la mesure, bien qu'elle ne fasse pas appel au postulat de projection, permet de rendre compte de la reproductibilité d'une mesure et l'accord entre des observateurs distincts[4].

On le voit, Everett ne remet pas en cause l'hypothèse $H_1$ de l'interprétation standard. Suivant son interprétation, le vecteur d'état associé à un système (qu'il soit composé ou non), à un instant $t$, représente son état physique actuel à cet instant $t$. Faisons remarquer qu'un vecteur d'état ne peut être associé à un système uniquement si celui-ci est isolé. Lorsque celui-ci n'est pas isolé (*i.e.* lorsqu'il interagit avec un autre système), il n'est plus possible, en général, de lui associer un vecteur d'état de manière individuelle[5]. L'interprétation d'Everett adjoint alors à $H_1$ une hypothèse supplémentaire : lorsqu'un système $S$ a interagi avec un autre système $T$, le vecteur d'état associé à $S+T$ permet de déterminer l'état physique actuel dans lequel se trouve $S$ *relativement* à un certain état physique actuel dans lequel se trouve $T$.

1. *Ibid.*, p. 9.
2. *Idem*.
3. *Ibid.*, p. 10.
4. Nous reviendrons sur ce point à la Sous-Section 5.10.2.
5. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.6.

Comment faut-il comprendre l'existence d'une pluralité d'états physiques relatifs d'un système ? Ce système est-il démultiplié ? Autrement dit, les différents états relatifs d'un système renvoient-ils à différentes répliques de ce système ? Discutant du cas où le système considéré est un observateur, Everett affirme qu'il n'en va pas ainsi. Suivant son interprétation, il n'existe qu'un seul observateur physique. Les états physiques relatifs multiples de cet observateur, au terme d'une mesure, correspondent à autant de perceptions de résultats distincts, à autant de vécus différents du *même* observateur physique. Everett explique ce point dans une note de bas de page :

> Avant l'observation, nous avons un unique état pour l'observateur. Par contre, après cette observation, il y a une pluralité d'états différents pour l'observateur, chacun apparaissant dans une superposition. Chacun de ces états distincts est un état pour un observateur, de sorte que nous pouvons parler de différents observateurs décrits par différents états. D'un autre côté, le même système physique est impliqué, et de ce point de vue, il s'agit du *même* observateur, qui se trouve dans différents états correspondant aux différents éléments de la superposition (i.e. il a différentes expériences correspondant aux différents éléments de la superposition). C'est pourquoi, nous devrions utiliser le singulier lorsque nous désirons souligner qu'un unique système physique est impliqué, et le pluriel lorsque nous désirons mettre l'accent sur les différentes expériences correspondant aux différents éléments de la superposition (e.g. « Lorsque l'observateur fait une observation de la quantité $A$, chacun des observateurs de la superposition qui en résulte a perçu une valeur propre »)[1].

Il précise que ces perceptions multiples ne sont pas seulement possibles, elles sont toutes conjointement *actuelles*. Chaque état physique relatif de l'observateur est actuel. Everett de soutenir : « toutes les branches de la superposition [ici (3.49)] existent simultanément »[2], et d'ajouter : « du point de vue de la théorie, tous les éléments de la superposition (toutes les "branches") sont "actuelles" »[3]. L'actuel auquel l'observateur a accès au terme d'une mesure est en quelque sorte démultiplié.

### *3.8.3 Un observateur peut-il vivre simultanément des expériences contradictoires ?*

Une première objection peut être adressée à Everett. D'après le $k^{\text{ième}}$ terme de la superposition (3.49), l'observateur perçoit le résultat $a_k$, d'après le $l^{\text{ième}}$ terme de cette superposition, l'observateur perçoit le résultat $a_l$, etc. Or, ces multiples vécus de

1. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, p. 4 (note 1).
2. Everett, H., "'Relative State' Formulation of Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 320.
3. *Ibid.*, p. 320 (en note).

l'observateur au terme de la mesure sont contradictoires les uns avec les autres. Comment un observateur peut-il vivre simultanément plusieurs expériences mutuellement contradictoires ?

Une façon de contourner cette objection reviendrait à dévaluer le statut des expériences de l'observateur au rang de simples illusions. Si elles ne sont pas réelles, alors leur caractère mutuellement contradictoire ne pose plus problème. Telle est l'une des pistes que peut suggérer l'emploi par Everett de l'expression « apparences subjectives »[1].

Toutefois, Everett écrit ailleurs que ces expériences sont toutes « réelles » ou « actuelles », comme nous l'avons indiqué ci-dessus. En outre, si les expériences de l'observateur étaient identifiées à de simples illusions, nous nous retrouverions dans une situation quelque peu surprenante. Étant donné que chez Everett, l'observateur peut être conçu comme une machine, nous devrions admettre qu'une machine puisse être victime d'illusions. Cette machine aurait la croyance d'avoir obtenu et enregistré un résultat particulier, mais à tort selon le point de vue de la description objective. Il ne s'agit donc probablement pas de la piste privilégiée par Everett.

Une autre piste pour faire face à l'objection consiste à abandonner l'idée de l'unicité de l'observateur en tant que système physique. Il s'agirait de postuler l'existence d'une pluralité d'observateurs distincts. À chaque observateur correspondrait une expérience différente. C'est la voie dans laquelle se sont engagés Bryce DeWitt et Neill Graham en proposant l'interprétation en termes de « mondes multiples »[2]. Mais en raison de l'insistance d'Everett sur l'idée de l'unicité de l'observateur physique, nous ne lui imputerons pas cette interprétation.

### *3.8.4 Comment expliquer la croyance de l'observateur en l'unicité de son expérience ?*

Si l'on écarte l'hypothèse des mondes multiples, l'objection précédente se double d'une seconde objection qui a été mise en avant par Jeffrey Barrett. Si un observateur fait simultanément plusieurs expériences mutuellemement contradictoires, comment se fait-il qu'il ne s'en rende pas compte et croit en l'unicité de son expérience ? Barrett formule l'objection en ces termes : « comment explique-t-on qu'il *semble* que l'on se retrouve typiquement avec un *unique* résultat de mesure déterminé ? »[3].

1. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, p. 9. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 70.
2. *Cf. infra*, Sous-Section 3.8.6.
3. Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 77.

La seule réponse à cette objection consiste à postuler l'existence d'un dualisme entre le monde mental et le monde physique et à soutenir que l'observateur, bien qu'il soit physiquement unique, possède un « esprit » démultiplié, c'est-à-dire plusieurs esprits qui perçoivent chacun un résultat distinct. Telle est l'idée développée dans l'interprétation des « esprits multiples » par David Albert et Barry Loewer, et par Michael Lockwood[1].

### *3.8.5 Une double démultiplication de l'actuel*

Quelles sont les décompositions du vecteur d'état associé à un système composé qui sont admises dans l'interprétation d'Everett ?

Avant d'examiner les écrits d'Everett, faisons un rappel. Soit un système $S$ composé de deux sous-systèmes, notés $S_1$ et $S_2$, qui ont interagi. L'état physique actuel du système composé $S_1 + S_2$ peut être représenté par un vecteur d'état qui a la forme d'une double somme de produits tensoriels[2] :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \sum_i \sum_j c_{ij} \left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle \tag{3.50}$$

où $\{\left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle\}$ et $\{\left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle\}$ sont des bases quelconques (non nécessairement orthogonales) des espaces de Hilbert respectivement de $H^{S_1}$ et de $H^{S_2}$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes.

Lorsque Everett considère des décompositions de la forme de (3.50), il restreint sa présentation au cas où $\{\left| \varphi_i^{S_1} \right\rangle\}$ et $\{\left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle\}$ sont des bases orthogonales respectivement de $H^{S_1}$ et de $H^{S_2}$[3]. Mais il n'exclut pas explicitement le cas où ces bases ne sont pas orthogonales.

Pour un état physique de $S_2$ donné, représenté par un certain vecteur $\left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle$, Everett définit alors l'état physique relatif de $S_1$ en le représentant par le vecteur[4] :

$$\left| \phi^{S_1}_{\text{relatif à} \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle} \right\rangle \equiv N_j \sum_i \left( \left\langle \chi_i^{S_1} \right| \otimes \left\langle \varphi_j^{S_2} \right| \left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \right) \left| \chi_i^{S_1} \right\rangle \tag{3.51}$$

où $N_j$ est un facteur de normalisation et $\{\left| \chi_i^{S_1} \right\rangle\}$ est une base *quelconque* (non

1. *Cf. infra*, Sous-Section 3.8.7.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.2.
3. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, p. 35.
4. *Ibid.*, p. 38.

nécessairement orthogonale) de $H^{S_1}$. Le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ peut alors se réécrire comme une somme simple de produits tensoriels[1] :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \sum_j \frac{1}{N_j} \left| \phi^{S_1}_{\text{relatif à} \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle} \right\rangle \otimes \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle \tag{3.52}$$

Dans le cas général, les $\{ \left| \phi^{S_1}_{\text{relatif à} \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle} \right\rangle \}$ ne sont pas mutuellement orthogonaux (et ce, même si les $\{ \left| \varphi_j^{S_2} \right\rangle \}$ le sont), ce qu'Everett souligne en ces termes : « Les états relatifs […] ne sont pas nécessairement orthogonaux »[2]. Par conséquent, la décomposition (3.52) n'est pas l'unique décomposition en une somme simple de produits tensoriels de $\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$[3].

Dans l'interprétation d'Everett, le choix des bases sur lesquels se décompose le vecteur d'état associé à un système composé est *arbitraire*. Il n'y a pas de « base préférée » (et donc pas non plus de problème de justification d'une base préférée)[4]. Il s'en suit que l'état physique actuel d'un sous-système $S_1$ d'un système composé $S_1 + S_2$ est doublement relatif : (*i*) il est relatif à la décomposition du vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$, et (*i*) relatif à l'un des termes de la décomposition considérée. Dans le contexte de la description d'une mesure, Everett exprime cette idée en ces termes :

> Les « sauts » discontinus dans un état propre ne correspondent qu'à des propositions relatives, c'est-à-dire relatives à notre décomposition de la fonction d'onde totale en une superposition, et relatives à notre choix d'une valeur particulière pour l'appareil[5].

En d'autres termes, l'état physique actuel d'un sous-système est doublement démultiplié. Le nombre d'états physiques actuels de ce sous-système qui coexistent simultanément est égal à la somme de *tous les termes* dans *toutes les décompositions*.

---

1. *Ibid.*, p. 39.
2. *Ibid.*, p. 40.
3. Il est à noter que, même si les bases dans (3.52) étaient toutes deux orthogonales, la décomposition de $\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$ en une somme simple de produits tensoriels ne serait pas forcément unique. Il suffit que les modules de certains coefficients $\{1/N_j\}$ soient égaux, pour que $\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$ admette plusieurs décompositions en une somme simple de produits tensoriels (*cf. supra*, Sous-Section 3.7.2).
4. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.3.
5. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, pp. 59-60.

Dans le cas d'une mesure, cette interprétation soulève une difficulté. Comme le fait remarquer Barrett, dans certaines décompositions, les vecteurs de bases associés à l'observateur le représentent comme *n'*ayant *pas* obtenu et enregistré une valeur bien définie :

> Alors qu'Everett formule presque toujours l'état final de l'observateur et de son système-objet dans une représentation où l'observateur peut être considéré comme ayant un résultat défini dans chaque élément de la superposition, il décrit aussi le choix de la base comme un *choix arbitraire* – il insiste sur le fait qu'il n'y a pas de façon préférée pour décomposer l'état quantique total en états relatifs. L'état final peut être formulé de sorte que chaque terme décrit un état où l'observateur a enregistré un résultat déterminé, mais il peut aussi être formulé de sorte qu'aucun terme ne décrit l'observateur comme ayant enregistré un résultat déterminé. Ainsi, non seulement le résultat enregistré par l'observateur est une proposition relative, mais de plus, le fait qu'il ait enregistré un résultat déterminé ou non est également relatif[1].

Le problème est qu'en pratique, un observateur obtient et enregistre toujours un résultat bien défini.

### *3.8.6 Les mondes multiples*

L'interprétation en termes de « mondes multiples » a été proposée par DeWitt ainsi que Graham[2]. Elle repose sur une certaine lecture de l'interprétation d'Everett : les « branches » ou « éléments » d'une superposition auxquels Everett attribue une réalité simultanée sont censés représenter l'état physique actuel de différents « mondes » qui existent en parallèle. Seul l'« univers » dans son entier est toujours isolé et peut être décrit « objectivement » au moyen d'un vecteur d'état qui évolue de façon déterministe suivant l'équation de Schrödinger. Lors de chaque mesure, ou lors de chaque interaction équivalente à une mesure, l'univers se scinde (*"split"*) en une multiplicité de mondes – dans chacun de ces mondes survient *en acte* un résultat distinct.

DeWitt reconnaît volontiers que cette interprétation de la mécanique quantique « implique un retour au réalisme naïf et à l'idée désuète selon laquelle il peut y avoir une correspondance directe entre le formalisme et la réalité »[3]. L'interprétation en termes de mondes multiples consiste effectivement à réifier chaque élément du formalisme de la mécanique quantique

1. Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 68.
2. DeWitt, B. and Graham, N. (eds.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 155-165, 167-218 et pp. 229-253.
3. DeWitt, B., "The Many-Universes Interpretation of Quantum Mechanics", in: DeWitt, B. and Graham, N. (eds.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 168.

sans postulat de projection. DeWitt admet également que cette interprétation, qui introduit une étrange « schizophrénie » de l'univers, semble très éloignée de ce que nous expérimentons en pratique :

> L'idée qu'il existe $10^{100+}$ copies légèrement différentes de moi-même, chacune se divisant continuellement en de nouvelles copies, lesquelles ne sont finalement plus reconnaissables, est difficile à raccorder avec le témoignage de nos sens, c'est-à-dire avec le fait que nous ne nous divisons pas[1].

Néanmoins, elle peut expliquer pourquoi nous ne faisons jamais l'expérience de la multiplication de notre personne : chacune de nos copies vit dans un monde particulier et n'a pas accès aux mondes qui coexistent en parallèle.

On comprend aisément que plusieurs auteurs, tels que John Bell[2], Lockwood[3] ou Richard Healey[4], aient reproché à l'interprétation en termes de mondes multiples son « extravagance ontologique ». Mais ce n'est pas tout. Elle soulève plusieurs problèmes d'ordre théorique[5]. Premièrement, elle suppose que les divisions de l'univers en plusieurs mondes surviennent uniquement lors d'une mesure ou d'une interaction équivalente. Or la mécanique quantique ne fournit aucun critère permettant de justifier qu'une mesure est un processus physique particulier. Ce point a été relevé notamment par Lockwood[6].

Deuxièmement, DeWitt et Graham supposent que l'univers se divise en mondes qui sont caractérisés par la survenue de résultats bien définis. Ils privilégient, ce faisant, certaines décompositions bi-orthogonales du vecteur d'état associé à l'univers. Mais la mécanique quantique ne permet pas non plus de justifier cette hypothèse. Celle-ci fait donc figure

---

1. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, pp. 59-60.
2. Bell, J., "Six Possible Worlds of Quantum Mechanics", *Proceedings of the Nobel Symposium 65: Possible Worlds in Arts and Sciences* (1986) ; réimprimé in: Bell, J., *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, Cambridge: Cambridge University Press, 1987, p. 194.
3. Lockwood, M., *Mind, Brain, and the Quantum*, Oxford: Blackwell, 1989, p. 226.
4. Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 212.
5. Pour une présentation de l'ensemble des critiques avancées contre cette interprétation, *cf.* par exemple : Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, pp. 154-179 ; Vaidman, L., "Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2002/entries/qm-manyworlds/, 2002, pp. 7-9 ; Barrett, J., "Everett's Relative-State Formulation of Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2003/entries/qm-everett/, 2003, pp. 6-8.
6. Lockwood, M., *Mind, Brain, and the Quantum*, *op. cit.*, p. 226.

d'hypothèse *ad hoc*, comme le souligne Barrett[1]. En d'autres termes, se pose à nouveau le problème de la base préférée.

Troisièmement, l'interprétation de DeWitt et Graham est en conflit avec la théorie de la relativité restreinte[2]. Celle-ci suppose, en effet, qu'une mesure (ou une interaction équivalente) effectuée dans une certaine région de l'espace induit une division de l'univers dans son entier. Une mesure produit donc une action instantanée à distance sur tous les systèmes de l'univers, en contradiction avec l'hypothèse de la théorie de la relativité restreinte, suivant laquelle la vitesse de la propagation d'une action ne peut être supérieure à la vitesse de la lumière.

Quatrièmement, quelle peut être la place des probabilités dans une théorie totalement déterministe comme l'est la mécanique quantique sans postulat de projection ? Si, à la suite d'une mesure, tous les résultats possibles sont actualisés dans des mondes parallèles, il semble qu'il n'y ait plus de sens de parler de la probabilité qu'un résultat devienne actuel. Albert et Loewer ont mis en avant ce problème en ces termes : « étant donné que suivant [l'interprétation en termes de mondes multiples], il est certain que tous les résultats d'une mesure vont survenir et vont être observés par le successeur [du physicien qui effectue la mesure], quel sens cela a-t-il de dire que la probabilité d'un résultat particulier est $c^2$ ? »[3]. Signalons que plusieurs tentatives de réponse à ce problème ont été avancées[4].

Plus récemment, David Wallace[5] a proposé une version renouvelée de l'interprétation en termes de mondes multiples, qui vise notamment à lever le problème de la base préférée. Suivant cette interprétation, *toutes* les décompositions du vecteur d'état associé à l'univers sont considérées comme valides (même celles qui impliquent qu'un observateur peut ne pas avoir de résultat bien défini au terme d'une mesure). Wallace fait une analogie avec la théorie de la relativité. D'après cette dernière, chacune des descriptions *suivant un référentiel spatio-temporel donné* est une description complète de l'univers. De même, soutient Wallace,

1. Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 178.
2. Sur ce point, *cf.* par exemple : Lockwood, M., *Mind, Brain, and the Quantum*, *op. cit.*, pp. 226-227.
3. Albert, D. and Loewer, B., "Interpreting the Many Worlds Interpretation", *Synthese* **77** (1988), p. 201.
4. *Cf.* par exemple : Vaidman, L., "Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 6.
5. Wallace, D., "Worlds in the Everett Interpretation", *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics* **33** (2002), 637-661 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* : *arXiv e-print*, quant-ph/0103092 (2001)) ; Wallace, D., "Everett and Structure", *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics* **34** (2002), 87-105.

chacune des descriptions *suivant une décomposition donnée du vecteur d'état associé à l'univers* est une description complète de cet univers :

> Nous pouvons considérer l'état universel comme étant constitué de mondes avec certaines amplitudes de la même manière que nous pouvons considérer l'espace-temps comme étant constitué d'instants avec certaines relations métriques : aucune description ne rend réellement justice des symétries de l'entité décrite, mais les deux donnent suffisamment de données pour spécifier de façon complète cette entité, et les deux nous donnent une saisie conceptuelle de ce qu'est cette entité[1].

Ainsi, de même qu'il n'y a pas, dans l'absolu, de référentiel spatio-temporel privilégié, de même n'y a-t-il pas, dans l'absolu, de base préférée[2]. Ce faisant, le problème de la base préférée est dissout.

Il faut cependant pouvoir expliquer pourquoi nous observons toujours un résultat bien défini au terme d'une mesure, c'est-à-dire pourquoi tout se passe pour nous *comme si* une certaine décomposition du vecteur d'état associé à l'univers était privilégiée. Pour ce faire, Wallace fait appel à des considérations évolutionnistes et à l'interprétation en termes d'histoires consistantes (*i.e.* en termes d'histoires quasi-classiques dérivées de la mécanique quantique *via* la théorie de la décohérence)[3] : le résultat de notre évolution biologique est que nous sommes des systèmes qui traitons de l'information ; or, la seule décomposition du vecteur d'état de l'univers qui rende compte des états physiques de notre cerveau dans la situation de traiter de l'information correspond à une décomposition sur une base d'histoires consistantes, suivant lesquelles, en particulier, les résultats de mesures sont bien définis. Suivant les termes de Wallace :

> [N]ous sommes des systèmes qui traitons de l'information et en tant que tels, nous devons être incorporés dans un certain espace d'histoires consistantes dans lequel ce traitement de l'information prend place. C'est pourquoi, un choix utile de l'espace des histoires consistantes doit être un *"fine-graining"* […] de la base des états de cerveau fonctionnellement distincts[4].

Autrement dit, une décomposition du vecteur d'état de l'univers suivant laquelle les résultats de mesures ne sont pas bien définis est une décomposition suivant laquelle notre cerveau n'est pas capable de traiter de l'information.

---

1. Wallace, D., "Worlds in the Everett Interpretation", *op. cit.*, p. 11. Sur cette idée de Wallace, *cf.* aussi : Butterfield, J., "Some Worlds of Quantum Theory", *op. cit.*, quant-ph/0105052, pp. 34-35.
2. Wallace, D., "Worlds in the Everett Interpretation", *op. cit.*, p. 12.
3. *Cf. infra*, Sous-Section 3.8.8.
4. Wallace, D., "Worlds in the Everett Interpretation", *op. cit.*, p. 15.

### *3.8.7 Les esprits multiples*

D'autres interprétations, qui s'inscrivent elles-aussi dans la ligne d'Everett, situent la clé du problème de la mesure au niveau de l'« esprit » (*"mind"*) de l'observateur, c'est-à-dire au niveau de l'état mental dans lequel se trouve son cerveau au terme d'une mesure. Examinons en particulier la stratégie élaborée par Albert et Loewer[1]. Considérant une mesure décrite au moyen de la mécanique quantique sans postulat de projection, ces deux auteurs concentrent leur analyse sur la « croyance » de l'observateur à propos du résultat de mesure qui est survenu. Pour être plus précis, discutons le cas d'un système $S$ sur lequel un observateur $O$ effectue une mesure de l'observable $A$, laquelle est représentée par un opérateur $\hat{A}$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\,|\, a_i \,\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$. Supposons qu'à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure, le vecteur d'état associé à $S+O$ soit :

$$|\, \psi^{S+O}(t_1)\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, O_{\text{init}} \,\rangle \tag{3.53}$$

où $|\, O_{\text{init}} \,\rangle$ décrit l'état physique initial du cerveau de $O$.

Ce vecteur d'état, dont l'évolution est régie par la seul équation de Schrödinger, devient, au terme de la mesure :

$$|\, \psi^{S+O}(t_2)\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i |\, a_i \,\rangle \otimes |\, O \text{ croit que } a_i \text{ est survenu} \,\rangle \tag{3.54}$$

où $|\, O \text{ croit que } a_i \text{ est survenu} \,\rangle$ décrit l'état physique du cerveau de $O$ suivant lequel $O$ possède la croyance que le résultat $a_i$ est survenu au terme de la mesure.

À contre-courant de la pensée dominante, Albert et Loewer postulent l'existence d'un dualisme entre l'état physique du cerveau d'un observateur et son état mental (ou « esprit »). Il s'agit alors de déterminer la façon dont ces deux réalités, physique et mentale, se connectent. Pour ce faire, ils examinent d'abord l'hypothèse suivante : l'évolution de l'état mental de $O$ est indéterministe et devient, au terme de la mesure, l'état mental associé à *l'un* des états physiques représentés par les $\{\,|\, O \text{ croit que } a_i \text{ est survenu} \,\rangle\}$[2]. L'avantage de cette hypothèse est qu'elle assure que l'état mental de $O$ est tel qu'il croit observer, au terme de la

1. Albert, D. and Loewer, B., "Interpreting the Many Worlds Interpretation", *Synthese* **77** (1988), 195-213 ; Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, *op. cit.*, pp. 112-133.
2. *Cf.* par exemple : Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, *op. cit.*, p. 126.

mesure, un résultat déterminé, conformément à ce que nous croyons en pratique[1]. Mais son inconvénient est qu'elle implique l'existence d'une multitude de zombis. Seul l'un des états physiques représentés par les $\left| O \text{ croit que } a_i \text{ est survenu} \right\rangle$ est instancié par un esprit (un état mental), les autres sont des « corps sans esprit » (*"mindless hulks"*)[2]. Par conséquent, écrit Albert, « la plupart des personnes que nous avons rencontrées dans notre vie ont de fait *été* de tels corps sans esprit, et non réellement des personnes »[3].

Pour remédier à cette difficulté, Albert et Loewer ont avancé l'hypothèse suivant laquelle à chaque observateur correspond une *infinité d'esprits*, des esprits qui sont associés aux différents états physiques représentés par les $\{\left| O \text{ croit que } a_i \text{ est survenu} \right\rangle\}$. Le module au carré de chaque coefficient $c_i$ est alors interprété comme la mesure (au sens mathématique) du sous-ensemble infini d'esprits qui sont associés à l'état physique représenté par $\left| O \text{ croit que } a_i \text{ est survenu} \right\rangle$[4]. Dans cette interprétation, la démultiplication des esprits se traduit par la démultiplication de l'actuel *tel qu'il apparaît* à un observateur physique.

Indiquons que Lockwood[5] a développé une version qui se veut strictement « matérialiste » de l'interprétation d'Albert et Loewer[6].

On pourra remarquer qu'une interprétation qui admet l'existence d'une infinité d'esprits associés à un même observateur physique n'est pas moins « extravagante » que l'interprétation en termes de mondes multiples. En outre, comme l'a souligné Barrett, ces interprétations en termes d'esprits multiples rencontrent, sous une forme nouvelle, le problème de la base préférée : rien, dans ces interprétations, ne permet de spécifier la base suivant laquelle les esprits ont la croyance d'observer un résultat bien défini au terme d'une mesure[7].

---

1. *Ibid.*, pp. 126-127.
2. *Ibid.*, p. 130.
3. *Idem*.
4. *Idem*.
5. Lockwood, M., *Mind, Brain, and the Quantum*, *op. cit.*.
6. Pour une discussion critique de l'interprétation de Lockwood, *cf.* notamment : Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, pp. 206-211 ; Bitbol, M., *Physique et philosophie de l'esprit*, Paris : Flammarion, 2000, pp. 64-72.
7. Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 195.

### *3.8.8 Les histoires décohérentes*

Robert Griffiths[1], Roland Omnès[2], Murray Gell-Mann et James Hartle[3] défendent une troisième variété d'interprétation everettienne. D'après celle-ci les différentes branches d'une superposition (qui correspond à une décomposition possible du vecteur d'état associé à l'univers) renvoient chacune à une « histoire » possible de l'univers. Contrairement à l'interprétation en termes de mondes multiples, l'interprétation en question n'admet comme réelle que *l'une* des histoires alternatives possibles[4]. D'après Gell-Mann et Hartle, « on ne peut pas assigner une "réalité" simultanément à différentes alternatives parce qu'elles sont contradictoires »[5].

Se plaçant dans le cadre de la représentation dite d'« Heisenberg » (où l'on décrit l'évolution de la valeur d'un opérateur représentant une observable, et non l'évolution d'un vecteur d'état), les tenants de cette interprétation définissent une « histoire » par l'attribution de certaines valeurs à un ensemble complet d'opérateurs en tout temps[6] – l'attribution d'une valeur à un opérateur correspondant à une « propriété »[7]. Cette attribution de valeurs peut être plus ou moins « fine ». Une histoire avec un « grain complètement fin » (*"completely fine-grained"*) est définie par la donnée d'une valeur précise à tous les opérateurs d'un ensemble complet d'opérateurs en tout temps. Une histoire avec un « gros grain » (*"coarse-grained"*) est définie par la donnée d'une valeur *imprécise* aux opérateurs d'un ensemble complet

1. Griffiths, R., "Consistent Histories and the Interpretation of Quantum Mechanics", *Journal of Statistical Physics* **36** (1984), 219-272.
2. Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1994.
3. Gell-Mann, M. and Hartle, J., "Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology", in: Zurek, W. (ed.), *Complexity, Entropy, and the Physics of Information*, Proceedings of the Santa Fe Institute Studies in the Sciences of Complexity **8**, Redwood City: Addison-Wesley, 1990, pp. 425-458 ; Gell-Mann, M. and Hartle J., "Classical Equations for Quantum Systems", *Physical Review D* **47** (1993), 3345-3382 ; Gell-Mann, M., *Le quark et le jaguar, voyage au cœur du simple et du complexe*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1997.
4. Pour cette raison, cette interprétation peut être rapprochée des interprétations modales (*cf. supra*, Section 3.7), malgré leurs formulations très différentes. Ce point a été remarqué par Guido Bacciagaluppi (communication personnelle).
5. Gell-Mann, M. and Hartle J., "Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology", *op. cit.*, p. 455. *Cf.* aussi : Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 492-494 ; Gell-Mann, M., *Le quark et le jaguar*, p. 161.
6. Gell-Mann, M. and Hartle J., "Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology", *op. cit.*, pp. 432-433. O ; Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 122-143.
7. *Ibid.*, pp. 114-121.

d'opérateurs, ou par la donnée d'une valeur précise à un sous-ensemble *incomplet* d'opérateurs, en tout temps.

Dans cette interprétation, il est fait appel à la théorie de la décohérence, mais sous une forme différente de celle présentée à la Sous-Section 2.5.1. Par définition, deux histoires alternatives de l'univers avec un gros grain « décohérent » l'une avec l'autre si le terme d'interférence entre ces histoires vaut (approximativement) zéro[1]. Les ensembles d'« histoires décohérentes » permettent de définir le « domaine quasi-classique », c'est-à-dire le domaine « où la physique classique se montre à peu près correcte »[2]. Il est supposé que les probabilités de la mécanique quantique ne peuvent être appliquées légitimement qu'à de telles histoires décohérentes[3].

Gell-Mann et Hartle ont développé cette interprétation en proposant de décrire les êtres-humains comme des « systèmes adaptatifs complexes » capables d'acquérir de l'information et de l'exploiter, ce qu'ils nomment des *"IGUS"* (*"Information Gathering and Utilizing Systems"*)[4]. Ces systèmes sont « adaptés » à leur environnement dans la mesure où ils sont capables de faire des prédictions[5]. Or, le domaine pour lequel il est possible de faire des prédictions correspond à un certain domaine quasi-classique, où, en particulier, les résultats de mesure nous apparaissent comme étant bien définis. Gell-Mann et Hartle de soutenir :

> Pour comprendre pourquoi il existe des systèmes tels que des *IGUS*, fonctionnant d'une telle façon, il faut replacer ces *IGUS* dans le contexte de leur évolution dans l'univers. Il est probable qu'ils aient évolué de sorte à faire des prédictions, parce que cela leur permet d'être adaptés. Ainsi, la raison de leur focalisation sur des variables décohérentes est que celles-ci sont les seules pour lesquelles il est possible de faire des prédictions. La raison de leur focalisation sur des histoires d'un domaine quasi-classique est que celles-ci présentent suffisamment de régularités dans le temps pour permettre la génération de modèles (*schemata*) avec un pouvoir prédictif significatif[6].

Cette explication a été reprise notamment par Simon Saunders dans le cadre de son

1. Gell-Mann, M. and Hartle J., "Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology", *op. cit.*, pp. 434-438 ; Gell-Mann, M., *Le quark et le jaguar*, pp. 170-171.
2. *Ibid.*, p. 158.
3. Gell-Mann, M. and Hartle J., "Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology", *op. cit.*, pp. 436-437.
4. *Ibid.*, p. 452.
5. *Ibid.*, p. 453.
6. *Ibid.*, p. 453. *Cf.* aussi : Gell-Mann, M., *Le quark et le jaguar*, pp. 189-190.

interprétation en termes de « faits relatifs »[1], ainsi que par Wallace dont il a été question précédemment[2].

Le problème de l'interprétation en termes d'histoires décohérentes est qu'elle laisse dans l'ombre le lien entre, d'un côté, le formalisme quantique qui décrit de *multiples histoires possibles*, et de l'autre, notre expérience d'une *unique histoire actuelle*. C'est ce que souligne Saunders lorsqu'il écrit : « la question cruciale, comment et en quel sens il y a "actualisation" d'une histoire à l'exclusion de toutes les autres, n'a guère été soulevée »[3].

### *3.8.9 Les faits relatifs*

Saunders évite ce problème par un retour à l'interprétation originale d'Everett[4]. Il adopte l'approche formelle des histoires décohérentes, mais rejette l'idée suivant laquelle l'une des histoires décohérentes devient actuelle *dans l'absolu*. Au contraire, il insiste sur la *relativité* de l'actuel, sur sa dimension *relationnelle*. Reprenant la formulation d'Everett en termes d'états relatifs, il soutient que l'état physique actuel d'un système est *relatif* à un certain état physique actuel du système avec lequel il a interagi[5]. Il admet qu'il est contradictoire d'assigner deux états physiques actuels à un même système au même instant, si la notion d'actuel est comprise en un sens absolu. Mais, d'après lui, il est légitime d'assigner deux états physiques actuels à un même système au même instant, si l'actuel est relativisé à une détermination tierce. Saunders exprime cette idée en faisant une analogie avec la détermination temporelle d'un événement comme survenant « maintenant » :

> « L'événement *E* survient *maintenant* » et « l'événement *E'* survient *maintenant* » sont contradictoires, si *E* et *E'* surviennent à des instants différents. En introduisant de nouveaux événements *W* et *W'*, on obtient : « l'événement *E* survient *maintenant* relativement à l'événement *W* » et « l'événement *E'* survient *maintenant* relativement à l'événement *W'* », et il n'y a plus aucune difficulté. De même « l'observable *X a* la valeur *x* » et « l'observable *X a* la valeur *x'* » sont inconsistantes si *x* et *x'* sont distinctes. Mais en introduisant une nouvelle observable *Y*, nous pouvons dire : « l'observable *X a* la

1. *Cf. infra*, Sous-Section 3.8.9. Sur cette explication évolutionniste chez Saunders, *cf.* en particulier : Saunders, S., "Decoherence and Evolutionary Adaptation", *Physics Letters A* **184** (1993), 1-5.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 3.8.6.
3. Saunders, S., "Time, Quantum Mechanics, and Decoherence", *Synthese* **102** (1995), p. 242.
4. *Ibid.* ; Saunders, S., "Time, Quantum Mechanics, and Probability", *Synthese* **114** (1998), 373-404.
5. Saunders, S., "Time, Quantum Mechanics, and Decoherence", *op. cit.*, p. 235.

valeur *x relativement à* la valeur *y* de *Y* » et « l'observable *X a* la valeur *x' relativement à* la valeur *y'* de *Y* », et il n'y a plus de contradiction[1].

D'où l'affirmation de Saunders : « ce qui est "actuel", de même que ce qui est "maintenant", doivent être compris comme des faits relationnels (*"facts as relations"*) »[2].

En substance, il fait sienne les deux idées principales d'Everett : l'actuel est à la fois relativisé et démultiplié. Son interprétation en termes de « faits relatifs » apparaît comme la plus fidèle aux écrits d'Everett. Signalons toutefois qu'à la différence d'Everett, Saunders invoque la théorie de la décohérence et cherche, *via* des considérations évolutionnistes, à rendre compte du fait que le monde nous apparaît toujours comme étant « quasi-classique »[3].

Outre son « extravagance ontologique », que Saunders reconnaît lui-même[4], l'interprétation en termes de faits relatifs ne semble pas échapper à deux des objections avancées précédemment à l'encontre de l'interprétation d'Everett[5]. Premièrement, dans le cas d'une mesure, comment un observateur peut-il vivre simultanément plusieurs expériences mutuellement contradictoires ? Certes, l'idée que le constat de l'observateur est *relatif* à l'état physique actuel du système, au terme de la mesure, apparaît intelligible[6]. Mais de notre point de vue, l'idée selon laquelle l'observateur pourrait effectuer plusieurs constats mutuellement contradictoires ne l'est pas. Le fait que chaque constat que peut effectuer l'observateur soit relatif à l'état physique dans lequel se trouve le système, au terme de la mesure, ne signifie nullement que plusieurs constats mutuellement contradictoires puissent être effectués simultanément. Plus généralement, le fait que chaque état physique dans lequel peut se

1. *Ibid.*, p. 236.
2. *Ibid.*, p. 243. Carlo Rovelli a lui-aussi proposé une interprétation de la mécanique quantique qualifiée de « relationnelle » (Rovelli, C., "Relational Quantum Mechanics", *International Journal of Theoretical Physics* **35** (1996), 1637-1678 ; Laudisa, F., "Relational Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2002/entries/qm-relational, 2002). Pour autant, son interprétation est très différente de celle de Saunders. En particulier, suivant Rovelli, l'état physique actuel d'un système est relatif, non pas *à l'état physique d'un autre système* (comme chez Saunders), mais *à un autre système*.
3. Sur ce point, l'approche de Saunders est très proche de celle de Gell-Mann et Hartle présentée à la sous-section précédente.
4. Saunders, S., "Time, Quantum Mechanics, and Decoherence", *op. cit.*, p. 246.
5. *Cf. supra*, Sous-Sections 3.8.3 et 3.8.4.
6. Nous défendrons d'ailleurs en ce sens que l'actuel, tel qu'il apparaît à un observateur, est *relatif* à nos moyens de connaissance (*cf. infra*, Chapitre 4).

trouver un système *S* soit relatif à l'état physique d'un autre système, avec lequel il a interagi, n'implique pas que *S* puisse se trouver simultanément dans plusieurs états physiques distincts. En faisant une analogie avec le « maintenant » de la survenue d'un événement, Saunders ne montre pas, selon nous, que les deux propositions « L'observable *X a* la valeur *x* [à l'instant *t*] *relativement à* la valeur *y* de *Y*. » et « L'observable *X a* la valeur *x'* [à l'instant *t*] *relativement à* la valeur *y'* de *Y*. » ne sont pas contradictoires[1]. L'affirmation de leur non-contradiction s'apparente plus à un postulat (lequel renvoie à une certaine interprétation réaliste du vecteur d'état de la mécanique quantique) qu'à la conclusion d'un raisonnement logique.

Deuxièmement, comment expliquer la croyance de l'observateur en l'unicité de son expérience ? Comment expliquer qu'il croit faire un unique constat, alors même que, selon l'interprétation en termes de faits relatifs, l'observateur est supposé faire simultanément une multitude de constats ?

## 3.9 L'interprétation en termes de corrélations

### *3.9.1 Corrélations sans* correlata

David Mermin a récemment avancé une interprétation de la mécanique quantique qui met l'accent sur les « corrélations » entre les sous-systèmes d'un système donné[2]. Celle-ci a été baptisée « interprétation d'Ithaca » ou *"IIQM"* (*"Ithaca Interpretation of Quantum Mechanics"*)[3].

Cette interprétation s'articule autour du théorème suivant : « Les corrélations des sous-systèmes (pour n'importe quel découpage d'un système en sous-systèmes) suffisent à déterminer l'état du système total de manière univoque »[4]. D'après Mermin, ce théorème signifie que « l'état quantique d'un système composé n'est rien de plus qu'un résumé des

1. Pour éviter toute confusion, nous avons explicité en crochets l'instant de l'attribution des valeurs *x* et *x'* à l'observable *X*.
2. Mermin, D., "The Ithaca Interpretation of Quantum Mechanics", *Pramana* **51** (1998), 549-565 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* : *arXiv e-print*, quant-ph/9609013 (1996)) ; Mermin, D., "What is Quantum Mechanics Trying to Tell Us?", *American Journal of Physics* **66** (1998), 753-767.
3. Mermin travaillant à l'université de Cornell qui se situe à Ithaca.
4. Mermin, D., "What is Quantum Mechanics Trying to Tell Us?", *op. cit.*, p. 756.

corrélations entre ses sous-systèmes »[1]. Comment les « corrélations » dont parle Mermin sont-elles définies dans le formalisme quantique ? « Par corrélations entre des sous-systèmes, nous explique-t-il, j'entends les valeurs moyennes, à un instant donné, de toutes les observables (ou opérateurs hermitiques) d'un système qui correspondent à des produits d'observables de sous-systèmes »[2] – les valeurs moyennes des produits d'observables de sous-systèmes étant déterminées par les distributions conjointes de probabilités pour ces sous-systèmes.

L'originalité de l'interprétation de Mermin est qu'elle n'attribue de réalité physique qu'aux seules corrélations entre des systèmes :

> La réalité physique d'un système est entièrement contenue dans (a) les corrélations entre ses sous-systèmes [les « corrélations internes »] et (b) les corrélations de ce système avec d'autres systèmes, avec lesquels il constitue un système plus grand [les « corrélations externes »][3].

Cela signifie que les « *correlata* », c'est-à-dire les propriétés que les corrélations relient, eux ne possèdent aucune réalité physique. Mermin de soutenir : « les corrélations ont une réalité physique ; ce qu'elles corrèlent n'en ont pas »[4]. Il conçoit ce faisant la mécanique quantique comme une « théorie de corrélations sans *correlata* »[5].

Comment en vient-il à nier la réalité physique des *correlata* ? Suivant la mécanique quantique, certaines observables d'un système sont incompatibles. Tel est le cas, par exemple, pour la position $X$ et la quantité de mouvement $P$ d'un électron. Cependant, comme le remarque Mermin, il n'en va jamais ainsi pour deux observables quelconques de deux systèmes distincts : « toutes les observables d'un sous-système donné commutent avec les observables de tous les autres sous-systèmes »[6]. Pour toute paire d'observables $A$ de $S_1$ et $C$ de $S_2$, $A$ et $C$ sont compatibles. Par exemple, la position $X$ de $S_1$ et la quantité de mouvement $P$ de $S_2$ sont compatibles.

Considérons alors deux observables incompatibles $A$ et $B$ sur $S_1$ et deux observables incompatibles $C$ et $D$ sur $S_2$. Soient $\{a_i\}$, $\{b_j\}$, $\{c_k\}$ et $\{d_l\}$, les valeurs possibles respectivement de $A$, $B$, $C$ et $D$. $A$ et $B$ étant incompatibles, les propriétés $(A = a_i)$ et $(B = b_j)$

1. *Idem*.
2. *Ibid.*, p. 754.
3. *Ibid.*, p. 753. *Cf.* aussi : Mermin, D., "The Ithaca Interpretation of Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 12.
4. Mermin, D., "What is Quantum Mechanics Trying to Tell Us?", *op. cit.*, p. 753.
5. *Idem*.
6. *Ibid.*, p. 754.

de $S_1$ ne possèdent pas de « réalité physique simultanée », suivant l'expression de Mermin[1]. De même, $C$ et $D$ étant incompatibles, les propriétés $(C = c_k)$ et $(D = d_l)$ de $S_2$ ne possèdent pas non plus de réalité physique simultanée. En revanche, comme indiqué ci-dessus, les propriétés, par exemple, $(A = a_i)$ de $S_1$ et $(C = c_k)$ de $S_2$ peuvent avoir une réalité physique simultanée. De même, les propriétés $(B = b_j)$ de $S_1$ et $(D = d_l)$ de $S_2$ peuvent avoir une réalité physique simultanée. Par conséquent, les distributions conjointes de probabilités $p(A = a_i, C = c_k)$ et $p(B = b_j, D = d_l)$ peuvent toutes deux être bien définies. Autrement dit, les *corrélations* associées à ces distributions conjointes de probabilités peuvent avoir une réalité physique simultanée, bien que les propriétés qui jouent ici le rôle de *correlata*, à savoir $(A = a_i)$, $(B = b_j)$, $(C = c_k)$ et $(D = d_l)$, elles, ne peuvent avoir de réalité physique simultanée. Dans une note, Mermin illustre ce point par l'exemple suivant :

> La distribution conjointe pour la position de l'électron et la position du proton dans un atome d'hydrogène existent simultanément avec la distribution conjointe pour la quantité de mouvement de l'électron et la position du proton, bien que la position et la quantité de mouvement de l'électron n'ont pas une réalité physique simultanée ou une distribution conjointe en elles-mêmes[2].

Sa conclusion est que les « corrélations *doivent* être sans *correlata* »[3].

### *3.9.2 Les corrélations dans le processus de la mesure*

Pour décrire le processus de la mesure, Mermin reprend la description quantique de la mesure. Reprenons la présentation de Sous-Section 2.4.1. Soient un système $S$ et une observable $A$ que l'on désire mesurer sur ce système, laquelle est représentée par un opérateur $\hat{A}$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{|\, a_i \,\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$. Soit un appareil de mesure $M$ conçu pour réaliser une mesure de l'observable $A$ sur le système $S$. Soient $B$ l'observable d'indication sur l'appareil de mesure $M$, dont la valeur indique la valeur de l'observable $A$ sur le système $S$, et $\hat{B}$ l'opérateur qui représente $B$, avec $\{|\, b_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$. On admet que les valeurs $b_1, b_2, ..., b_N$ que l'on peut percevoir sur l'appareil de

1. *Idem*.
2. *Ibid.*, p. 766 (note 9).
3. *Ibid.*, p. 761.

mesure $M$ servent à indiquer respectivement les valeurs $a_1, a_2, ..., a_N$ que peut prendre l'observable $A$ sur le système $S$.

Supposons qu'à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure de l'observable $A$, le vecteur d'état associé à $S+M$ soit :

$$\left| \psi^{S+M}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_{\text{init}} \right\rangle \tag{3.55}$$

où $\left| b_{\text{init}} \right\rangle$ correspond à un vecteur initial quelconque associé à $M$.

Lors de la mesure, l'évolution du vecteur d'état associé à $S+M$, régie par l'équation de Schrödinger, est décrite comme suit :

$$\left| \psi^{S+M}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_{\text{init}} \right\rangle \xrightarrow{t_1 \to t_2} \left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \tag{3.56}$$

Mermin en conclut qu'« une corrélation a […] été établie entre le [système] et l'appareil caractérisé par la distribution conjointe de probabilité »[1] définie comme suit :

$$p(a_i, b_j) = \left\langle \psi^{S+M}(t_2) \left| \hat{P}_{a_i} \hat{P}_{b_j} \right| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle = \left| c_i \right|^2 \delta_{ij} \tag{3.57}$$

où $\hat{P}_{a_i}$ et $\hat{P}_{b_j}$ sont les projecteurs définis par $\hat{P}_{a_i} \equiv \left| a_i \right\rangle \left\langle a_i \right|$ et $\hat{P}_{b_j} \equiv \left| b_j \right\rangle \left\langle b_j \right|$ [2]. De ce point de vue, une mesure ne possède pas un statut privilégié, elle correspond simplement à « l'établissement d'un type particulier de corrélations entre deux types particuliers de sous-systèmes »[3].

Mermin affirme qu'il n'existe pas de problème de la mesure lorsque l'on considère les corrélations internes du système $S$ (ou celles de l'appareil de mesure $M$)[4]. D'après lui, au cours du processus de la mesure, l'« état » de $S$, qui initialement est « pur » (*i.e.* un vecteur d'état peut lui être associé individuellement), évolue de manière « continue » et se transforme en un « état mélange »[5]. En vertu du vecteur d'état $\left| \psi^{S+M}(t_2) \right\rangle$ figurant en (3.56), cet état de mélange s'écrit[6] :

1. Mermin, D., "What is Quantum Mechanics Trying to Tell Us?", *op. cit.*, p. 757.
2. *Idem* (nous modifions la notation par souci de cohérence avec le corps du texte).
3. *Ibid.*, p. 757.
4. *Ibid.*, pp. 758-759.
5. *Ibid.*, p. 758.
6. Mermin applique ici l'opération de trace partielle qui fait abstraction des degrés de liberté associé à $M$.

$$\rho^S(t_2) = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, |a_i\rangle\langle a_i| \qquad (3.58)$$

La question de la réduction du vecteur d'état, qui est au cœur du problème de la mesure, doit alors être traitée, selon Mermin, en faisant référence aux corrélations internes de $S$ :

> Le contenu physique de l'affirmation suivant laquelle, après la mesure, le système « est dans » l'état $|a_i\rangle$ avec la probabilité $|c_i|^2$, est que, après la mesure, le [système] possède les corrélations internes correspondant à l'état $|a_i\rangle$ avec la probabilité $|c_i|^2$ [1].

Considérant l'état de mélange (3.58), il ajoute :

> Si à ce stade, quelqu'un désire concevoir l'état du [système] comme subissant un changement abrupt, il s'agit au pire de la réduction d'un état de mélange considéré suivant cette description fondamentale [*i.e.* : suivant la description de Mermin en termes de corrélations] au même état de mélange considéré suivant l'« interprétation en termes d'ignorance »[2].

De notre point de vue, il existe au moins deux points litigieux dans cette explication. Premièrement, si le système sur lequel porte une mesure n'est pas un système composé (s'il est question, par exemple, d'un électron), comment est-il possible de définir ses corrélations internes, sachant que les corrélations internes d'un système se définissent relativement à ses sous-systèmes ?

Deuxièmement, Mermin suppose qu'il est légitime d'interpréter l'état de mélange (3.58) en terme de notre ignorance, c'est-à-dire comme représentant un mélange statistique *propre* (au sens de d'Espagnat[3]). Mais à strictement parler, cet état de mélange représente seulement un mélange statistique *impropre*. Et tel est précisément l'un des sous-problèmes qui compose le problème de la mesure. Mermin n'a donc aucune raison de soutenir que son interprétation en termes de corrélations permet de dissoudre le problème de la mesure.

### *3.9.3 Les corrélations internes : des propriétés locales ?*

Mermin soutient que les corrélations internes d'un système correspondent à des propriétés *locales*[4]. Selon lui, l'interprétation en termes de corrélation respecte l'hypothèse de « localité physique » qu'il énonce en ces termes : « les corrélations internes d'un système

1. *Idem*.
2. *Ibid.*, p. 759.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.4.
4. *Ibid.*, p. 761.

dynamiquement isolé ne dépendent pas des interactions mettant en jeu des systèmes extérieurs »[1] – par définition, un système étant « dynamiquement isolé » s'il n'interagit avec aucun autre système[2].

Cette idée n'est cependant pas correcte, comme l'a montré Adán Cabello[3]. Considérons un système $S$ composé de quatre sous-systèmes de spin ½, notés $S_1$, $S_2$, $S_3$ et $S_4$[4]. Supposons qu'à l'instant $t_1$, lui soit associé le vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S}(t_1) \right\rangle = \frac{1}{2}\left( \left| +^{S_1} \right\rangle \otimes \left| -^{S_2} \right\rangle - \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_2} \right\rangle \right) \otimes \left( \left| +^{S_3} \right\rangle \otimes \left| -^{S_4} \right\rangle - \left| -^{S_3} \right\rangle \otimes \left| +^{S_4} \right\rangle \right) \quad (3.59)$$

où $\left| +^{S_1} \right\rangle$ et $\left| -^{S_1} \right\rangle$ sont les vecteurs propres de l'opérateur qui représente l'observable spin selon la direction **z** sur le sous-système $S_1$, notée $S_{\mathbf{z}}^{S_1}$, avec comme valeur propre respectivement $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$ (de même pour les termes relatifs à $S_2$, $S_3$ et $S_4$).

Considérons les deux cas de figure suivants. Supposons d'abord, qu'à l'instant $t_1$, soient réalisées conjointement les mesures de $S_{\mathbf{z}}^{S_2}$ sur $S_2$ et de $S_{\mathbf{z}}^{S_3}$ sur $S_3$. Supposons que les résultats obtenus soient respectivement $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$. Conformément au postulat de projection, le vecteur d'état associé à $S_2 + S_3$ au terme de cette mesure conjointe, à l'instant $t_2$, s'écrit :

$$\left| \psi^{S_2+S_3}(t_2) \right\rangle = \left| +^{S_2} \right\rangle \otimes \left| -^{S_3} \right\rangle \quad (3.60)$$

En vertu du vecteur d'état initial (3.59) et de (3.60), le vecteur d'état associé à $S_1 + S_4$, à l'instant $t_2$, s'écrit :

$$\left| \psi^{S_1+S_4}(t_2) \right\rangle = \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_4} \right\rangle \quad (3.61)$$

---

1. *Ibid.*, p. 766.
2. *Idem*.
3. Cabello, A., "Quantum Correlations are not Local Elements of Reality", *Physical Review A* **59** (1999), 113-115 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* : *arXiv e-print*, quant-ph/9812088 (1998)) ; Cabello, A., "Quantum Correlations are not Contained in the Initial State", *Physical Review A* **60** (1999), 877-880 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* : *arXiv e-print*, quant-ph/9905060 (1999)).
4. Nous reprenons la démonstration donnée par Cabello en modifiant ses notations (*cf.* : Cabello, A., "Quantum Correlations are not Local Elements of Reality", pp. 1-2).

Supposons ensuite qu'à la place de la mesure conjointe de $S_{\mathbf{z}}^{S_2}$ sur $S_2$ et de $S_{\mathbf{z}}^{S_3}$ sur $S_3$, soit réalisée sur $S_2 + S_3$ la mesure de l'observable qui est représentée par l'« opérateur de Bell »[1]. En fonction du résultat obtenu, l'application du postulat de projection donne l'un des quatre « vecteurs d'état de Bell » pour $S_2 + S_3$. Supposons par exemple que le résultat soit tel que le vecteur d'état associé à $S_2 + S_3$ au terme de cette mesure conjointe, à l'instant $t_2$, soit :

$$\left| \psi^{S_2+S_3}(t_2) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| +^{S_2} \right\rangle \otimes \left| -^{S_3} \right\rangle - \left| -^{S_2} \right\rangle \otimes \left| +^{S_3} \right\rangle \right) \qquad (3.62)$$

En vertu du vecteur d'état initial (3.59) et de (3.62), le vecteur d'état associé à $S_1 + S_4$, à l'instant $t_2$, s'écrit alors :

$$\left| \psi^{S_1+S_4}(t_2) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_4} \right\rangle - \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_4} \right\rangle \right) \qquad (3.63)$$

Au regard de ces deux cas de figure possibles, on constate que la mesure sur $S_2 + S_3$ peut déterminer quelles sont les corrélations internes du système composé $S_1 + S_4$ – celles-ci étant dérivées du vecteur d'état $\left| \psi^{S_1+S_4}(t_2) \right\rangle$. Les corrélations internes d'un système ne peuvent donc être assimilées à des « propriétés locales » au sens défini plus haut.

### *3.9.4 La relativité des corrélations vis-à-vis des* correlata

Que sont des corrélations entre des propriétés auxquelles on retire le statut de « réalité physique », des corrélations qui ne relient… rien du tout ? L'idée de « corrélations sans *correlata* » avancée par Mermin fait-elle sens ? Ulrich Mohrhoff pense que non :

> L'existence de corrélations […], d'un point de vue logique, implique l'existence de *correlata*. On ne peut assigner de réalité physique aux corrélations et la nier pour ce qui est corrélé. Si rien n'est corrélé, il n'y a pas non plus de corrélations. Cela réduit à l'absurde l'hypothèse que les corrélations (*qua* des corrélations entre des distributions de probabilités *objectives*) sont physiquement réelles. Si les corrélations et les *correlata* ne peuvent être tous deux physiquement réels, alors ni les corrélations ni les *correlata* ne sont physiquement réels[2].

---

1. Pour la définition de ces opérateurs, Cabello renvoie à l'article suivant : Braunstein, S., Mann, A. and Revzen, M., "Maximal Violation of Bell Inequalities for Mixed States", *Physical Review Letters* **68** (1992), 3259-3261.
2. Mohrhoff, U., "What Quantum Mechanics is Trying to Tell Us", *American Journal of Physics* **68** (2000), p. 729.

Pour appuyer le propos de Mohrhoff, rappelons de quelle manière Mermin définit les corrélations entre deux systèmes $S_1$ et $S_2$ : celles-ci correspondent à la probabilité d'actualisation de la valeur $a_i$ d'une observable $A$ sur $S_1$ conjointement avec l'actualisation de la valeur $b_j$ d'une observable $B$ sur $S_2$, et ce, pour toutes les observables $A$ et $B$ pouvant être mesurées sur ces systèmes et pour toutes les valeurs $\{a_i\}$ et $\{b_j\}$ possibles de ces observables. En clair, les corrélations entre deux systèmes $S_1$ et $S_2$ sont définies *relativement* aux *correlata* que sont les valeurs possibles des observables sur $S_1$ et $S_2$. Nier la réalité physique des *correlata* revient donc à retirer son sens à la définition même des corrélations.

## 3.10 Conclusion

Dans ce chapitre, ont été présentées et discutées les différentes interprétations réalistes de la mécanique quantique, chacune d'elles offrant une représentation différente du monde. Une question se pose alors. Comment expliquer que *plusieurs interprétations réalistes* de la mécanique quantique soient défendues simultanément ? Autrement dit, comment expliquer que *plusieurs représentations du monde* puissent être dégagées de cette théorie ?

D'après van Fraassen, si les interprétations réalistes de la mécanique quantique sont multiples, cela s'explique par la *sous-détermination de l'interprétation par la théorie*. L'interprétation d'une théorie, selon lui, doit nous permettre de répondre à la question « Comment pourrait être le monde suivant ce qu'en dit cette théorie ? »[1], et pour ce faire, nous devons forcément faire des extrapolations, au-delà du contenu strict de la théorie. Or, van Fraassen admet qu'il n'existe pas de contrainte sur la manière précise dont une interprétation peut aller au-delà de la théorie. C'est pourquoi plusieurs interprétations de la mécanique quantique sont envisageables, plusieurs images du monde peuvent être dégagées de cette théorie :

> La théorie […] sous-détermine l'interprétation. Chaque théorie scientifique, mise en lumière à une étape historique donnée de son développement et de sa formalisation, admet de nombreuses interprétations différentes qui sont tenables. Quel est le monde que dépeint la science ? Telle est exactement la question à laquelle on répond avec une interprétation, et la réponse n'est pas unique. […] Il n'y a pas en principe, à moins d'un accident historique, de convergence vers une histoire unique de notre monde[2].

1. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 4 et 242.
2. *Ibid.*, pp. 481-482.

Pour autant, van Fraassen ne pense pas que la multiplicité des images du monde tirées de la mécanique quantique soit problématique. Au contraire, il considère que cette multiplicité est synonyme d'une meilleure compréhension de la théorie. Chaque image du monde apporte une certaine lumière sur celle-ci :

> Même l'esquisse d'une interprétation possède de la valeur et apporte de la compréhension. Et si l'on considère l'horizon des interprétations alternatives possibles, on gagne une meilleure intuition de la théorie[1].

Cependant, un examen attentif des différentes interprétations réalistes de la mécanique quantique semble mettre en défaut le point de vue de van Fraassen. Cette théorie est si peu contraignante que les multiples images du monde qui en sont dégagées se basent sur des idées qui sont parfois *antithétiques*. Illustrons ce point par quelques exemples. Alors que la mécanique bohmienne et les interprétations everettiennes supposent que le monde est intrinsèquement *déterministe*, les interprétations en termes de potentialités, la théorie GRW ou encore les interprétations modales admettent que le monde, au contraire, se caractérise par la survenue de processus *indéterministes*. Tandis que les tenants des théories GRW et EEQT insistent sur l'existence d'*événements* dans le monde, Mermin n'attribue de réalité qu'aux seules *corrélations*. À l'hypothèse de l'*unicité du monde*, supposée par la majorité des interprètes de la mécanique quantique, DeWitt, Graham ou Wallace postulent l'existence d'une *multiplicité de mondes parallèles*. Alors que les partisans des interprétations modales conçoivent les propriétés des systèmes qui composent le monde comme étant *actuelles*, Heisenberg, Popper et Shimony les conçoivent comme étant *potentielles*. Et ainsi de suite. Comment acquérir une meilleure compréhension de la mécanique quantique lorsque certains spécialistes vous expliquent que le monde possède telle et telle caractéristiques et que d'autres vous disent exactement le contraire ?

À la charge des partisans de ces interprétations réalistes, ajoutons qu'ils ne dissocient pas toujours clairement, dans leur présentation de la mécanique quantique, ce qui relève de leur interprétation et ce qui correspond à la théorie à strictement parler. Etienne Klein insiste sur ce point :

> […] aucune [des interprétations récentes de la mécanique quantique] ne s'est réellement imposée. Une certaine liberté de choix subsiste. Une certaine confusion demeure également, qui provient en partie du fait que nous avons constamment tendance à mélanger ce qui revient en propre au formalisme et ce que

1. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 481-482.

> nous avons envie d'y ajouter pour qu'il corresponde à notre idée du monde. Bien que nous ne sachions pas par avance sur quoi porte le formalisme quantique, nous rechignons à mettre à part l'efficacité qu'il confère à nos actions dans le monde et ce que nous croyons être le tableau qu'il offre de ce monde[1].

Nous pouvons remarquer, par exemple, que la majorité des spécialistes de la mécanique quantique se réfèrent au vecteur d'état par le terme « état physique », plutôt que de reconnaître qu'il y a, d'une part, l'outil formel qu'est le vecteur d'état (lequel permet de faire des prédictions), et d'autre part, l'interprétation possible de ce vecteur d'état comme représentant l'état physique actuel du système étudié[2]. De même, nombreux sont ceux qui, au lieu de s'en tenir à la *corrélation des résultats de mesures* pouvant être réalisées sur deux systèmes (ce que le vecteur d'état permet de prédire), parlent des « corrélations entre deux systèmes », ou des « corrélations entre les états physiques de deux systèmes »[3].

Le fait que plusieurs représentations du monde concurrentes, voire antithétiques, soient aujourd'hui défendues rend cette approche réaliste peu attractive et nous conduit à envisager une autre approche. Au lieu de soutenir que la mécanique quantique, en sous-déterminant son interprétation, *sous-détermine* l'image du monde qui peut en être tirée, ne devrions-nous pas admettre que cette théorie simplement *ne détermine pas* une image du monde ? De notre point de vue, *comprendre la mécanique quantique* consiste, non pas à dégager de cette théorie une image du monde tel qu'il serait en lui-même, mais à mettre en lumière les fonctions qu'elle remplit dans le cadre de l'activité de recherche en microphysique. Telle est la thèse que nous allons défendre à partir du chapitre suivant.

1. Klein, *Petit voyage dans le monde des quanta*, Paris : Flammarion, 2004, p. 145.
2. Sur ce point, *cf.* : *supra*, Sous-Section 2.2.4.
3. Sur ce point, *cf.* : *supra*, Sous-Section 2.2.6.

# *SECONDE PARTIE*

# *L'APPROCHE PRAGMATISTE*

# Chapitre 4
# La constitution de l'actuel

## 4.1 Introduction

À l'issue d'une mesure sur un système microscopique survient un « résultat » que les physiciens peuvent constater. Autrement dit, quelque chose devient « actuel » pour les physiciens, quelque chose dont l'existence est effective se présente à eux. Mais de quoi s'agit-il exactement ? *Eu égard à la mécanique quantique, que pouvons-nous légitimement tenir pour « actuel » au terme d'une mesure ?*

Rappelons la réponse de l'interprétation standard de Dirac et von Neumann à ce sujet[1]. S'inscrivant dans un cadre de pensée réaliste, cette interprétation admet que le formalisme de la mécanique quantique permet de *représenter* l'état physique actuel dans lequel se trouve le système étudié (hypothèse $H_1$) – où le terme « actuel » désigne ce qui, à un instant donné, existe effectivement *indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance*. La mesure d'une observable sur un système, dans le cas général, est supposée induire une perturbation de son état physique actuel *initial* (*i.e.* immédiatement avant la mesure), ce dernier ne peut donc être connu. Il n'en demeure pas moins que le résultat de cette mesure est censé nous révéler l'état physique actuel du système *au terme de la mesure* (hypothèse $H_2$). Par conséquent, suivant l'interprétation standard, ce qui est « actuel » au terme d'une mesure correspond à *l'état physique du système étudié*.

Dans ce chapitre, nous allons aborder la question de ce qui est « actuel » au terme d'une mesure en mécanique quantique, en nous appuyant sur une conception de la connaissance alternative à celle du réalisme scientifique. Nous ne prendrons pas comme point de départ le présupposé suivant lequel notre connaissance est en relation de correspondance biunivoque avec la structure du monde tel qu'il est en soi. Il va s'agir de comprendre de quelle manière nous *constituons* notre connaissance sur le monde, et plus spécifiquement, notre connaissance

1. *Cf. supra*, Chapitre 2.

expérimentale en physique (Section 4.2). Cette démarche réflexive sur la genèse de la connaissance débouchera sur une conception générale de l'actuel qui tient compte du rôle structurant que jouent nos moyens sensoriels, instrumentaux et conceptuels de connaissance.

Une telle conception de l'actuel s'oppose à l'hypothèse réaliste suivant laquelle il est possible d'isoler dans la connaissance expérimentale en physique un contenu qui soit indépendant de la structuration imposée par nos moyens de connaissance. Il nous faudra donc discuter les arguments en faveur de cette hypothèse réaliste et expliquer comment ceux-ci peuvent être neutralisés (Section 4.3). Au fil de cette discussion, se dessinera progressivement une conception *pragmatiste* de l'activité de recherche en physique, une conception qui s'inspire notamment de la philosophie de William James et du second Wittgenstein. Afin de préciser cette conception, nous chercherons, d'une part, à identifier les *intérêts* qui se révèlent déterminants dans le développement de la recherche scientifique (Section 4.4), et d'autre part, à expliquer ce qui rend possible, en droit, l'établissement d'un *consensus* entre les physiciens (Section 4.5).

Sur la base de cette approche pragmatiste, nous tenterons d'établir que ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel » au terme d'une mesure, eu égard à la mécanique quantique, c'est *l'événement physique de la possession par une observable, mesurée sur un système au moyen d'un appareil de mesure, d'une valeur bien définie au terme de la mesure* (Section 4.6). Il s'agira de savoir si cet événement physique doit être considéré comme l'instanciation d'une propriété du système étudié *tel qu'il est en soi* ou *tel qu'il est dans le contexte de la mesure* (Section 4.7). Cette question est au cœur du fameux débat qui a opposé Einstein et Bohr en 1935. Nous aurons donc à étudier les différents arguments qui interviennent dans ce débat. La discussion se focalisera, en particulier, sur l'hypothèse de contextualité défendue par Bohr. Nous chercherons à montrer pourquoi elle soulève des difficultés et exige qu'on lui substitue une hypothèse de contextualité plus restrictive et non problématique. Nous examinerons ensuite en détail les conséquences de la violation des inégalités de Bell et des preuves de la contextualité, afin d'évaluer dans quelle mesure les approches einsteinienne et bohrienne peuvent être maintenues.

## 4.2 De l'événement vécu à l'événement physique

### *4.2.1 L'expérience pré-objective qui résulte de notre relation au monde*

Ce qui est premier dans la constitution de la connaissance sur le monde, selon notre hypothèse, c'est *l'expérience pré-objective qui résulte de notre relation au monde*. Nous pouvons construire une connaissance sur le monde parce que (*i*) nous sommes, avant tout, en relation avec le monde et que (*ii*) cette relation produit « quelque chose »[1] que nous éprouvons, « quelque chose » dont nous faisons l'expérience. Cette expérience est d'abord vécue en tant que telle avant d'être objectivée, avant d'être interprétée en termes de *sujet* et d'*objet*. Cette expérience pré-objective *précède* et *rend possible* la constitution pour nous d'un monde qui nous fait face, et dans le même temps, la constitution de nous-mêmes comme sujet connaissant.

Merleau-Ponty parle à ce propos d'une « expérience irréfléchie du monde »[2], une expérience où « le monde est non pas ce que je pense, mais ce que je vis »[3]. Il estime que ce qui est premier dans notre expérience du monde, c'est « un certain champ perceptif sur fond de monde. Rien ici n'est thématisé. Ni l'objet ni le sujet ne sont posés. ». Il précise que « la perception originaire est une expérience non-thétique, préobjective et préconsciente. »[4].

Cette idée de la primauté de *notre relation au monde* s'oppose à l'image d'un sujet connaissant qui contemplerait le monde, comme s'il en était d'abord séparé, comme s'il lui était extérieur. Il s'agit ici de concevoir le sujet connaissant comme *investi* dans une relation avec le monde.

Il apparaît d'emblée une limite à une telle analyse. Nous désirons souligner l'antériorité de ce qui relie le sujet et le monde sur ce qui les sépare, autrement dit nous avançons l'hypothèse que le sujet et le monde forment d'abord une unité, avant que nous les distinguions par la pensée. Mais il s'avère impossible de désigner cette relation première entre le sujet et le monde sans avoir recours précisément aux concepts de « sujet » et de « monde », sans présupposer une forme de dualité. Le problème réside dans notre inaptitude à porter un regard *non objectivant* sur cette relation première. Toute tentative de retour sur ce qui est originaire

1. L'expression « quelque chose » est employée ici parce qu'elle présente l'avantage d'être neutre sur le plan philosophique. Dans ce qui suit, nous chercherons à définir ce « quelque chose » plus précisément.
2. Merleau-Ponty, M., *Phénoménologie de la perception*, Paris : Gallimard, 1945, p. 279.
3. *Ibid.*, pp. xi-xii.
4. *Ibid.*, p. 279.

dans la connaissance semble devoir se heurter à cette limite. Nous sommes contraints d'employer des concepts qui sont forgés dans une pensée objectivante. Nous ne pouvons sortir de tout cadre conceptuel pour porter un regard réflexif sur la constitution de la connaissance. Nous proposons donc de poursuivre cette analyse en gardant à l'esprit cette limite.

Précisons notre propos en quittant le plan de la connaissance déjà constituée et en examinant ce qui est en jeu dans l'expérience pré-objective. Suivant la méthode de la « réduction phénoménologique » proposée par Husserl, pour étudier cette expérience pré-objective, notre conception du monde doit être « mise entre parenthèses », nous devons « suspendre » toute croyance portant sur le monde, sur la manière dont celui-ci est constitué et sur son existence même[1]. Notre attention doit se porter non pas sur les objets du monde que nous pensons percevoir mais sur les apparences en tant que telles, c'est-à-dire sur les phénomènes tels qu'ils nous apparaissent immédiatement, avant toute objectivation, avant toute connaissance. Cette méthode phénoménologique va nous permettre de mieux cerner la manière dont la connaissance se constitue. Il s'agit, comme l'explique Merleau-Ponty, de « revenir au monde vécu en deçà du monde objectif, puisque c'est en lui que nous pourrons comprendre le droit comme les limites du monde objectif »[2]. Il est à signaler que si nous favorisons un tel mouvement de retour à l'expérience pré-objective, nous nous écartons toutefois de la pensée de Husserl en ce qui concerne la description précise qu'il donne de la constitution de la connaissance[3].

Au niveau de l'expérience pré-objective, nous n'avons pas affaire à des données véhiculant un contenu déterminé – des données *objectives* –, mais à un donné dépourvu de toute objectivation, de toute interprétation. Il s'agit d'un donné pré-objectif, un donné qui n'est pas encore mis en forme et marqué du sceau de la distinction entre sujet et objet, ce donné est seulement vécu. L'idée d'*un objet qui envoie des informations* à *un sujet connaissant qui*

1. Husserl, E., *Idées directrices pour une phénoménologie et une philosophie phénoménologique pures*, T. I, tr. fr., Paris : Gallimard, 1950, pp. 96-104.
2. Merleau-Ponty, M., *Phénoménologie de la perception*, *op. cit.*, p. 279.
3. En particulier, il ne va pas s'agir ici de dégager le « résidu » de la réduction phénoménologique – Husserl identifie celui-ci à la « conscience pure » ou « moi pur » (Husserl. E., *Idées directrices pour une phénoménologie*, *op. cit.*, pp. 160-167). Il ne sera pas non plus question d'adhérer à la position idéaliste défendue par Husserl, qui assigne au moi pur le statut de source première de toute connaissance et qui l'assimile à un « moi transcendantal » (Husserl. E., *Méditations cartésiennes*, tr. fr., Paris : Vrin, 1996, p. 54).

*reçoit ces informations* ne fait pas encore sens au niveau de l'expérience pré-objective. Jocelyn Benoist soutient à ce propos que le donné pré-objectif est « sans donateur ni donataire »[1]. Il convient, selon lui, de reconnaître la « gratuité » du donné :

> Le donné n'est pas fondé, d'aucune façon […]. Mais il est aussi et surtout absolument injustifié. Le donné est toujours ce qui vient en plus, au lieu de venir simplement se ranger dans l'ordre d'un monde déjà fait. En ce sens-là il n'est pas fondé, en tant que donné il n'a pas de raison d'être[2].

Ce donné peut être conçu comme une pure survenue, une pure événementialité, il est ce qui arrive[3].

L'expérience pré-objective met ainsi en jeu ce que nous pouvons appeler des *événements vécus*, des événements dont nous faisons l'expérience mais que nous n'avons pas encore interprétés. Ce sont des événements, d'une part, qui ne se subordonnent pas à des objets qui seraient à l'origine de leur survenue, et, d'autre part, qui ne sont pas connus ou reconnus par un sujet *connaissant*. Les événements vécus demeurent encore inexpliqués, il surviennent gratuitement dans le contexte de notre relation au monde.

Cette idée d'une expérience pré-objective se retrouve chez des philosophes dont l'approche philosophique diffère de la phénoménologie. D'après William James, par exemple, lequel défend une position empiriste dite « radicale », la connaissance a pour point de départ une « expérience pure », c'est-à-dire une expérience « non qualifiée », qui précède la distinction entre sujet et objet[4]. Il considère que « la subjectivité et l'objectivité concernent, non pas ce dont est fait originairement une expérience, mais sa classification »[5]. Il remet en cause le caractère ontologique des dualismes sujet/objet et pensée/matière. Pour James, de tels dualismes ne constituent que des schèmes pratiques qui nous permettent d'interpréter notre expérience. Il n'existe pas, d'un côté, des objets matériels avec des propriétés bien définies, et de l'autre, un sujet qui pourrait se représenter mentalement ces objets.

Ernst Cassirer, l'un des néokantiens de l'École de Marbourg, s'efforce lui aussi de décrire la manière dont la connaissance se constitue à partir de l'expérience immédiate, une expérience qui, selon lui, doit être conçue comme neutre par rapport à la distinction entre

1. Benoist, J., « Qu'est-ce qui est donné ? la pensée et l'événement », *Archives de philosophie* **59** (1996), pp. 654-655.
2. *Ibid.*, p. 653.
3. *Ibid.*, p. 645.
4. James, W., *Essays in Radical Empiricism*, London: University of Nebraska Press, 1996, pp. 4, 23 et 74.
5. *Ibid.*, p. 141.

sujet et objet. Il pense que « si l'on interroge l'expérience immédiate, prise à l'état natif et non encore patronnée par la réflexion, il apparaît clairement que l'opposition entre "subjectif" et "objectif" lui est totalement étrangère ». Il ajoute qu'« il n'y a pour elle qu'un seul niveau d'"existence" qui inclut uniformément et sans distinction tous les contenus. […] Entre les expériences qui se rapportent au corps propre de l'individu et celles qui concernent les choses "extérieures", il n'existe aucune espèce de coupure franche »[1].

Nous avons admis que l'événement vécu ne se rapporte pas à un sujet pré-constitué. Néanmoins, cet événement est vécu par quelqu'un, il survient à quelqu'un. Claude Romano, dans un ouvrage qui traite de la notion d'événement suivant une approche phénoménologique, a proposé le néologisme « advenant » pour désigner celui à qui *advient* l'événement. Lors de la survenue d'un événement, l'advenant se met en jeu, il n'est « celui *à qui* quelque chose est arrivé que s'il est, plus originairement, *celui* à qui quelque chose est arrivé, et, par suite, s'il est impliqué *lui-même* dans ce qui lui arrive »[2]. Cet advenant dont il est question au niveau de l'expérience pré-objective doit être distingué du sujet d'une connaissance objective, il ne correspond pas à une entité cognitive totalement indépendante et rigide, une entité qui serait constituée de manière définitive. Romano écrit en ce sens :

> Il ne s'agit plus […] de penser l'événement comme ce qui survient « de l'extérieur » à un sujet autonome, autarcique, et libre de toute implication dans ce qui lui arrive, mais inversement, de penser la « subjectivité » elle-même – destituée de son rôle d'instance ontologique et, par conséquent, déchue des privilèges du « sujet » – comme ce qui survient qu'à partir de l'événement[3].

Romano exprime ainsi l'idée que le vécu d'une personne, ce qui lui arrive, permet à cette personne de se constituer, de se construire.

De ce point de vue, l'advenant est ouvert à la recomposition permanente de soi à travers la rencontre de l'étrangeté – de ce qui est encore inexpliqué – dans l'expérience irréfléchie. Chaque nouvel événement vécu peut contrarier les attentes de l'advenant, il peut remettre en cause à la fois sa personne et son monde. L'événement vécu peut se dérober à l'horizon de sens à partir duquel l'advenant se comprenait et comprenait le monde préalablement[4]. Ne pas

1. Cassirer, E., *Substance et fonction, éléments pour une théorie du concept*, tr. fr., Paris : Les éditions de Minuit, 1977, p. 308.
2. Romano, C., *L'événement et le monde*, Paris : PUF, 1998, p. 75.
3. *Ibid.*, p. 74.
4. Certains auteurs définissent l'« événement » comme ce qui remet systématiquement en cause l'horizon de sens de l'advenant. D'après Romano, « l'événement reconfigure à chaque fois le monde pour celui à qui il

admettre cette possibilité d'une remise en cause de soi lors d'une expérience reviendrait à supposer que nous détenons de façon innée un horizon de sens nous permettant de comprendre et d'anticiper tout ce qui arrive. Or, ce n'est qu'à partir de l'épreuve première de notre relation au monde que nous pouvons nous constituer un tel horizon de sens.

### *4.2.2 Le processus d'objectivation*

Pourquoi cherchons-nous à *connaître* le monde ? Une explication d'ordre pragmatiste est ici proposée. Pour agir de manière viable dans notre environnement et pour communiquer avec les autres membres de notre communauté, nous avons intérêt à nous construire une représentation stable du monde et éviter que notre horizon de sens soit continuellement remis en cause par les événements qui nous adviennent. Pour ce faire, il convient de plonger les événements vécus dans le moule de nos structures conceptuelles, en neutralisant ce qui fait leur originalité, ce qui fait leur singularité. Au lieu de se contenter d'éprouver ces événements, il s'agit de les penser au moyen de nos concepts. Ce n'est qu'en insérant ces événements dans un système conceptuel qu'il devient possible pour nous de les comprendre, de les expliquer. Par l'intermédiaire de concepts comme ceux d'*objet*, de *propriété*, de *causalité*, d'*événement*, d'*espace*, de *temps*, etc., nous pouvons transformer notre expérience vécue et en tirer « quelque chose » qui soit simple, intelligible, manipulable, « quelque chose » sur la base duquel nous pouvons agir avec succès dans le monde et communiquer avec les autres – « quelque chose » que nous désignons communément par le terme « connaissance ». Comme l'a soutenu Nietzsche, « cette *nécessité* où nous sommes de créer des concepts, des espèces, des formes, des fins, des lois […] il faut y voir la nécessité de nous accommoder un monde qui nous rende l'existence possible ; nous créons par là un monde qui nous paraît prévisible, simplifié, intelligible, etc. »[1]. De la même manière, Nietzsche a insisté sur la « nécessité de communiquer » – *i.e.* sur le caractère vital de la communication –, en

survient » (*ibid.*, p. 60). Dans la même perspective, Françoise Dastur souligne que l'événement c'est « ce à quoi on ne s'attend pas, ce qui sur-vient et vient ainsi sur nous par surprise », il est « l'inattendu au sens fort, c'est-à-dire […] ce qui contrarie et ruine l'attente dans sa structure même » (Dastur, F., « Pour une phénoménologie de l'événement : l'attente et la surprise », *Études Phénoménologiques* **25** (1997), pp. 64 et 70). Pour notre part, nous entendons « événement » en un sens moins dramatique. L'événement, tel que nous le définissons, *peut* remettre en cause notre horizon de sens, mais il ne s'agit là que d'une *possibilité*.

1. Nietzsche, F., *La volonté de puissance*, T. I, tr. fr., Paris : Gallimard, 1995, § 135.

remarquant que « pour communiquer l'on a besoin de quelque chose de fixe, de simplifié, d'aisé à préciser »[1].

Ainsi sommes-nous amenés à mettre en ordre notre expérience vécue de manière à en extraire une *connaissance* censée porter sur le *monde extérieur*. À partir de l'événement vécu, nous construisons un événement que nous concevons comme survenant dans l'*espace* et le *temps*, un événement que nous mettons en rapport avec un ensemble d'autres événements suivant des relations de *cause* à *effet*. Comme le soutient Romano, « c'est toujours à l'intérieur d'un monde, enchâssé dans une trame causale, que l'événement peut paraître avec le sens qui est le sien, c'est-à-dire interprété et compris à la lumière d'autres événements qui déterminent son sens spécifique »[2].

En d'autres termes, l'événement vécu cède sa place à un *événement objectif*, un événement qui est pensé comme appartenant au monde extérieur. Il est question ici d'un *processus d'objectivation de notre expérience vécue*. Tandis que l'événement vécu faisait partie de *mon* histoire, l'événement objectif, lui, s'inscrit dans l'histoire du monde extérieur. Nous érigeons ce faisant l'événement objectif en une entité qui existe indépendamment de nous.

Dans le cadre d'une expérience en physique, cette prise de distance par rapport à la singularité de ce que nous éprouvons apparaît avec encore plus de force. À ce propos, Cassirer écrit :

> L'expérience scientifique ne prend jamais pour objet le matériau brut de la perception sensible ; à sa place, elle dispose d'un ensemble de conditions qu'elle construit elle-même et auquel elle prescrit ses limites. Ainsi l'expérimentation, entendue en toute rigueur, ne vise-t-elle jamais le cas réel, tel qu'il s'impose *hic et nunc* avec la plénitude de ses déterminations particulières, mais, bien plutôt, un cas idéal que nous lui substituons[3].

De façon concomitante à l'objectivation de notre expérience vécue, nous nous constituons comme sujet connaissant, c'est-à-dire comme une entité cognitive qui observe et se représente les objets du monde. Le sujet ainsi conçu n'est que le pendant du monde que nous avons construit, il ne préexiste pas à cette construction. Cassirer exprime cette idée de la manière suivante :

> L'intuition de soi-même comme d'une essence singulière, précise et bien délimitée, n'est pas ce à partir de quoi l'homme se constitue peu à peu sa vision globale du réel : elle n'est au contraire que le terme, le

1. *Ibid.*, § 87.
2. Romano, C., *L'événement et le monde*, *op. cit.*, p. 38.
3. Cassirer, E., *Substance et fonction*, *op. cit.*, p. 288.

fruit mûr d'un processus de création au sein duquel toutes les diverses énergies premières de l'esprit s'activent et s'interpénètrent[1].

### *4.2.3 Le schème matière-forme*

Les objets du monde avec lesquels nous croyons être en relation et que nous croyons pouvoir connaître ne sont donc que les objets du monde *tels que nous les concevons*, ils sont le produit de la *mise en forme* de notre expérience vécue par un système conceptuel. Le schème matière-forme permet de décrire rétrospectivement la manière dont nous transformons ce que nous éprouvons pour en tirer une connaissance sur le monde. Ce schème n'est pas à comprendre en un sens réaliste. Matière et forme ne sont pas tenues pour les deux faces d'une chose qui existerait en elle-même. C'est au contraire à une conception de type kantienne qu'il est fait référence ici.

Selon Kant, nous ne pouvons pas connaître le monde tel qu'il est en lui-même, nous ne pouvons connaître que des « phénomènes », c'est-à-dire la manière dont les choses nous apparaissent. Matière et forme sont définies par Kant comme les composantes, non pas d'une chose en soi, mais d'un phénomène : « dans le phénomène, je nomme matière de celui-ci ce qui correspond à la sensation, tandis que ce qui fait que le divers du phénomène peut être ordonné selon certains rapports, je le nomme la forme du phénomène. »[2]. Plus précisément, nous nous représentons les phénomènes dans l'espace et le temps. Mais, les concepts d'espace et de temps ne renvoient pas à une réalité du monde en lui-même. Ils correspondent à des formes *a priori* qui se situent du côté du sujet connaissant, ils sont les formes subjectives de ce que Kant nomme notre « sensibilité »[3]. Les phénomènes, résultats de la mise en forme par la sensibilité, se voient eux-mêmes mis en formes par un autre type de concepts : ils sont reliés les uns aux autres, ordonnés, au moyen des « catégories » de l'« entendement », c'est-à-dire au moyen des concepts qui permettent de penser un objet en général[4]. Il s'agit par exemple des concepts de substance ou de causalité. Ces concepts sont les outils qui rendent une connaissance « objective » du monde possible. Suivant la conception de Kant, il n'existe pas dans le monde des objets déjà déterminés en eux-mêmes qu'il s'agit de découvrir, ces

1. Cassirer, E., *La philosophie des formes symboliques 3, la phénoménologie de la connaissance*, tr. fr., Paris : Les éditions de Minuit, 1972, p. 109.
2. Kant, I., *Critique de la raison pure*, *op. cit.*, B 34.
3. *Ibid.*, B 33-B 73.
4. *Ibid.*, B 89-B 169.

objets ne sont déterminés que dans le cadre de l'expérience que nous en faisons suivant les formes *a priori* de notre sensibilité et de notre entendement. Dans ce qui suit, nous entendrons *matière* et *forme* en un sens kantien, sans toutefois nous attacher à la définition stricte donnée par Kant[1].

La distinction matière/forme ainsi comprise ne possède une signification que dans la perspective d'une interprétation de l'expérience vécue en termes de sujet et d'objet. Dans le cadre d'une telle interprétation, on admet en effet que le *sujet* met en forme la matière de l'expérience, laquelle constitue par ce biais un *objet* de connaissance. Il n'est pas question d'un objet du monde composé d'une certaine matière et possédant une certaine forme, un objet dont un sujet connaissant ferait ensuite l'expérience. La matière désigne ici ce qui est donné à un sujet dans l'expérience, et la forme ce à quoi le sujet a recours pour structurer cette matière et en tirer une connaissance. Par conséquent, faire usage du schème matière-forme pour rendre compte de l'objectivation de l'expérience vécue présuppose une interprétation de cette dernière en termes de sujet et objet.

En outre, considérée de manière individuelle, chacune des deux composantes du schème matière-forme n'a semble-t-il aucune signification. Comme le souligne Cassirer, « la matière n'a d'existence que par rapport à la forme, de même que, par ailleurs, la forme ne vaut qu'en relation à la matière »[2]. D'un côté, le concept de mise en forme implique nécessairement *quelque chose* qui soit mis en forme, et à laquelle on se réfère par le terme « matière ». De l'autre, nous ne pouvons jamais accéder à la matière de l'expérience sans que celle-ci soit *mise en forme*. C'est parce que la matière de l'expérience est mise en forme que nous pouvons l'exploiter et constituer une connaissance à partir d'elle. La matière, comme l'écrit Michel Henry dans un commentaire sur Husserl, c'est « la matière de l'acte qui l'informe, une matière pour cette forme [...] Elle se donne à la forme pour être in-formée, constituée, appréhendée par elle »[3]. Dans le processus d'objectivation de l'expérience vécue, matière et forme interviennent ensemble, elles ne se comprennent que l'une par rapport à l'autre.

---

1. *Cf. infra*, Sous-Section 4.2.4.
2. Cassirer, E., *Substance et fonction*, *op. cit.*, p. 351.
3. Henry, M., *Phénoménologie matérielle*, Paris : PUF, 1990, pp. 17. Le texte de Husserl auquel Henry se réfère est : Husserl, E., *Idées directrices pour une phénoménologie*, *op. cit.*, pp. 287-294. Sur la question du rapport entre matière et forme chez Husserl, *cf.* aussi : Cassirer, E., *La philosophie des formes symboliques 3*, *op. cit.*, pp. 225-231 ; Hintikka, J., *L'intentionnalité et les mondes multiples*, tr. fr., Lille : Presse Universitaire de Lille, 1989, pp. 152-157.

### *4.2.4 Les moyens de connaissance*

Pour constituer une connaissance sur le monde, le sujet fait appel à un ensemble de concepts qui lui permettent d'ordonner le vécu de son expérience pré-objective. Ces concepts correspondent à ce que nous pouvons appeler des « moyens de connaissance », ils rendent la connaissance possible, ce sont des outils qui permettent au sujet connaissant d'élaborer une connaissance sur le monde. À travers l'emploi de ces moyens *conceptuels* de connaissance, le sujet participe de manière active à la production du contenu de sa connaissance sur le monde.

Le domaine d'action du sujet connaissant ne se résume pas, selon nous, à cette structuration conceptuelle. Il convient également de mettre en avant l'action du sujet par le truchement de ses *organes sensoriels* et des *instruments* qu'il a mis au point, tels que les *appareils de mesure* utilisés en physique[1]. Par leur action, les organes sensoriels et les appareils de mesure contribuent eux aussi à la constitution de la connaissance sur le monde. Ils correspondent eux aussi à des *moyens de connaissance*. Nous parlerons dorénavant des moyens *sensoriels*, *instrumentaux* et *conceptuels* de connaissance.

Il serait en effet réducteur de soutenir que lors de la perception d'un objet, nos organes sensoriels se contentent de recevoir passivement des données émises par l'objet à connaître. Nos organes sensoriels interagissent avec l'objet perçu *suivant un mode particulier*. Par exemple, dans le cas de la perception tactile, la stimulation ressentie par notre main au contact d'une surface sera fonction de l'intensité de la pression que nous exerçons sur cette surface, de la vitesse d'exécution du geste, etc. De plus, le stimulus qui résulte de l'interaction entre un organe sensoriel et un objet à connaître prend la forme que lui impose le fonctionnement du système nerveux, c'est-à-dire la forme d'une impulsion électrique. C'est sur la base d'un ensemble de telles impulsions électriques que l'expérience relative à la perception d'un objet se construit. L'action de nos organes sensoriels peut donc être considérée comme double. D'une part, ils interagissent avec l'objet à connaître suivant un mode particulier, et d'autre part, transforment le produit de cette interaction en impulsion électrique.

Dans la majeure partie des expériences en physique, ce que nous pouvons observer nécessite l'intervention d'appareils de mesure. Ces appareils de mesure sont des moyens

1. Rappelons que la description proposée ici de la constitution de la connaissance est nécessairement relative au choix d'un certain système conceptuel (*cf. supra*, Sous-Section 4.2.1). Dans la mesure où nous faisons appel aux connaissances actuelles de la biologie ou de la physique, et dans la mesure où nous employons des expressions comme « organes sensoriels » et « appareils de mesure », cette description doit être considérée comme *objectivante*.

indispensables pour la constitution de la connaissance expérimentale. La question est alors de savoir si les appareils de mesure se contentent de nous donner un accès indirect à ce qui se produit dans le monde indépendamment de nous et de nos appareils de mesure, ou au contraire s'ils sont co-constitutifs des événements que nous pouvons constater au moyen de ces appareils. Habermas, s'inscrivant dans un cadre de pensée néo-kantien, soutient que « les événements ne se constituent pour nous qu'en tant que nous agissons à travers des instruments »[1]. Nous développerons cette idée dans la suite de ce chapitre en nous appuyant sur l'interprétation de la mécanique quantique et le trait de la contextualité qui la caractérise.

Il nous faut concéder que la distinction avancée ici entre appareils de mesure et organes sensoriels est quelque peu schématique. En réalité, il existe une certaine similarité entre ces deux types de moyens de connaissance. L'œil, par exemple, bien qu'il soit organique, peut être considéré comme un appareil de mesure très complexe[2]. Inversement, un microscope optique, bien qu'il soit composé de matériaux inertes, peut se concevoir comme un prolongement possible de l'œil humain.

La constitution de la connaissance, telle que nous l'envisageons, suppose que le domaine d'application du schème matière-forme est élargi. En effet, nos appareils de mesure et nos organes sensoriels, au même titre que nos concepts, *mettent en forme* ce dont nous faisons l'expérience. Le domaine d'action du sujet ne se limitant plus à celui de la pensée, à celui de la structuration conceptuelle, comme le pensait Kant, c'est la sphère du sujet connaissant elle-même qui peut être considérée comme étendue. Les organes sensoriels et les appareils de mesure peuvent être rangés du côté de la subjectivité, ils correspondent aux moyens de connaissance dont dispose le sujet connaissant. Dans le même temps, il s'avère possible de décrire ces moyens de connaissance *de manière objective*, et à cet égard, ils font partie du monde à connaître. Pour cette raison, les moyens sensoriels et instrumentaux de connaissance possèdent un caractère dual, ils sont à la fois des moyens subjectifs de connaissance et des objets à connaître. Merleau-Ponty a insisté sur cette ambivalence du rôle joué par notre corps. « Notre corps, écrit-il, est un être à deux feuillets, d'un côté chose parmi les choses et, par ailleurs, celui qui les voit et les touche »[3]. Il n'existe pas, d'après lui, une coupure claire entre

1. Habermas, J., *Connaissance et intérêt*, Paris : Gallimard, 1976, p. 167.
2. À ce sujet, *cf.* par exemple : Dalla Chiara, M. and di Francia, T., "Formal Analysis of Physical Theories", in: di Francia, T. (ed.), *Problems in the Foundations of Physics*, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1979, pp. 148-149.
3. Merleau-Ponty, M., *Le visible et l'invisible*, Paris : Gallimard, 1964, p. 178.

ce qui revient au sujet et ce qui revient à l'objet de connaissance, entre le « corps voyant » et le « corps visible », au contraire, « il y a insertion réciproque et entrelacs de l'un dans l'autre »[1].

Dans son rapport au monde, le sujet connaissant est loin d'adopter une posture passive. Dans le cas d'une perception, il fait intervenir ses organes sensoriels et certains des outils conceptuels dont il dispose. Dans le cas d'une expérience en physique, il fait appel à des moyens de connaissance supplémentaires, à savoir des appareils de mesure. C'est à travers l'action de tels moyens de connaissance qu'il peut se *constituer* une connaissance sur le monde.

### *4.2.5 L'événement expérimental et l'événement physique*

Focalisons notre attention sur *la connaissance expérimentale en physique*, la connaissance que les physiciens établissent par le biais de l'expérience, et cherchons à déterminer le rôle précis que jouent les différents moyens de connaissance dans la *constitution* de cette connaissance. Pour ce faire, commençons par donner une description schématique d'une expérience en physique.

Premièrement, la connaissance expérimentale met en jeu des appareils de mesure, lesquels procèdent à une première structuration de ce que nous pouvons observer lors d'une expérience. Ceux-ci contribuent à la survenue de ce que nous pouvons appeler des *événements expérimentaux*. Ces événements expérimentaux ne surviennent pas d'eux-mêmes dans le monde, mais correspondent au produit de l'interaction de nos appareils de mesure avec le monde.

Il s'agit ensuite de percevoir ces événements expérimentaux. Une telle perception est rendue possible par nos organes sensoriels – par exemple nos yeux –, lesquels opèrent, dans le même temps, une certaine mise en forme de ce qui nous est accessible.

Le produit de notre interaction avec le monde *via* nos appareils de mesure et *via* nos organes sensoriels est à son tour mis en forme par les concepts associés au langage ordinaire. La perception devient ainsi perception « objective », c'est-à-dire perception d'un objet, ou d'un événement, qui est conçu comme appartenant au monde. Ce n'est qu'en tant qu'ils font l'objet d'une perception objective que les événements expérimentaux peuvent être tenus pour tels. Prenons l'exemple d'une expérience où le résultat est indiqué par la position dans

1. *Ibid.*, p. 180.

laquelle se déplace une aiguille sur le cadran de l'appareil de mesure. Dans ce cas, il est fait référence à cet événement expérimental au moyen d'une proposition de la forme « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$ . ».

Enfin, les événements expérimentaux – qui ont fait l'objet d'une perception ordinaire et qui peuvent être exprimés au moyen du langage ordinaire – sont eux-mêmes interprétés en termes d'*événements physiques* au moyen du système conceptuel de la théorie physique qui est employée dans le cadre de l'expérience. Cette seconde mise en ordre conceptuelle donne lieu à des propositions qui expriment, non plus ce que nous percevons – par nos yeux –, mais ce qui, d'après notre interprétation, s'est produit sur le plan des phénomènes physiques. Dans l'exemple précédent, le contenu de la connaissance exprimé par la proposition « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$ . » peut être interprété et donner lieu à une proposition de la forme « Un photon de longueur d'onde $\lambda_k$ a été détecté. ». Pierre Duhem est l'un des premiers à avoir mis en relief cette idée selon laquelle tout constat expérimental s'appuie toujours sur une certaine théorie. D'après lui :

> Une expérience de physique est l'observation précise d'un groupe de phénomènes accompagnée de l'interprétation de ces phénomènes ; cette interprétation substitue aux données concrètes réellement recueillies par l'observation des représentations abstraites, symboliques qui leur correspondent en vertu des théories admises par l'observateur[1].

Revenons sur la distinction entre fait et événement dont il a été question au Chapitre 1. Selon Ramsey, un *fait* est une entité linguistique, il correspond exactement au contenu exprimé par une certaine proposition, tandis qu'un *événement* fait partie du monde et peut être le référent de plusieurs propositions distinctes. À l'encontre de cette conception, qui s'est imposée en philosophie analytique, nous avons soutenu qu'un événement, tout comme un fait, ne peut être pensé en dehors du langage, c'est-à-dire en se passant de tout système conceptuel[2]. Il n'est pas question pour autant de nier la pertinence de la distinction entre fait et événement. Mais d'après nous, celle-ci ne recouvre pas un distinction entre ce qui relève du langage et ce qui appartient au monde. La distinction fait/événement permet simplement de différencier deux types d'actes : celui qui consiste à *exprimer quelque chose concernant le monde* de celui qui consiste à *se référer à quelque chose dans le monde*. On peut admettre ainsi qu'une proposition *exprime* un fait et qu'elle *se réfère* à un événement. Dans le contexte

1. Duhem, P., *La théorie physique, son objet, sa structure*, Paris : Vrin, 1981, pp. 221-222.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 1.5.2.

de la présente description de l'expérience en physique, il nous faut apporter la précision suivante. Nous pouvons distinguer (*i*) les faits qui renvoient à des événements expérimentaux – nous les nommerons « faits expérimentaux » – et (*ii*) ceux qui renvoient à des événements physiques – nous les nommerons « faits physiques ». Faits expérimentaux et fait physiques sont tous deux porteurs d'une charge théorique à travers les concepts qu'ils convoquent. Toutefois, un fait physique met en jeu un niveau de structuration conceptuelle supplémentaire, étant donné qu'il correspond à une interprétation d'un fait expérimental, qui implique lui-même un premier niveau de structuration conceptuelle.

En résumé, nous avons identifié quatre niveaux de mise en forme (ou de structuration) qui interviennent dans la constitution de la connaissance expérimentale en physique :

**1.** La structuration par les appareils de mesure
**2.** La structuration par les organes sensoriels
**3.** La structuration par les concepts associés au langage ordinaire
**4.** La structuration par les concepts associés à une théorie physique

Par conséquent, ce que les physiciens tiennent pour des « résultats de mesure » – ce qui est « actuel » pour eux lors d'un constat expérimental –, ce ne sont pas des événements physiques qui surviennent dans le monde et qu'ils se contentent de mettre en évidence, mais des événements structurés par leurs moyens sensoriels, instrumentaux et conceptuels de connaissance. Pour cette raison, la connaissance expérimentale en physique ne devrait pas être assimilée à une *re-présentation* du monde tel qu'il serait en lui-même – le monde serait recopié fidèlement dans notre esprit à partir des informations brutes qu'ils nous envoie – mais à une *présentation* du monde par le biais de nos moyens de connaissance. Le monde nous apparaît suivant la manière dont nous interagissons avec lui.

Ces considérations nous incitent à écarter la notion de l'actuel ontologique – *i.e.* l'actuel qui est défini comme ce qui, à chaque instant, existe effectivement, *indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance*[1]. À cette notion, nous proposons de substituer celle de l'*actuel pour nous*, c'est-à-dire l'actuel tel qu'il *nous* apparaît, ou peut *nous* apparaître, lors d'une expérience, suivant *nos* moyens de connaissance.

1. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.2.

## 4.3 Est-il possible d'isoler dans la connaissance expérimentale en physique un contenu qui soit indépendant de nos moyens de connaissance ?

Il est difficile de nier le rôle structurant que jouent nos moyens de connaissance dans la constitution de la connaissance expérimentale en physique. Pour autant, les partisans du réalisme scientifique estiment qu'il est possible, au moins en principe, d'établir une connaissance sur le monde *en lui-même*. D'après eux, il est possible, en prolongeant suffisamment la recherche en physique, d'éliminer progressivement le rôle structurant de nos moyens de connaissance, ou de le mettre en lumière de manière toujours plus précise, de telle sorte que nous puissions finalement identifier un contenu de connaissance expérimental qui soit clairement dissocié de la structuration imposée par nos moyens de connaissance. Mais une telle hypothèse est-elle tenable ? *Est-il possible d'isoler dans la connaissance expérimentale en physique un contenu qui soit indépendant de nos moyens de connaissance ?* Si l'on se concentre plus spécifiquement sur les événements physiques, cette question peut se poser dans les termes suivants : Est-il possible d'identifier des événements physiques pour lesquels nous puissions affirmer « Ces événements physiques, *tels que nous les concevons et tels que nous pouvons les constater dans l'expérience*, surviennent dans le monde indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance. » ? Par exemple, est-il légitime de soutenir que l'événement de la détection d'un photon de longueur d'onde $\lambda_k$ est survenu dans le monde indépendamment des moyens de connaissance auxquels nous devons recourir pour faire le constat expérimental de la survenue de cet événement ? Il ne s'agit pas ici de mettre en doute le caractère authentique du constat d'un événement physique. Nous ne voulons nullement insinuer que les physiciens seraient victimes d'une illusion. Notre questionnement porte sur la possibilité de se passer de la médiation des moyens de connaissance pour concevoir et constater un aspect du monde.

Dans ce qui suit, la discussion se limitera aux principaux arguments qui ont été avancés depuis le début du XX$^{e}$ siècle, ceux en faveur d'une réponse positive à la question posée, et ceux en faveur d'une réponse négative.

### *4.3.1 La réfutabilité et l'accord intersubjectif*

Un premier argument en faveur d'une réponse positive consiste à interpréter la *réfutabilité* d'une théorie par l'expérience comme la preuve de la possibilité de l'acquisition d'une *donnée pure*, c'est-à-dire d'un contenu de connaissance totalement indépendant de nos

moyens de connaissance. En effet, lorsque l'expérience contredit une théorie, nous acquérons une connaissance que nous n'avions pas anticipée, que nous n'avions pas dérivée d'une connaissance préalable. Ce faisant, l'expérience nous fournit une donnée soustraite à l'emprise de la structuration imposée par nos moyens de connaissance. Cet argument a été avancé par Bertrand Russell :

> Indéniablement, notre interprétation quotidienne des expériences perceptives, voire tous nos mots quotidiens, s'intègrent à des théories. Mais il n'est pas impossible de détacher l'élément d'interprétation ou d'inventer un langage artificiel contenant un minimum de théorie. Par ces méthodes nous pouvons asymptotiquement approcher de la donnée pure. Qu'il doive exister une donnée pure, c'est là, je pense, l'irréfutable conséquence logique du fait que la perception suscite des connaissances nouvelles. Supposons par exemple que j'aie accepté jusqu'ici un certain groupe de théories, mais que je m'aperçoive maintenant qu'il y a quelque part parmi ces théories une erreur. Il y a nécessairement dans ce cas quelque chose qui ne se déduit pas des théories antérieures, et ce quelque chose est une donnée nouvelle dans ma connaissance des faits concrets, car nous entendons par « donnée » simplement un fragment de connaissance qui n'est pas déduit[1].

Un second argument peut être invoqué. Celui-ci repose sur la possibilité d'un *consensus* entre les physiciens concernant la survenue des événements physiques : si deux physiciens peuvent se mettre d'accord pour reconnaître la survenue d'un événement physique, c'est que cet événement est (*i*) *d'abord* survenu dans le monde indépendamment de ces deux physiciens, (*ii*) *avant* de faire l'objet d'un constat expérimental par chacun des deux physiciens.

Il s'agit du même argument que celui mis en avant par les partisans du réalisme naïf à propos de l'existence en soi des objets matériels : si deux personnes peuvent se mettre d'accord pour reconnaître, par exemple, qu'il existe un arbre devant eux, c'est que cet arbre existe en lui-même indépendamment de ces deux personnes. Bernard d'Espagnat présente l'argument comme suit :

> Si Anne et Benoît s'accordent sur le fait qu'à midi ils n'ont vu aucune théière sur la table, qu'à cinq heures ils en ont vu une et qu'à six heures de nouveau, ils n'en voyaient plus, l'hypothèse qu'à midi il n'y en avait pas à cet endroit, qu'à cinq heures il y en avait réellement une et qu'à six heures elle avait réellement été enlevée a tout l'air d'être la meilleure explication imaginable de cette séquence de remarquables corrélations[2].

1. Russell, B., *Signification et vérité*, *op. cit.*, p. 140.
2. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 28.

Une version affinée de cet argument a été avancée par Russell, argument qui s'inscrit dans le cadre de sa « théorie causale de la perception ». Si deux personnes peuvent se mettre d'accord sur ce qu'ils perçoivent, pense Russell, c'est parce que deux événements semblables se sont produits dans le monde et ont causé leur perception respective :

> Nous pouvons tous voir le soleil à moins d'être aveugle. […] le sens commun et la théorie causale interprètent ce fait d'une manière différente : pour le premier, les objets de perception sont identiques, lorsqu'une pluralité d'individus voient le soleil, tandis que, dans la théorie causale, ils sont seulement semblables et n'ont de rapport que grâce à une origine commune[1].

Contrairement au réalisme naïf (ou réalisme du sens commun), Russell n'admet pas qu'il existe des objets matériels tels que des arbres, des théières ou des tables. De tels objets ne correspondent, selon lui, qu'à des fictions ou abstractions que nous construisons à partir des événements élémentaires dont nous faisons l'expérience[2].

Les deux arguments présentés ici sont clairement sous-tendus par une position telle que le réalisme scientifique. Quel statut convient-il alors d'attribuer à notre connaissance portant sur le monde, et en particulier sur les événements physiques ? D'après Russell, il existe une *relation de correspondance* entre la structure du langage, que l'on peut analyser en termes de propositions, et la structure du monde, que l'on peut analyser en termes de faits[3]. Suivant cette thèse réaliste, les propositions qui portent sur le monde sont vraies ou fausses en vertu de ce qui se produit dans le monde, en fonction des événements qui surviennent dans le monde indépendamment de nous. Si l'on établit la vérité ou la fausseté d'une proposition – *i.e.* si l'on *découvre* qu'une proposition donnée est vraie ou fausse –, cela signifie que l'on acquiert une connaissance. En d'autres termes, la vérité d'une proposition *préexiste* à tout processus cognitif qui consisterait à découvrir cette vérité[4]. Russell d'affirmer :

> « Vrai » est le concept fondamental et […] c'est la « connaissance » qui doit se définir en termes de « vérité », et non l'inverse. Cela entraîne la conséquence qu'une proposition peut être vraie, encore que nous puissions voir aucun moyen d'administrer de preuve ni pour ni contre elle[5].

---

1. Russell, B., *L'analyse de la matière*, *op. cit.*, p. 160.
2. Cette idée de Russell a été exposée à la Sous-Section 1.3.2.
3. *Cf. supra*, Sous-Sections 1.4.1.
4. Ce qui rejoint la définition de la vérité que nous avions associé à la position du réalisme scientifique à la Sous-Section 1.2.1, *i.e.* la vérité conçue comme une propriété non épistémique, indépendante des moyens de connaissance dont nous pouvons disposer à une époque donnée.
5. Russell, B., *Signification et vérité*, *op. cit.*, p. 31. *Cf.* aussi : *ibid.*, Ch. XVII et XXI.

De manière sous-jacente, Russell suppose qu'il est possible de *comprendre* ce qu'une proposition signifie sans nécessairement avoir connaissance de la manière dont cette proposition peut être vérifiée ou réfutée. Par exemple, il est possible de comprendre ce que signifie la proposition « Un photon de longueur d'onde $\lambda_k$ a été détecté. », sans connaître les procédures expérimentales qui permettent de mettre en évidence l'événement auquel cette proposition fait référence. Russell écrit en ce sens :

> L'essence de l'usage du langage veut que nous puissions comprendre une phrase, correctement composée de mots que nous comprenons, même si nous n'avons jamais eu d'expérience correspondant à la phrase globale. Le roman, l'histoire, et tout ce qui procure une information dépend de cette propriété du langage. Du point de vue formel, on peut le formuler ainsi : étant donné l'expérience nécessaire à la compréhension du nom « *a* » et du prédicat « P », nous pouvons comprendre la phrase « *a* possède le prédicat P », sans qu'il soit besoin d'aucune expérience correspondant à cette phrase ; et quand je dis que nous pouvons la comprendre, je ne veux pas dire que nous savons comment découvrir si elle est vraie. Si vous dites : « Mars contient des habitants aussi fous et aussi sots que ceux de notre planète », je vous comprends, mais je ne sais pas comment découvrir si ce que vous dîtes est vrai[1].

D'après la conception réaliste de Russell, contenu de la connaissance et moyens de connaissance sont donc deux choses distinctes. Le contenu de la connaissance est considéré comme indépendant de la manière dont ce contenu est établi, il est indépendant de nos moyens de connaissance.

### *4.3.2 La théorie vérificationniste de la signification*

Les *positivistes logiques* du « Cercle de Vienne » ont défendu une conception quelque peu différente[2]. Selon eux, pour comprendre la signification d'une proposition sur le monde, il convient de connaître les *procédures de vérification* de cette proposition. Moritz Schlick de soutenir :

1. *Ibid.*, p. 334.
2. Pour une présentation du positivisme logique (ou « empirisme logique ») et des critiques à son encontre, *cf.* notamment : Jacob, P., *L'empirisme logique, ses antécédents, ses critiques*, Paris : Les éditions de Minuit, 1980 ; Jacob, P. (éd.), *De Vienne à Cambridge, l'héritage du positivisme logique*, Paris : Gallimard, 1980 ; Soulez, A. (éd.), *Le manifeste du Cercle de Vienne et autres essais*, Paris : PUF, 1985 ; Sebestik, J. et Soulez, A. (éd.), *Le Cercle de Vienne, doctrines et controverses*, Paris : L'Harmattan, 2001.

> Si je ne suis pas capable, *en principe*, de vérifier une proposition, c'est-à-dire si je suis absolument ignorant concernant la manière dont il faut procéder, concernant ce que je dois faire, pour établir sa vérité, alors il est évident que je ne peux savoir ce que cette proposition exprime […][1].

D'après les positivistes logiques[2], c'est dans l'expérience qu'une proposition sur le monde se vérifie. Plus précisément, ils font l'hypothèse que tout énoncé sur le monde, noté *e*, s'il est doué de signification, peut se réduire de manière univoque à un ensemble fini d'*énoncés d'observation* sans perte de signification[3]. Si l'ensemble de ces énoncés d'observation est vérifié, alors il en va de même pour l'énoncé *e*. Ces énoncés d'observation – parfois appelés « énoncés protocolaires »[4] –, ont la particularité de pouvoir être vérifiés *directement* par l'expérience, c'est-à-dire sans qu'il soit besoin de faire appel à une quelconque théorie préalablement acceptée. Par exemple, l'énoncé « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$. » est directement vérifiable. De quelle manière un énoncé d'observation peut-il être vérifié ? Qu'est-ce qui rend un tel énoncé vrai ? Suivant les positivistes logiques, un énoncé d'observation est vrai *si et seulement si* il est en

1. Schlick, M., "Positivism an Realism", in: Ayer, A. (ed.), *Logical Positivism*, tr. angl., London: George Allen & Unwin, 1959, p. 87.
2. En réalité, tous les positivistes logiques ne partagent pas la conception que nous allons présenter dans ce qui suit, laquelle se base sur une *théorie correspondantiste de la vérité*. En particulier, Otto Neurath s'est fait l'avocat d'une conception antagoniste basée sur une *théorie cohérentiste de la vérité* (*cf. infra*, Sous-Section 4.3.3). Indiquons que Rudolf Carnap, l'une des figures principales du positivisme logique, a oscillé entre les deux conceptions (*cf.* par exemple : Barone, F., « La polémique sur les énoncés protocolaires dans l'épistémologie du Cercle de Vienne », in : Sebestik, J. et Soulez, A. (éd.), *Le Cercle de Vienne, doctrines*, *op. cit.*, pp. 181-196).
3. Cette possibilité de principe permet d'identifier un critère de signification : un énoncé sur le monde possède une signification *si et seulement si* il peut être réduit à un ensemble fini d'énoncés d'observation. En bref, selon Schlick, « la signification d'une proposition se réduit entièrement à sa vérification dans le donné » (Schlick, M., "Positivism an Realism", *op. cit.*, p. 106). Telle est la *théorie vérificationniste de la signification* proposée initialement par les positivistes logiques. *Cf.* à ce sujet : Jacob, P., *L'empirisme logique*, *op. cit.*, pp. 128-130. Il est à signaler qu'Hempel intègre ou anticipe certaines des critiques pouvant être adressées à un tel critère de signification et examine les manières de le raffiner (Hempel, C., « Les critères empiristes de la signification cognitive : problèmes et changements », in : Jacob, P. (éd.), *De Vienne à Cambridge*, *op. cit.*, pp. 63-89).
4. Expression introduite par Rudolf Carnap (*cf.* : Carnap, R., « Le dépassement de la métaphysique par l'analyse logique du langage », in : Soulez, A. (éd.), *Le manifeste du Cercle de Vienne et autres essais*, Paris : PUF, 1985, p. 158 ; Carnap, R., *The Unity of Science*, tr. angl., Bristol: Thoemmes Press, 1995, pp. 42-44).

*correspondance* avec un fait du monde qui est directement observable[1]. Pour désigner *un fait qui est directement observable*, Rudolf Carnap emploie l'expression « fait d'observation » et donne l'exemple suivant :

> « Ce matin, au laboratoire, j'ai fait passer un courant électrique dans une spirale de fil métallique placée autour d'un morceau de fer, et j'ai constaté que ce fer s'aimantait. ». Cela, c'est un fait […] je suis en mesure d'affirmer comme un fait d'observation que, ce matin, la suite d'événements en question a bien eu lieu[2].

Parce qu'ils sont directement vérifiables, les énoncés d'observation forment une base sûre pour la science, ils constituent le *fondement* de toute construction théorique. « La science, écrit Carnap, commence par l'observation directe des faits isolés »[3]. Suivant cette conception fondationnaliste, si l'on est en mesure d'établir la vérité d'un énoncé d'observation, cela signifie que l'on a accès à un contenu de connaissance qui est indépendant de nous et de nos moyens de connaissance, puisqu'un énoncé d'observation vrai est en relation directe avec des événements qui surviennent dans le monde en lui-même.

Il n'est pas question ici d'un argument supplémentaire en faveur de l'idée selon laquelle il serait possible d'identifier un contenu de connaissance qui soit indépendant de nos moyens de connaissance. Néanmoins, relativement à la conception de Russell, la conception néo-positiviste apporte une restriction sur *ce qui peut être tenu pour tel* : un contenu de connaissance est indépendant de nos moyens de connaissance s'il se rapporte à des faits du monde *dont nous pouvons faire directement l'expérience* (suivant une procédure connue de nous), et non s'il se rapporte à des faits du monde *en général* (*i.e.* des faits qui ne sont pas nécessairement observables), comme le pense Russell[4].

Les énoncés de la science ne sont pas tous du type « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$. ». Il existe également des énoncés tels que « Un photon de longueur d'onde $\lambda_k$ a été détecté. ». D'après les positivistes logiques, tandis que les premiers peuvent être qualifiés comme étant des « énoncés d'observation », les seconds correspondent à des « énoncés théoriques »[5]. Les énoncés d'observation mobilisent un

1. *A contrario*, un énoncé d'observation est donc faux *si et seulement si* il n'existe pas de fait du monde directement observable avec lequel il soit en correspondance.
2. Carnap, R., *Les fondements philosophiques de la physique*, tr. fr., Paris : Armand Colin, 1973, p. 13.
3. *Ibid.*, p. 14.
4. *Cf.* par exemple : Russell, B., *Signification et vérité*, *op. cit.*, p. 331.
5. *Cf.* par exemple : Jacob, P., *L'empirisme logique*, *op. cit.*, pp. 128-129.

vocabulaire strictement observationnel qui comporte des termes tels que « appareil de mesure », « table », etc., lesquels font référence à des entités pouvant être directement observées. Les énoncés théoriques, quant à eux, se composent de termes tels que « photon », « électron », etc., qui désignent des entités non observables. Comment est-il possible alors de passer des énoncés d'observation aux énoncés théoriques ? Comment passer, par exemple, de l'énoncé « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$. » à l'énoncé « Un photon de longueur d'onde $\lambda_k$ a été détecté. » ? Pour ce faire, il suffit simplement de faire appel à des « règles de correspondance » (ou « règles d'interprétation »), c'est-à-dire des « règles reliant les termes théoriques aux termes observables », comme l'indique Carnap[1]. Ces règles de correspondance ne sont pas fixées de manière définitive, elles évoluent à mesure qu'évoluent les théories physiques[2]. En outre, d'un point de vue logique, elles n'établissent pas une relation de stricte synonymie entre les termes théoriques et les termes observationnels[3]. « Un terme théorique, écrit Carnap, ne peut jamais être explicitement défini à partir d'observables »[4].

### *4.3.3 La conception cohérentiste de la vérité*

Il existe au moins deux aspects discutables dans cette conception néo-positiviste de l'acquisition d'une connaissance expérimentale. Le premier a été mis en lumière par Otto Neurath, qui fait pourtant lui-même partie du courant de pensée du positivisme logique[5]. D'après lui, les énoncés d'observation, loin de constituer le roc inébranlable sur lequel repose l'entreprise scientifique, sont *faillibles*, au même titre que n'importe quelle hypothèse théorique, au même titre que n'importe quelle inférence. Il remet ainsi en question l'existence même d'« énoncés protocolaires qui seraient définitivement assurés et purifiés »[6] –

1. Carnap, R., *Les fondements philosophiques de la physique*, *op. cit.*, p. 227.
2. *Cf.* par exemple : *ibid.*, p. 231.
3. *Cf.* par exemple : Carnap, R., "Testability and Meaning", *Philosophy of Science* **3** (1936), 419-471; **4** (1937), 1-40. À propos de cet article de Carnap, *cf.* : Jacob, P., *L'empirisme logique*, *op. cit.*, pp. 136-139.
4. Carnap, R., *Les fondements philosophiques de la physique*, *op. cit.*, p. 228.
5. La seconde critique sera discutée à la Sous-Section 4.3.8.
6. Neurath, O., « Énoncés protocolaires », in : Soulez, A. (éd.), *Le manifeste du Cercle de Vienne et autres essais*, *op. cit.*, p. 230. À ce sujet, *cf.* : Barone, F., « La polémique sur les énoncés protocolaires dans l'épistémologie du Cercle de Vienne », *op. cit.*, pp. 188-189.

« assurés » au sens où leur vérité serait établie de manière certaine et « purifiés » au sens où les termes que ces énoncés comportent seraient dépourvus de toute imprécision.

La vérification d'un énoncé sur le monde consiste, d'après Neurath, à déterminer son accord avec un ensemble d'autres énoncés, et non à le confronter avec une quelconque réalité : « *Les énoncés sont toujours comparés avec des énoncés*, certainement pas avec une "réalité", ni avec des "choses" »[1]. Il en va ainsi pour les énoncés d'observation. Parler d'une relation entre le langage et une soi-disant réalité extralinguistique est jugée problématique par Neurath. En effet, une telle relation est elle-même invérifiable. Par suite, sortir du langage, comme le font les réalistes, pour évoquer une réalité extérieure relève de la « métaphysique » et doit être évité[2].

C'est donc vers une conception *cohérentiste* de la vérité que s'achemine Neurath, par opposition à une conception *correspondantiste* – comme celle de Russell ou de Schlick. Un énoncé est dit « vrai » ou « faux » selon sa conformité au système des énoncés acceptés. Neurath soutient que le système des énoncés acceptés relève de décisions prises par la communauté : « Tous les énoncés de la science [qui portent sur le monde], y compris les énoncés protocolaires qui sont utilisés pour la vérification, sont sélectionnés sur la base de décisions et peuvent être modifiés en principe »[3]. D'où le caractère provisoire et faillible des énoncés d'observation.

Comme l'a fait remarquer Schlick, la conception cohérentiste de Neurath conduit à une forme de *relativisme*. En effet, cette conception qui, d'après Schlick, revient à identifier la vérité avec la non-contradiction logique implique que *n'importe quel* système de propositions sur le monde, pourvu qu'il soit consistant, peut être tenu pour vrai :

> Si l'on prend sérieusement la cohérence comme un critère général de la vérité, alors l'on doit considérer que des contes de fées arbitraires sont aussi vrais que des compte-rendus historiques ou des énoncés dans un manuel de chimie, à condition que le conte de fées soit construit de telle sorte qu'aucune contradiction ne puisse jamais survenir[4].

1. Neurath, O., "Physicalism", in: *Philosophical Papers 1913-1946*, Dordrecht: Reidel, 1983, p. 53.
2. *Ibid.*, p. 54.
3. Neurath, O., "Radical Physicalism and the 'Real World'", in: *Philosophical Papers 1913-1946*, Dordrecht: Reidel, 1983, p. 102.
4. Schlick, M., "The Foundation of Knowledge", in: Ayer, A. (ed.), *Logical Positivism*, tr. angl., London: George Allen & Unwin, 1959, p. 215.

Par suite, il semble que l'approche néo-positiviste de Neurath présente un aspect paradoxal. Tel est du moins le constat que fait Russell : alors qu'à l'origine, cette approche se voulait une forme radicale de l'empirisme, force est de constater, au final, que celle-ci « constitue un abandon complet de l'empirisme »[1]. Il n'est plus question d'une quelconque confrontation de nos théories à l'expérience. Or, le problème, semble-t-il, est bien là : Comment les propositions sur le monde dérivées d'une certaine théorie peuvent-elles être confrontées à ce qui dans l'expérience est *non-linguistique* ? Suivant les termes de Russell, « La nature du rapport entre une expérience non verbale et un énoncé verbal, dont elle est la justification, est […] un problème, et l'empirisme se doit d'en rechercher la solution »[2].

Tout comme Neurath, Richard Rorty tire la conception de la vérité dans une direction extrême. Il tient pour acquis l'idée que toute croyance est vraie *si et seulement si* elle est cohérente avec les croyances acceptées. S'appuyant sur les travaux de Quine et de Wilfrid Sellars, il soutient « que rien ne peut valoir comme justification sauf à être rapporté à ce que nous avons déjà accepté, et qu'il n'existe aucun moyen de transcender nos croyances et nos catégories linguistiques qui nous permettrait de mettre en place une autre pierre de touche que la cohérence »[3]. Il en vient à réduire la connaissance à une simple activité langagière, il la conçoit « comme une affaire de conversation et de pratique sociale, plutôt que comme une tentative de refléter la nature »[4].

De notre point de vue, le problème principal d'une telle conception, qui réduit la connaissance à une affaire de conversation, est qu'elle occulte le fait que lorsque nous établissons une connaissance, *nous ne cessons d'interagir avec le monde*. Les procédures de justification de nos croyances sur le monde, même si elles sont exprimées verbalement, n'en demeurent pas moins inscrites dans une certaine *pratique*, une pratique qui suppose notre engagement dans le monde. C'est pour cette raison qu'Habermas refuse les conclusions de Rorty :

> Dans la vie de tous les jours, il nous est impossible d'employer le langage sans agir. Le discours lui-même s'effectue sur le mode d'actes de parole qui sont à leur tour enchâssés dans des contextes d'interaction et liés à des actions instrumentales. En tant qu'acteurs, c'est-à-dire en tant que sujets

1. Russell, B., *Signification et vérité*, *op. cit.*, p. 166.
2. *Ibid.*, p. 27.
3. Rorty, R., *L'homme spéculaire*, tr. fr., Paris : Seuil, 1990, p. 204.
4. *Ibid.*, p. 195.

d'interactions et d'interventions, nous sommes déjà en contact avec les choses à propos desquelles nous pouvons produire des énoncés[1].

### *4.3.4 Théorie holiste de la signification et internalisme*

Quine fait sienne l'idée de Neurath selon laquelle les énoncés sur le monde doivent être considérés comme interdépendants. Mais son approche lui permet d'échapper à la critique à laquelle la conception neurathienne doit faire face. Il reconnaît que, d'une certaine manière, les énoncés sur le monde peuvent être confrontés à l'expérience. L'idée de Quine est la suivante : les énoncés sur le monde « sont jugés par le tribunal de l'expérience sensible, non pas individuellement, mais seulement collectivement »[2]. Lors d'une expérience, l'observation d'un fait ne permet pas d'établir la vérité ou la fausseté d'un énoncé d'observation singulier, noté $e_{obs}$, comme si ce dernier constituait une entité linguistique autonome, possédant en lui-même sa signification. Selon Quine, l'observation d'un fait met également en jeu tout l'ensemble des énoncés qui constituent l'arrière-plan théorique de l'énoncé d'observation $e_{obs}$ – cet arrière-plan théorique incluant des hypothèses théoriques générales, des hypothèses relatives à l'expérience en question, mais aussi des hypothèses relevant de la logique et des mathématiques. Ou comme l'a écrit Duhem avant Quine, « si le phénomène prévu ne se produit pas, ce n'est pas la proposition litigieuse seule qui est mise en défaut, c'est tout l'échafaudage théorique dont le physicien a fait usage »[3]. Quine oppose ainsi à la théorie vérificationniste de la signification – telle que la défend Schlick par exemple – une théorie *holiste* de la signification : il considère que « l'unité de la signification empirique est la totalité de la science »[4], et non un énoncé isolé. Par « totalité de la science », il faut comprendre non seulement les énoncés d'observation, les hypothèses propres aux différentes théories acceptées, mais aussi les axiomes de la logique et des mathématiques.

---

1. Habermas, J., *Vérité et justification*, tr. fr., Paris : Gallimard, 2001, p. 183.
2. Quine, W., « Les deux dogmes de l'empirisme », in : Jacob, P. (éd.), *De Vienne à Cambridge*, *op. cit.*, p. 115.
3. Duhem, P., *La théorie physique, op. cit.*, p. 281. À noter que la théorie holiste de Quine se distingue quelque peu de celle de Duhem. Comme le souligne Léna Soler, « une différence majeure […] sépare le holisme de Duhem de celui de Quine. Dans un cas un comme dans l'autre, est affirmée l'impossibilité de tester *indépendamment les uns des autres* les énoncés d'un certain ensemble assimilé à un tout indécomposable (on parle souvent de thèse Duhem-Quine pour renvoyer à cette idée). Mais chez Duhem, l'ensemble en question est limité aux énoncés *de la physique* ; tandis que chez Quine, il s'identifie *au tout de la connaissance*. » (Soler, L., *Introduction à l'épistémologie*, Paris : Ellipses, 2000, p. 99).
4. Quine, W., « Les deux dogmes de l'empirisme », *op. cit.*, p. 116.

Suivant cette conception, les énoncés d'observation ne sont pas en correspondance bi-univoque avec des faits d'observation, des faits censés appartenir au monde. En d'autres termes, les énoncés d'observation ne renferment pas un contenu de connaissance portant strictement sur le monde et pouvant être considéré comme indépendant de nous et de nos moyens de connaissance. Les « énoncés d'observation » ne sont pas des énoncés *strictement* observationnels, au sens où ils pourraient nous offrir un accès à ce qui dans l'expérience relève *strictement* du factuel.

Hilary Putnam critique lui aussi l'idée néo-positiviste de l'existence d'une classe d'énoncés d'observation que nous pourrions vérifier par l'observation directe de ce qui se produit dans le monde, comme si nous avions accès à des données brutes. Selon lui, les énoncés d'observation véhiculent toujours une part d'interprétation, ils portent nécessairement la marque d'un certain choix conventionnel. « Ce qui est factuel et ce qui est conventionnel, écrit Putnam, est une question de degré. Nous ne pouvons pas dire : "Tels ou tels éléments du monde sont des faits bruts, tout le reste provient de la convention" »[1].

La critique de Quine et de Putnam est sous-tendue par une conception *internaliste*. Quelle que soit l'entité du monde considérée, que cette entité soit supposée être « observable » ou non – qu'il s'agisse par exemple d'un appareil de mesure ou d'un électron –, il nous est impossible d'y faire référence, *via* un certain énoncé, sans nous appuyer sur un certain système conceptuel. D'après Quine, nous ne pouvons déterminer de manière extra-conceptuelle quelles sont les entités du monde et quelles sont leurs propriétés. Non pas que Quine tienne les entités auxquelles nous nous référons pour des fictions. Celles-ci ne peuvent être appréhendées par nous que de manière *interne* à une théorie donnée :

> Toute chose à laquelle nous accordons l'existence est tout à la fois une chose posée du point de vue de la description du procès de construction de la théorie, et quelque chose de réel au point de vue de la théorie qu'on est occupé à construire. Et nous ne devons pas considérer le point de vue de la théorie comme une fantaisie ; parce que nous ne pouvons jamais faire mieux que de nous placer au point de vue d'une théorie ou d'une autre, la meilleure que nous connaissions au moment considéré[2].

Pour appuyer son propos, Quine invoque la situation suivante. Supposons que nous devions déterminer ce à quoi les membres d'une communauté totalement étrangère à la nôtre font référence lorsqu'ils s'expriment verbalement, c'est-à-dire lorsqu'ils produisent des énoncés. Il nous faudrait alors reformuler ces énoncés dans notre propre langage. Mais cette

1. Putnam. H., *Représentation et réalité*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1990, p. 186.
2. Quine, W., *Le mot et la chose*, *op. cit.*, p. 53.

traduction implique que nous découpions les énoncés à traduire d'une certaine manière. Or, au regard de l'ensemble du comportement langagier observable, il existe plusieurs découpages possibles, plusieurs « hypothèses analytiques » possibles, selon l'expression de Quine[1]. Ces différents découpages sont autant de manière de déterminer ce à quoi les membres d'une communauté étrangère font référence dans leur langage. La pluralité des hypothèses analytiques envisageables implique donc que la référence, telle qu'elle est déterminée pour les membres d'une communauté étrangère, est *indéterminée pour nous*. Quine parle à ce titre de l'« indétermination de la référence »[2]. Cette situation permet d'illustrer l'idée selon laquelle la référence n'est déterminée que relativement à un système conceptuel, et non dans l'absolu. *Un système conceptuel correspond à un appareillage référentiel*, il est ce qui nous permet de faire référence à des entités que nous concevons comme faisant partie du monde. Selon les termes de Quine, « la référence *est* non-sens, sauf relativement à un système de coordonnées »[3].

De même, suivant la position internaliste de Putnam[4], la question de l'existence d'une entité n'a de sens que si nous nous plaçons du point de vue d'une certaine théorie. Ce à quoi nous faisons référence est déterminé en même temps que nous mettons en place un certain « cadre descriptif », c'est-à-dire en même temps que nous optons pour une certaine théorie. « C'est nous, écrit Putnam, qui découpons le monde en objets lorsque nous introduisons tel ou tel cadre descriptif. Puisque les objets et les signes sont tous deux internes au cadre descriptif, il est possible de dire ce qui correspond à quoi. »[5]. Chaque théorie repose sur système conceptuel donné, et ce faisant, nous impose une certaine manière de voir le monde.

Par conséquent, une théorie peut être assimilée à une certaine *grille de lecture* : elle nous permet d'appréhender les données de l'expérience, et de manière concomitante, charge ces données d'une certaine interprétation. Il ne peut être question de données sur le monde qui soient libres de toute structuration conceptuelle. Putnam rejette ainsi l'idée « qu'il y ait des

1. *Ibid.*, pp. 111-117.
2. Quine, W., *La poursuite de la vérité*, tr. fr., Paris : Seuil, 1993, p. 81. L'expression « indétermination de la référence », est plus appropriée selon Quine, que celle d'« inscrutabilité de la référence » employée dans ses écrits antérieurs (*cf.* en particulier : Quine, W., *Relativité de l'ontologie et autres essais*, tr. fr., Paris : Aubier-Montaigne, 1997, pp. 44-80).
3. *Ibid.*, p. 61.
4. Signalons que Putnam n'a défendu cette position que durant les années 1980. Concernant l'évolution de la pensée de Putnam, *cf.* : Tiercelin, C., *Hilary Putnam, l'héritage pragmatiste*, Paris : PUF, 2002.
5. Putnam, H., *Raison, vérité et histoire*, tr. fr., Paris : Les éditions de Minuit, 1984, p. 64.

inputs qui ne soient pas dans une certaine mesure influencés par nos concepts, par le vocabulaire que nous utilisons pour les rapporter et les décrire, ou qu'il y ait des inputs qui admettent une description unique, indépendante de tout choix conceptuel »[1].

En bref, suivant la conception de Quine et Putnam, il n'existe pas de contenu de connaissance qui puisse être tenu pour indépendant de nos moyens *conceptuels* de connaissance.

### *4.3.5 Le rôle de la pratique*

À l'instar de Neurath et de Rorty, Putnam est partisan d'une conception cohérentiste de la vérité. Selon lui :

> La « vérité » est pour l'internaliste une sorte d'acceptabilité rationnelle (idéalisée) – une sorte de cohérence idéale de nos croyances entre elles et avec nos expériences *telles qu'elles sont représentées dans notre système de croyances* – et non une correspondance avec des « états de choses » indépendants de l'esprit ou du discours[2].

De ce point de vue, il paraît difficile de dire ce qui différentie la position de Putnam de celle de Neurath ou Rorty, et en quoi il résout le problème, soulevé par Russell, de la confrontation des propositions sur le monde avec ce qui dans l'expérience est extra-linguistique. La différence réside, à notre avis, dans l'importance que Putnam accorde à la pratique : *le lien entre les propositions sur le monde et l'expérience s'établit dans la pratique*. Putnam prend ainsi à son compte l'une des contributions principales de William James à la philosophie de la connaissance[3]. C'est donc sur les écrits de ce dernier qu'il nous faut porter notre attention[4].

---

1. *Ibid.*, p. 66.
2. *Ibid.*, p. 61.
3. Putnam est l'un de ceux qui a récemment remis en avant la pensée de James, alors que celle-ci était trop souvent caricaturée et négligée. « Je pense, écrit Putnam, que James était un penseur puissant, plus puissant que quiconque au siècle passé, et que sa manière de philosopher recèle de possibilités qui trop longtemps ont été négligées, que celle-ci nous indique les chemins pour nous défaire des vieux problèmes philosophiques qui continuent de nous affliger. En bref, je pense qu'il est grand temps que nous prêtions attention au Pragmatisme, le mouvement dont James était sans doute le plus grand représentant » (Putnam, H., *Pragmatism: An Open Question*, Oxford and Cambridge (Mass.): Blackwell, 1995, p. 6). Sur le renouveau de la pensée de James, *cf.* également l'ouvrage collectif : Putnam, R. A. (ed.), *The Cambridge Companion to William James*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
4. Si nous choisissons de nous appuyer sur James plutôt que sur Peirce, c'est parce la philosophie peircéenne fait intervenir des hypothèses métaphysiques que nous voudrions éviter (*cf. infra*, Sous-Section 4.5.1).

Une idée[1] *vraie*, d'après James, est une idée qui est *utile*[2]. Limitée à un tel énoncé, la conception *pragmatiste* de la vérité de James laisse la porte ouverte à de nombreux malentendus[3]. C'est ainsi que Russell adresse à James l'objection suivante : l'utilité n'est qu'un *critère* de la vérité, un critère qui, de plus, est subjectif. Un tel critère, selon Russell, ne permet pas d'épuiser la « signification » de ce qui est vrai, il ne signifie pas le vrai[4]. L'utilité est certainement un bon indice pour repérer les idées vraies, mais, par principe, on ne peut exclure la possibilité qu'une idée fausse elle aussi, dans certains cas, soit utile. Si l'on suit James, soutient Russell, c'est-à-dire si on identifie strictement vérité avec utilité, nous serions alors en présence d'absurdités telles que : « Si A croit une chose, et B croit une chose contraire, il se peut que les croyances de A et de B soient également vraies »[5].

Cependant, cette critique se révèle biaisée par la façon dont Russell lui-même conçoit la vérité, à savoir la vérité comme *correspondance avec les faits*, lesquels sont considérés comme extérieurs à la sphère subjective, comme totalement indépendants de nous et de nos moyens de connaître, comme faisant parti du monde en soi.

Cherchons à caractériser de façon positive la conception de James. Le *pragmatisme* dont il se fait l'avocat ne s'appuie par sur des « dogmes »[6]. Le pragmatisme constitue avant tout une « méthode », une « attitude d'orientation », à savoir « l'attitude qui revient à se détacher des choses premières, des "catégories", des nécessités supposées ; qui revient à se pencher sur les choses dernières, les fruits, les conséquences, les faits »[7]. Il est question de juger de la valeur

1. Le terme « idée », employé par James, pourrait être remplacé par le terme « proposition ». Nous gardons ici le terme « idée » par souci de cohérence avec les citations de James.
2. James, W., *Le pragmatisme*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1968, pp. 144-146.
3. À propos d'une série de malentendus dont la conception de James a fait l'objet, *cf.* : James, W., *La signification de la vérité*, tr. fr., Lausanne : Antipodes, 1998, Ch. VIII.
4. Russell, B., *Philosophical Essays*, London and New-York: Routledge, 1994, p. 120.
5. Russell, B., *Histoire de mes idées philosophiques*, *op. cit.*, pp. 224-225. Pour une discussion de cette critique de Russell, *cf.* : Benmakhlouf, A., *Bertrand Russell*, *op. cit.*, pp. 38-42 ; Lapoujade, D., *William James, empirisme et pragmatisme*, Paris : PUF, 1997, p. 49.
6. James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 54.
7. *Ibid.*, p. 22. À propos de cette idée d'« attitude », un parallèle peut être fait entre le pragmatisme et la nouvelle forme d'empirisme que défend van Fraassen, l'« empirisme constructif ». En effet, dans son dernier ouvrage, van Fraassen souligne que l'empirisme, pour être tenable, ne doit pas s'appuyer sur une thèse – par exemple, celle consistant à voir dans l'expérience la source exclusive de la connaissance. Être empiriste revient seulement à adopter une « attitude » ("*stance*"), celle qui consiste à donner une importance de premier plan à l'expérience, à s'opposer à toute forme de métaphysique, à prendre la méthode scientifique

d'une idée à la lumière des effets corporels ou idéels qu'elle produit. Une idée ne sera donc pas rejetée d'emblée sous prétexte qu'elle possède une dimension métaphysique, ses effets devant d'abord être examinés. « La méthode pragmatiste, écrit James, consiste à essayer d'interpréter chaque notion afin de cerner ses conséquences pratiques respectives »[1].

Cette méthode a d'abord été préconisée par Peirce, qui a vu dans l'*action* l'unique lieu où une idée peut acquérir sa signification. Toute idée a pour fonction de nous faire agir, elle est un « guide pour l'action »[2]. La signification que nous pouvons assigner à une idée réside alors exclusivement dans ses conséquences pratiques. La « maxime du pragmatisme » selon Peirce s'énonce ainsi : « Considérer quels sont les effets pratiques que nous pensons pouvoir être produits par l'objet de notre conception. La conception de tous ces effets est la conception complète de l'objet »[3].

De cette méthode pragmatiste dérive la conception jamésienne de la vérité. Une idée n'est pas vraie ou fausse en vertu d'une réalité indépendante de nous et de nos pratiques. Nous assignons à une idée la propriété d'être vraie ou d'être fausse en fonction de ses conséquences pratiques. Une idée est vérifiée, elle devient vraie, si les actions qu'elle nous conduit à effectuer dans la pratique sont couronnées de succès :

> La vérité d'une idée n'est pas une propriété statique qui lui serait inhérente. La vérité survient à une idée. Elle *devient* vraie, elle est *rendue* vraie par les événements. La vérité est en fait un événement, un processus, le processus par lequel elle se vérifie elle-même, *sa vérification*[4].

Russell ne voit dans le pragmatisme qu'un moyen de *découvrir* des idées vraies, et non de saisir ce qui constitue fondamentalement leur vérité. James récuse cette conception d'après laquelle « le pragmatiste n'explique pas ce qu'est la vérité, mais seulement comment on y parvient. En réalité, il nous dit l'un et l'autre : il nous dit incidemment ce qu'elle est, en nous disant comment on y parvient »[5]. Selon James, les conséquences pratiques d'une idée épuisent

---

pour modèle, etc. (*cf.* : van Fraassen, B., *The Empirical Stance*, New Haven, London: Yale University Press, 2002, Lect. 2).

1. James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 18.
2. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1960, § 5.27.
3. *Ibid.*, 5.27.
4. James, W., *Pragmatism*, New-York: Dover Publications, 1995, pp. 77-78 ; pour la traduction en français, *cf.* : James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 144 (nous avons modifié ici cette traduction).
5. James, W., *La signification de la vérité*, *op. cit.*, p. 133.

sa signification, elles seules sont donc pertinentes pour que nous puissions affirmer que l'idée en question est vraie ou fausse.

James s'en prend ainsi aux « rationalistes » pour qui la vérité d'une idée est préexistante à la découverte que nous pouvons en faire. Il les accuse d'opérer une *inversion*, celle qui consiste à construire une vérité[1] par le biais d'un processus qui a son origine, entre autres, dans l'expérience, et qui revient, ensuite, à nier (ou tout simplement à oublier) ce processus pour affirmer que la vérité en question existait déjà et que nous n'avons fait que la mettre au jour. Emile Callot formule cette idée de James dans les termes suivants : « Les rationalistes retournent la question et font du vérifiable la conséquence du vrai »[2].

Soulignons que l'emploi de l'expression « conséquences pratiques » ne signifie pas que James limite le champ d'application d'une idée au domaine matériel. Une idée peut avoir des conséquences pratiques dans le domaine théorique, elle peut nous mener vers d'autres idées. L'action qu'elle nous enjoint de mener peut être une action mentale, une action dans la sphère des idées. Il faut comprendre « pratique » par « ce qui est concrètement déterminé, l'individuel, le particulier et l'efficace, par opposition à l'abstrait, au général et à l'inerte »[3]. Or insiste James, « des conséquences particulières peuvent parfaitement être de nature théorique »[4].

Et de fait, nous n'acceptons bien souvent une nouvelle idée et la considérons comme vraie que si celle-ci s'accorde avec les idées que nous avions acceptées préalablement. Autrement dit, la vérification d'une nouvelle idée ne s'effectue pas uniquement en la mettant à l'épreuve des résultats de nos actions dans le domaine matériel, mais également en la confrontant au « fonds de vérités antérieurement acquises »[5].

Il se peut qu'apparaissent des tensions entre la nouvelle idée et les anciennes idées. De ce fait, nous sommes conduits à reconfigurer, à « réorganis[er] »[6] l'ensemble de notre savoir pour rétablir une « cohérence »[7], pour que nos idées s'accordent les unes avec les autres. Mais

1. Il faut comprendre ici « une vérité » au sens d'« une idée vraie » ou d'« une proposition vraie ».
2. Callot, E., *William James et le pragmatisme*, Genève, Paris : Slatkine, 1985, p. 98. *Cf.* aussi : James, W., *La signification de la vérité*, *op. cit.*, p. 136.
3. *Ibid.*, p. 138.
4. *Ibid.*, p. 138.
5. *Ibid.*, p. 129.
6. James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 59.
7. James, W., *La signification de la vérité*, *op. cit.*, p. 129.

de l'avis de James, nous cherchons habituellement à modifier le moins possible l'ensemble des idées déjà acceptées, et à cet égard, « nous sommes tous conservateurs à l'extrême »[1].

Il est à signaler, en outre, que les idées que nous avons acceptées, pour une majorité d'entre elles, n'ont pas été vérifiées *en fait*. Pour qu'elles soient *tenues pour* vraies, il suffit bien souvent que la vérification de ces idées soit simplement supposée et que nous n'ayons rien observé qui les contredise[2].

Une idée devient vraie, autrement dit elle nous procure une connaissance, lorsque qu'elle nous conduit vers l'objet de cette connaissance de façon satisfaisante, c'est-à-dire, dans la mesure du possible, en conformité avec les connaissances préalablement établies, et de manière à ce que nous puissions manipuler cet objet avec succès, que nous puissions agir avec cet objet de manière viable. James d'affirmer :

> Nous connaissons un objet au moyen d'une idée toutes les fois que nous nous déplaçons en direction de l'objet sous l'impulsion que nous communique l'idée. […] Notre idée nous mène dans le voisinage, effectif ou idéal, de l'objet, nous fait entrer en commerce avec lui, nous aide à pénétrer dans son intimité, nous permet de le prévoir, de le classer, de le comparer, de le déduire. […] Considérée dans sa fonction, l'idée est donc un instrument nous permettant d'avoir *affaire à* l'objet dans les meilleures conditions et de mieux agir en rapport avec lui[3].

Précisons que c'est par une série d'expériences intermédiaires qu'une connaissance nous conduit vers son objet. Ces intermédiaires constituent les « ponts » qui nous permettent d'effectuer le chemin concret, particulier d'une connaissance vers son objet.

> Ma thèse, écrit James, est que la connaissance […] est *constituée* par le déplacement à travers les expériences intermédiaires. […] Ce sont ces intermédiaires qui déterminent la fonction cognitive particulière exercée par l'idée. Le terme vers lequel ils nous guident nous dit quel objet elle « signifie », les résultats dont ils nous enrichissent la « vérifient » ou la « réfutent »[4].

Autrement dit, il n'existe pas un lien mystérieux qui assure la correspondance d'une connaissance avec son objet, ce lien n'a de sens que s'il est explicité, rendu précis, construit par le travail des scientifiques. Se référant au passage cité ci-dessus, David Lapoujade nous met en garde :

---

1. James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 57. Quine reprend cette idée (*cf.* : Quine, W., « Les deux dogmes de l'empirisme », *op. cit.*, pp. 118 et 121).
2. James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, pp. 147-148 ; James, W., *La signification de la vérité*, *op. cit.*, p. 88 ; James, W., *Essays in Radical Empiricism*, *op. cit.*, pp. 68-69
3. James, W., *La signification de la vérité*, *op. cit.*, p. 129.
4. *Ibid.*, p. 129. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 134.

> Les notions d'intermédiaires et de terme ne doivent pas tromper. Tout terme est à la fois relatif et provisoire ; à ce titre, il peut bien évidemment entrer comme intermédiaire dans une autre série. *On appellera conventionnellement* sujet *le point de départ d'une série,* objet *son point d'arrivée*[1].

La distinction entre *sujet* et *objet* d'une connaissance ne correspond qu'à une construction rétrospective. Nous l'avons signalé précédemment[2], James rejette l'idée selon laquelle toute expérience présuppose l'existence d'un sujet et d'un objet qui seraient tous deux déjà constitués par avance. Sujet et objet ne sont que le fruit d'une interprétation de l'expérience vécue.

Il est vrai que la conception néo-positiviste – telle qu'elle est défendue par Schlick par exemple – et la conception de James présentent une certaine similarité : elles font toutes deux appel à l'idée de *vérification*[3]. Néanmoins, tandis que la première est fondationnaliste, la seconde, elle, est anti-fondationnaliste. Les néo-positivistes tels que Schlick, bien qu'ils soutiennent qu'une théorie ne peut être vraie que si elle est vérifiée par l'expérience, supposent que cette vérité est absolue. La vérité d'une théorie, selon eux, n'est en aucun cas tributaire de *l'acte de vérifier*, elle se fonde uniquement dans *ce qui vérifie* la théorie, c'est-à-dire dans ce que nous observons.

Au contraire, d'après James, le verdict concernant la vérité d'une théorie n'est pas joué d'avance. Ce verdict s'établit précisément lors de la vérification ou de la réfutation de l'énoncé. Qui plus est, cette vérification (ou réfutation) n'a pas pour terme des énoncés d'observation dépourvus de toute interprétation, comme le pensent les néo-positivistes, mais uniquement des observations qui prennent appui sur les théories antérieurement acceptées. Celles-ci n'ont elles-mêmes été acceptées que parce qu'elles se sont avérées utiles pour rendre compte d'autres faits, qui à leur tour véhiculent une charge d'interprétation, et ainsi de suite. Les disciples de James résument cet aspect de la conception pragmatiste comme suit : « La connaissance des faits présuppose la connaissance des théories » et réciproquement « La connaissance des théories présuppose la connaissance des faits »[4].

---

1. Lapoujade, D., *William James*, *op. cit.*, p. 78. *Cf.* aussi : James, W., *La signification de la vérité*, *op. cit.*, p. 83 ; James, W., *Essays in Radical Empiricism*, *op. cit.*, pp. 60-61 et 57-58.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.2.1.
3. Un tel parallèle concernant l'idée de la vérification peut aussi être opéré entre la position de Peirce et le positivisme logique. Les limites de ce parallèle sont discutées par Christiane Chauviré (Chauviré, C. « De Cambridge à Vienne, la maxime pragmatiste et sa lecture vérificationniste », in : Sebestik, J. et Soulez, A. (éd.), *Le Cercle de Vienne*, *op. cit.*, pp. 43-58).
4. Cette formulation serait due à A. Singer (*cf.* : Putnam, H., *Pragmatism*, *op. cit.*, p. 14).

Dans cette perspective pragmatiste, les théories acceptées sont celles qui s'avèrent utiles, viables dans une activité de recherche donnée. Les entités théoriques qui sont avancées par ces théories (que ce soient des particules fondamentales ou des événements élémentaires) ne constituent que des outils, lesquels nous permettent d'agir avec succès dans le cadre de cette activité de recherche. Nous devrions nous garder de les réifier, de leur assigner le statut d'entités qui existent en elles-mêmes, même si dans la pratique, nous nous exprimons et agissons exactement *comme si* elles existaient en elles-mêmes. Tout ce passe, nous explique James, « *comme si* elles existaient ; mais, à la vérité, elles ne sont, comme les coordonnées et les logarithmes, que des chemins de traverse nous permettant de parcourir de bout en bout, et au plus court, le flux de l'expérience »[1].

Le second Wittgenstein, à l'instar de James, accorde à la pratique une place de premier plan, comme le souligne Putnam[2]. Dans ce qui suit, nous allons voir que sa conception de la signification et de la vérité est en réalité très proche de celle de James[3].

La *signification* d'un mot, soutient Wittgenstein, n'est pas à chercher dans un référent qui serait indépendant du langage. « L'erreur que nous pouvons commettre, écrit-il, est celle-ci : nous voulons utiliser un signe et nous le regardons comme s'il existait un objet correspondant au signe. (Une des causes de l'erreur est […] notre recherche "d'une substance qui réponde à un substantif".) »[4]. La signification d'un mot (ou d'une phrase) réside dans l'*usage* que nous en faisons : « La signification d'un mot est son usage dans le langage »[5]. Wittgenstein s'oppose à l'idée selon laquelle la signification d'un mot serait déterminée indépendamment de ce que nous faisons de ce mot, indépendamment de l'action, langagière ou corporelle, que nous menons grâce à ce mot. « N'oubliez jamais, nous rappelle-t-il, que les mots n'ont d'autre signification que celle que vous leur avez donnée »[6]. Le langage ne doit pas être conçu comme un médium rigide qui nous permettrait de nous représenter le monde en soi, comme si la référence des mots de ce langage était fixée à l'avance. Au contraire, le langage renvoie à

1. James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 137. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 153.
2. Putnam, H., *Pragmatism*, *op. cit.*, p. 52.
3. Sur le rapprochement de la philosophie de James et de celle de Wittgenstein, *cf.* : Pihlström, S., *Naturalizing the Transcendental: A Pragmatic View*, Amherst: Humanity Books, 2003, pp. 124-127. D'autres références bibliographiques à ce sujet sont données in : *ibid.*, p. 139 (n. 92).
4. Wittgenstein, L., *Le Cahier bleu et le Cahier brun*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1965, pp. 50-51.
5. Wittgenstein, L., *Investigations philosophiques*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1961, § 43. *Cf.* aussi : Wittgenstein, L., *De la certitude*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1976, § 10 et 61.
6. Wittgenstein, L., *Le Cahier bleu et le Cahier brun*, *op. cit.*, p. 84.

une *activité*, une *pratique*, une sorte de « jeu » avec des règles qui lui sont propres. Ce n'est que relativement à un certain « jeu de langage », et à certaines règles d'usage, que les mots prennent sens, se réfèrent à quelque chose de déterminé. D'après Wittgenstein :

> Il est d'innombrables et diverses sortes d'utilisation de tout ce que nous nommons « signes », « mots », « phrases ». Et cette diversité, cette multiplicité n'est rien de stable, ni de donné une fois pour toutes ; mais de nouveaux types de langage, de nouveaux types de jeu de langage naissent, pourrions-nous dire, tandis que d'autres vieillissent et tombent en oubli […] Le mot « *jeu* de langage » doit faire ressortir ici que le parler du langage fait partie d'une activité ou d'une forme de vie »[1].

Par conséquent, comprendre la signification d'un mot (ou d'une phrase) revient, non pas à connaître la soi-disant réalité extérieure avec laquelle il s'accorderait, mais à savoir comment utiliser ce mot, comment l'appliquer dans une certaine activité, suivant certaines règles – des règles qui pour une part demeurent tacites[2]. « Comprendre une phrase [ou un mot], écrit-il, veut dire comprendre un langage. Comprendre un langage veut dire être maître d'une technique »[3]. Wittgenstein illustre cette idée notamment par l'exemple suivant : « L'enfant n'apprend pas qu'il y a des livres, qu'il y a des sièges, etc., mais il apprend à aller chercher des livres, à s'asseoir sur un siège, etc. »[4]. Les mots ont pour fonction de nous guider, de nous accompagner dans nos actions, et c'est dans l'accomplissement de ces actions que les mots acquièrent pour nous leur signification. (Tout comme James, Wittgenstein s'appuie sur l'image du « chemin » : « la signification d'un mot […] réside […] dans le fait que je connais le chemin pour arriver à l'objet »[5].) De ce fait, les mots auront une signification différente selon la pratique langagière dans laquelle nous nous immergeons : « si les jeux de langage changent, changent les concepts et, avec les concepts, les significations des mots »[6].

De façon corrélative, c'est à la pratique, à l'action qu'il convient de rapporter la *vérité* d'une proposition. D'après Wittgenstein, qui défend ici une conception très voisine de celle de James, le fondement de la vérité d'une proposition n'est pas à chercher dans une extériorité préexistante et pré-déterminée, mais dans nos actions :

---

1. Wittgenstein, L., *Investigations philosophiques*, *op. cit.*, § 23.
2. Wittgenstein, L., *Le Cahier bleu et le Cahier brun*, *op. cit.*, p. 79.
3. Wittgenstein, L., *Investigations philosophiques*, *op. cit.*, § 199.
4. Wittgenstein, L., *De la certitude*, *op. cit.*, § 476.
5. Note prise par Friedrich Waismann dans un entretien avec Wittgenstein, in : McGuiness, B., *Ludwig Wittgenstein und der Wiener Kreis*, Oxford: Blackwell (cité in: Bouveresse, J., *Le mythe de l'intériorité, expérience, signification et langage privé chez Wittgenstein*, Paris : Les éditions de Minuit, 1976, p. 235).
6. Wittgenstein, L., *De la certitude*, *op. cit.*, § 65.

> L'emploi de « vrai ou faux » a ceci de fallacieux que tout se passe comme si on disait « cela s'accorde avec les faits ou non », alors que ce qui est en question précisément, c'est cet « accord ». « Cette proposition est vraie ou fausse » : à proprement parler, cela veut seulement dire qu'il faut qu'il y ait possibilité de décider en sa faveur ou contre elle. […] En quoi consiste donc cet accord, sinon en ceci que ce qui est preuve manifeste dans ces jeux de langage parle pour notre proposition. Or fonder le témoignage de ces preuves, le justifier, cela connaît un terme ; mais le terme, ce n'est pas que certaines propositions nous apparaissent à l'évidence comme vraies immédiatement, donc ce n'est pas de notre part, une sorte de *voir* ; le terme, c'est notre *action* qui se trouve à la base du jeu de langage[1].

Autrement dit, les énoncés qui portent sur le monde sont vrais en vertu de leur accord, non pas avec des faits bruts, mais avec des faits exprimés au moyen d'un langage donné, un langage qui implique une certaine manière d'agir et de voir le monde. En phase avec James, Wittgenstein soutient que la vérité d'un énoncé ne peut être établie que relativement à un système de croyances préalablement acceptées : « mes convictions forment un système, une construction. […] Toute vérification de ce qu'on admet comme vrai, toute confirmation ou infirmation prennent déjà place à l'intérieur d'un [tel] système »[2].

Il faut souligner que Wittgenstein n'accorde pas aux pratiques scientifiques un statut privilégié. Celles-ci sont des pratiques parmi d'autres. Putnam formule cette idée en ces termes : « aucun jeu de langage ne mérite le droit exclusif d'être appelé "vrai", ou "rationnel" »[3]. Nous pourrions ajouter ici que dans le domaine de la science, aucune pratique scientifique particulière n'est plus vraie qu'une autre. Pour comprendre un modèle théorique et déterminer sa valeur de vérité, il convient de faire l'apprentissage de la manière d'agir propre à la pratique scientifique dans laquelle ce modèle théorique a été élaboré.

### *4.3.6 Signification pragmatique et signification subjective*

Si nous avons rapproché les pensées de James et de Wittgenstein, il faut préciser néanmoins que ce dernier refusait d'endosser l'étiquette « pragmatiste ». À ce propos, mentionnons le passage suivant :

> Je suis en Angleterre. – Tout ce qui m'entoure me le dit ; où que je laisse errer mes pensées et de quelque façon qu'elles le fassent, elles me le confirment. – Mais ne pourrais-je pas être déconcerté si survenaient

1. *Ibid.*, § 199-204.
2. *Ibid.*, § 102 et 105.
3. Putnam, H., *Pragmatism*, *op. cit.*, p. 38.

> des choses dont à présent je ne saurais même rêver ? Je veux donc dire quelque chose qui sonne comme du pragmatisme[1].

Dans le premier paragraphe de ce passage, Wittgenstein exprime deux idées : (*i*) une proposition telle que « Je suis en Angleterre. » est tenue pour vraie dans la mesure où elle est *vérifiée dans la pratique*, et ce, par l'intermédiaire des « pensées » qui sont dérivées de cette proposition et qui ne rencontrent aucune résistance ; (*ii*) une telle proposition demeure *faillible*, c'est-à-dire que rien n'exclut que dans le futur, elle soit mise en défaut par un événement inattendu. Ces deux idées sont à la base du pragmatisme. Toutefois, dans le second paragraphe du passage cité, Wittgenstein récuse une adhésion pleine et entière au pragmatisme : sa conception « sonne *comme* du pragmatisme »[2]. Certes, il partage avec les pragmatistes, tels que Peirce ou James, une attitude critique à l'égard d'une conception correspondantiste de la vérité et à l'égard de la décontextualisation de la signification. Tout comme eux, il met l'accent sur l'usage du langage et recontextualise la signification dans la pratique. Mais il refuse d'élaborer une nouvelle théorie de la vérité ou de la signification. Contrairement aux pragmatistes, Wittgenstein ne réduit pas la signification à la pratique : les conséquences pratiques d'un mot (ou d'une proposition) n'épuisent pas sa signification. Comme l'écrit Christiane Chauviré :

> […] Wittgenstein souligne à de nombreuses reprises qu'il ne remplace pas la signification par l'usage ou qu'il n'assimile pas les deux, mais qu'il invite seulement le lecteur à se concentrer sur l'usage effectif d'une expression dans un jeu de langage plutôt que sur ce que les philosophes nomment « signification » s'il s'agit là d'une entité éthérée, hypostasiée, de nature psychologique ou sémantique. Le second Wittgenstein, adversaire du mentalisme, et du réalisme sémantique de Frege, combattra ces deux idées […] Il remplacera la platonisation du sens par une indication thérapeutique, proche de celle des pragmatistes (notamment de Peirce), recommandant de se préoccuper de l'usage des termes plutôt que de leur sens, tout en se défendant de construire une théorie philosophique du sens de plus. […] Aussi le fameux slogan de la signification-usage est-il, de l'aveu même de Wittgenstein, à manier avec précaution

1. Wittgenstein, L., *De la certitude*, *op. cit.*, § 421 et 422.
2. Cette réticence de Wittgenstein a reçu plusieurs types d'explication. Par exemple, Russell Goodmann suggère que si Wittgenstein a refusé d'endosser l'étiquette du pragmatisme, « peut-être que c'est parce qu'il prend le scepticisme plus au sérieux que les pragmatistes » (Goodman, R., "What Wittgenstein Learned from William James", *History of Philosophy Quarterly* **11** (1994), p. 346). Jaime Nubiola, pour sa part, identifie trois raisons : « a) la dépréciation du terme "pragmatisme" ; b) l'aversion pour Schiller et son pragmatisme relativiste ; et c) le scientisme de la tradition américaine, en particulier concernant la division entre la philosophie et la psychologie » (Nubiola, J., "W. James y L. Wittgenstein: Por qué Wittgenstein no se consideró pragmatista?", *Anuario Filosófico* **28** (1995), pp. 418-419).

> […], étant plus une prescription méthodologique qu'une thèse d'ontologie moniste fusionnant le sens et l'usage : c'est un conseil (*« don't ask for meaning, ask for use »* : « ne cherche pas le sens, cherche l'usage ») dont il faut faire un usage pratique, et non dogmatique[1].

De même, comparant Wittgenstein avec le philosophe pragmatiste John Dewey, Robin Haack écrit : « Wittgenstein, par contraste [avec Dewey], n'offre aucunement une *théorie* de la signification (il dit en effet : oublier la signification, porter votre attention sur l'usage) »[2].

Wittgenstein est l'un des artisans du « tournant linguistique »[3] en philosophie, c'est-à-dire de l'approche consistant à « expulser les pensées hors de la conscience » pour étudier celles-ci dans le langage[4]. Pour autant, il n'exclut pas les vécus de conscience de son investigation philosophique. Il reconnaît aux vécus qui accompagnent le discours un rôle constitutif de la signification. La signification possède plusieurs dimensions. Soulignant ce point, Chauviré met en relief ce qui rapproche Wittgenstein de la doctrine pragmatiste et ce qui l'en sépare :

> […] si Wittgenstein est certainement influencé par le pragmatisme comme philosophie de la pratique, il n'en apprécie pas forcément toutes les versions, tenant à se démarquer d'une conception qui assimilerait le vrai à l'utile et d'un anti-mentalisme niant l'existence ou même l'intérêt des processus mentaux. Au contraire il consacre à la description des vécus de signification une partie de sa dernière philosophie de la psychologie, s'orientant vers une appréhension plus subtile et complexe de la signification, ni usage, ni règle, ni vécu, mais revêtant « selon les circonstances l'une ou l'autre de ces dimensions »[5].

C'est ainsi que Wittgenstein identifie une dimension affective dans la signification qui est attachée à un mot (ou à une proposition). Selon lui, le locuteur accompagne l'énonciation d'un mot de sentiments qui lui sont propres, il investit ce mot d'un contenu émotionnel :

> Pense simplement aux mots qu'échangent les amoureux ! Ils sont « chargés » de sentiments. Et ils ne sont pas interchangeables par convention avec n'importe quels autres sons, comme le sont les expressions techniques. N'est-ce pas parce que ce sont des *gestes* ? Or un geste n'est pas nécessairement inné ; il est inculqué, et justement pour cette raison *assimilé*. – Mais n'est-ce pas là un mythe ?! – Non. Car la marque de l'assimilation, c'est justement que je veuille user de *tel* mot, préférant n'en employer aucun plutôt qu'un terme qu'on m'imposerait et autres réactions du même genre.

---

1. Chauviré, C., *Voir le visible, la seconde philosophie de Wittgenstein*, Paris : PUF, 2003, pp. 97-99. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 113-114.
2. Haack, R., "Wittgenstein's pragmatism", *American Philosophical Quarterly* **19** (1982), p. 168.
3. Cette expression en anglais ("*linguistic turn*") vient du titre d'un ouvrage édité par Richard Rorty en 1967.
4. Sur le « tournant linguistique », *cf.* : Dummett, M., *Les origines de la philosophie analytique*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1991, Ch. I et III.
5. Chauviré, C., *Voir le visible*, *op. cit.*, pp. 99-100 (dans ce passage, Chauviré cite Raïd).

> Un mot, par exemple, est devenu pour nous le support d'un certain *ton* ; et nous ne pouvons pas, sur simple injonction, énoncer un autre mot sur le même ton émotionnel[1].

Citant ce passage, Chauviré écrit : « Un mot familier acquiert pour nous une physionomie, il "nous regarde", devenant pour nous irremplaçable et incomparable, s'étant pour ainsi dire imbibé de sa signification »[2].

De prime abord, cet aspect de la pensée de Wittgenstein semble contredire sa critique de la thèse de l'existence de « langages privés ». Mais cette contradiction n'est qu'apparente. La part affective qu'un locuteur attache à un mot n'est pas inaccessible par principe aux auditeurs. Par le ton de l'énonciation du mot, ou par l'expression faciale ou gestuelle qui l'accompagne, il est possible pour le locuteur de transmettre aux autres cette dimension affective. Comme le soutient Chauviré :

> […] un langage personnel, personnalisé n'est jamais incompréhensible, il est toujours loisible à autrui de l'apprendre. Chacun de nous à une relation personnelle à son langage, mais cette relation n'est pas une relation de possession exclusive ni de fait ni de droit, une relation logiquement intransmissible, ce que revendiquent les sectateurs du langage privé[3].

Au risque d'être schématique et de nous écarter de l'attitude anti-théorisante de Wittgenstein, nous proposons, pour la suite de la discussion, d'opérer un découpage entre ce que nous nommerons la « signification pragmatique » d'un terme (ou d'une proposition) et sa « signification subjective ». Par définition, nous dirons que la *signification pragmatique* d'un terme renvoie à l'ensemble des conséquences pratiques de l'emploi de ce terme, dans un contexte donné, pour tous les membres d'une communauté. Il faut entendre ici « conséquences *pratiques* » au sens de James (explicité à la Sous-Section 4.3.5) : les conséquences *pratiques* de l'emploi d'un terme peuvent se situer aussi bien sur le plan des actes concrets que sur le plan des idées (*i.e.* l'emploi d'un terme par un locuteur peut le conduire à mener une action physique ou peut susciter chez lui une nouvelle idée). En précisant « dans un contexte donné », nous insistons sur la dépendance de la signification d'un terme vis-à-vis des circonstances dans lesquelles ce terme est utilisé. Enfin, en indiquant « pour tous les membres d'une communauté », nous identifions la signification pragmatique à la signification qui est *intersubjectivement partagée*.

---

1. Wittgenstein, L., *Études préparatoires à la 2e partie des* Recherches philosophiques, tr. fr., TER, 1985, § 712-713 (cité in : Chauviré, C., *Voir le visible*, *op. cit*, p. 102).
2. Chauviré, C., *Voir le visible*, *op. cit*, p. 102.
3. *Ibid.*, pp. 105-106. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 120.

Prenons l'exemple du terme « électron » dont il sera question dans les sections et chapitres suivants. Lorsque les physiciens emploient ce terme, dans le contexte de l'activité de recherche en microphysique, ils font implicitement référence à un ensemble de préparations expérimentales, à un ensemble de résultats de mesures, etc.[1]. Ce terme possède cette même signification pragmatique pour tous les physiciens – cette signification est donc « intersubjectivement partagée » relativement à la communauté des physiciens.

À la signification pragmatique d'un terme, laquelle est intersubjectivement partagée par les membres d'une communauté, nous opposons la *signification subjective*, qui, par définition, correspond à la signification qu'un locuteur donné assigne à un terme *en plus* de sa signification pragmatique. La signification subjective d'un terme renvoie, en particulier, aux émotions et sentiments que le locuteur attache à ce terme, ainsi qu'aux représentations personnelles que ce terme peut susciter chez le locuteur. Par « représentations *personnelles* », il faut comprendre les représentations qu'un terme éveille chez un locuteur donné, ou un groupe limité de locuteurs, et non chez *tous* les membres de la communauté. Par exemple, le terme « électron » évoque pour certains l'image d'une boule compacte extrêmement petite qui suit une trajectoire bien définie. Or, une telle image est difficilement tenable suivant la mécanique quantique, de sorte que peu de physiciens la jugent acceptable[2]. Dans le cadre de l'activité de recherche en microphysique, lorsque les physiciens emploient le terme « électron », ils sont tacitement d'accord sur sa signification pragmatique (évoquée ci-dessus). Mais ils ne partagent pas la représentation en terme de « boule compacte extrêmement petite qui suit une trajectoire bien définie », que certains physiciens attachent éventuellement à ce terme, en plus de sa signification pragmatique.

Il est à signaler que la signification « pragmatique », telle que nous l'avons définie, ne se recoupe pas exactement avec la dimension « pragmatique » du langage discutée dans la nouvelle discipline linguistique que constitue la « pragmatique »[3]. Ce n'est pas le lieu ici de

1. Pour une explicitation plus précise de la signification pragmatique du terme « électron », *cf.* : *infra*, Sous-Section 5.4.5.
2. Mis à part peut-être les partisans de la mécanique bohmienne (*cf. supra*, Section 3.6).
3. Pour une présentation de la pragmatique dans le contexte de la philosophie analytique, *cf.* par exemple : Récanati, F., « Du positivisme logique à la philosophie du langage ordinaire, naissance de la pragmatique », in : Austin, J., *Quand dire, c'est faire*, Paris : Seuil, 1970, pp. 185-203.

rentrer dans une comparaison entre le courant du pragmatisme et celui de la pragmatique[1], ni de mener une analyse fine des différentes dimensions de la signification d'un terme ou d'une proposition. Le découpage que nous faisons entre « signification pragmatique » et « signification subjective » constitue une hypothèse de travail visant uniquement à clarifier la discussion pour la suite de la thèse. Nous n'affirmons pas que la limite entre ces deux dimensions de la signification est absolue. Comme cela a été indiqué plus haut, il se peut que les sentiments qui accompagnent l'énonciation d'un terme par un locuteur soient communiqués à certains interlocuteurs ; la signification subjective est donc, dans une certaine mesure, intersubjective. Il se peut également que la représentation personnelle qu'un locuteur attache à un terme – en plus de sa signification pragmatique – ait des conséquences pratiques, et le conduise, par exemple, à mener certaines actions concrètes ; cette représentation personnelle peut se voir, en ce sens, comme étant de nature pragmatique. En dépit de ces limitations, le découpage entre « signification pragmatique » et « signification subjective » va s'avérer utile lorsque notre attention se portera sur les concepts et le formalisme auquel les physiciens ont recours dans l'activité de recherche en microphysique[2].

### *4.3.7 Relativité ou universalité des moyens de connaissance ?*

Pour Wittgenstein, comme pour James, la vérification d'une nouvelle idée (ou d'un nouveau modèle théorique) se fait à l'aune d'une pratique particulière, laquelle mobilise un ensemble de croyances préalablement acceptées[3]. Cet ensemble de croyances préalablement acceptées peut être remis en question. Nous pouvons être amenés à réviser cet arrière-plan de croyances lorsqu'une nouvelle idée, en contradiction avec cet arrière-plan, se révèle être plus

1. Discutant les travaux de Peirce, considéré comme le fondateur à la fois du pragmatisme et de la pragmatique, Christiane Chauviré écrit à ce sujet : « le lien pragmatisme/pragmatique [est] moins immédiat ou trivial qu'il ne semble au premier abord. Il est clair en tout cas qu'en assignant aux conditionnels décrivant les conséquences expérimentales ou "pratiques" d'énoncés où figurent des termes "intellectuels" la tâche d'élucider la signification cognitive (ou "teneur rationnelle") des dits énoncés, le pragmatisme met l'accent sur les conséquences pratiques des énonciations qui apparaissent elles-mêmes alors avant tout comme des actes. Ainsi la voie est-elle ouverte à une théorie des actes de discours » (Chauviré, C., « Le "pragmatic turn" de C. S. Peirce », in : *Le grand miroir, essais sur Peirce et sur Wittgenstein*, Besançon : Presses Universitaires Franc-Comtoises, 2003, p. 110). *Cf.* aussi : Chauviré, C., « Pragmatique et pragmatisme chez C. S. Peirce », in : *Le grand miroir*, *op. cit.*, p. 139-150.
2. *Cf. infra*, Sous-Section 4.6.2 et Chapitre 5.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.5.

viable, plus avantageuse pour mener nos actions. Cependant, pour évaluer une idée, un certain système de référence est nécessaire, certaines croyances doivent *a priori* être admises. Wittgenstein écrit à ce sujet :

> On ne peut pas procéder à des expérimentations s'il n'y a pas nombre de choses qu'on ne met pas en doute. […] Lorsque je procède à une expérimentation, je ne doute pas de l'existence de l'appareillage que j'ai sous les yeux ; j'ai une masse de doutes, mais non *celui-là*. […] les *questions* que nous posons et nos *doutes* reposent sur ceci : certaines propositions sont soustraites au doute, comme des gonds sur lesquels tournent ces questions et doutes. C'est-à-dire : il est inhérent à la logique de nos investigations scientifiques qu'*effectivement* certaines choses ne soient pas mises en doute. Mais ce n'est pas que nous ne *puissions* pas nous livrer à une investigation sur tout, bien forcés ainsi de nous contenter de présuppositions. Non. Si je veux que la porte tourne, il faut que les gonds soient fixes[1].

La mise en doute d'une hypothèse repose nécessairement sur un ensemble de croyances qui elles, possèdent le statut de « certitudes ». Jacques Bouveresse attire l'attention sur ce point : « le doute présuppose la certitude »[2], « le doute est postérieur à la certitude, non pas seulement dans l'ordre chronologique, mais également dans l'ordre logique »[3]. C'est pourquoi, « le doute universel est impossible »[4]. La philosophie de Wittgenstein échappe ainsi au « scepticisme radical »[5].

En participant aux activités de sa communauté, un individu endosse progressivement une certaine « image du monde ». Et cette image du monde, d'après Wittgenstein, forme « l'arrière-plan dont j'ai hérité sur le fond duquel je distingue entre vrai et faux »[6]. Cet arrière-plan, loin d'être infaillible, est néanmoins nécessaire pour que nous *puissions* appréhender une nouvelle idée, pour que nous *puissions* entreprendre de nouvelles expériences qui aient un sens pour nous.

Ce dernier aspect de la pensée de Wittgenstein, également présent chez James[7], se prête à une lecture *néo-kantienne*, comme l'ont souligné plusieurs auteurs tels que Bernard Williams,

1. Wittgenstein, L., *De la certitude*, *op. cit.*, § 337-343.
2. Bouveresse, J., *Le mythe de l'intériorité*, *op. cit.*, p. 608.
3. *Ibid.*, p. 616.
4. *Ibid.*, p. 608.
5. *Ibid.*, p. 591.
6. Wittgenstein, L., *De la certitude*, *op. cit.*, § 94.
7. *Cf. infra*, Sous-Section 4.3.5.

Jonathan Lear, Mark Sacks, Sami Pihlström ou Habermas[1]. La conception de Wittgenstein peut, en effet, être reformulée comme suit. Nos connaissances ne sont pas le simple reflet des choses telles qu'elles seraient en elles-mêmes, elles dépendent de nos moyens de connaissance. Ces moyens de connaissance *rendent possible* la constitution d'un objet de connaissance, en même temps qu'elles *fixent les limites* de ce qui est connaissable. Cette démarche consistant à se pencher sur les *moyens de connaissance* pour tenter de cerner ce qu'il nous est possible de connaître peut être qualifiée de « transcendantale ». Rappelons la définition que donne Kant de ce terme : « Je nomme *transcendantale* toute connaissance qui s'occupe en général moins d'objets que de notre mode de connaissance des objets, en tant que celui-ci doit être possible *a priori* »[2].

Toutefois, à la différence de Kant, Wittgenstein ne situe pas les moyens de la connaissance dans le *sujet connaissant individuel*, il n'est pas question d'un « je » transcendantal. Les moyens de connaissance ne sont plus assimilés aux formes *a priori* de la sensibilité et de l'entendement du sujet connaissant, mais bien plutôt aux pratiques, aux « formes de vie », partagées par les membres d'une communauté. Le « je » se voit ainsi « détranscendantalisé », suivant l'expression de Habermas[3], et c'est le « nous » d'une communauté qui devient le pôle constitutif de la connaissance, le « nous » qui s'incarne dans des pratiques et en particulier dans des jeux de langage[4]. Sacks résume la conception de Wittgenstein de la manière

1. Williams, B. "Wittgenstein and Idealism", in: Williams, B., *Moral Luck*, Cambridge: Cambridge University Press, 1981, pp. 144-163 ; Lear, J., "The Disappearing 'We'", *Aristotelian Society*, Suppl. Vol. **58** (1984), 219-242 ; Sacks, M., "Transcendental Constraints and Transcendental Features", *International Journal of Philosophical Studies* **5** (1997), 164-186 ; Pihlström, S., *Pragmatism and Philosophical Anthropology: Understanding Our Human Life in a Human World*, New-York: Peter Lang, 1998, pp. 100-101 ; Pihlström, S., *Naturalizing the Transcendental*, *op. cit.*, Ch. 2 ; Habermas, J., *Vérité et justification*, tr. fr., Paris : Gallimard, 2001, pp. 25, 28-29 et 282.
2. Kant, I., *Critique de la raison pure*, *op. cit.*, A 11, B 25. Le terme « transcendantal » ne doit pas être confondu avec le terme « transcendant ». Ce dernier terme renvoie, par définition, à tout ce qui se trouve au-delà des limites de ce que nous pouvons connaître dans l'expérience (*ibid.*, A 296, B 352). Pour une discussion éclairante concernant le *transcendantal* et le *transcendant* chez Kant, *cf.* : Hintikka, J., *La philosophie des mathématiques chez Kant, la structure de l'argumentation transcendantale*, tr. fr., Paris : PUF, 1996.
3. Habermas, J., *Vérité et justification*, *op. cit.*, p. 283. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 175 et 179.
4. *Cf.* : Williams, B. "Wittgenstein and Idealism", *op. cit.*, p. 147 ; Lear, J., "The Disappearing 'We'", *op. cit.*, pp. 229-232 ; Sacks, M., "Transcendental Constraints and Transcendental Features", *op. cit.*, pp. 166-167.

suivante : « Tout ce qui peut être objet de l'expérience est en dernière instance expression de notre activité – celle-ci étant comprise comme incluant les préoccupations, les intérêts, les actions et les croyances de l'homme »[1]. Autrement dit, ce que les membres d'une communauté peuvent connaître est irréductiblement lié à une forme de vie particulière. En ce sens, écrit Habermas, « chaque forme de vie est corrélative d'un monde objectif indépassable à partir de l'horizon qui la constitue »[2].

Ce glissement du pôle constitutif de la connaissance du « je » vers le « nous » se retrouve chez les pragmatistes tels que James. « Dans le pragmatisme en général, écrit Pihlström, le sujet transcendantal est intrinsèquement social – il est un groupe de « nous » activement engagés à construire, par des moyens habituels (quoique renouvelables par la création), son (« notre ») monde comme un lieu possédant du sens et dans lequel il est possible de vivre »[3].

L'un des avantages d'une telle version pragmatiste de la philosophie kantienne est qu'elle rompt avec le fixisme des formes *a priori* de la sensibilité et de l'entendement. Le concept de causalité, par exemple, est identifié par Kant à une catégorie immuable de l'entendement, nécessaire pour nous permettre de constituer un objet de connaissance, et ce, quelles que soient les circonstances, quelle que soit l'activité de recherche. Or, nous savons aujourd'hui que si le concept de causalité fait bien partie du système conceptuel employé en mécanique classique – la théorie qui à l'époque de Kant semblait s'imposer comme la théorie ultime –, il n'en va pas de même en mécanique quantique, où ce concept ne possède plus qu'un domaine de validité limité. D'une activité de recherche à l'autre, les physiciens mobilisent ainsi un ensemble différent de concepts pour élaborer leurs connaissances. En effet, le système conceptuel associé à une certaine activité de recherche est parfois mis en défaut par l'expérience, ce qui conduit les physiciens à le modifier, à le reconfigurer. La fonction opératoire de certains concepts est perdue et de nouveaux concepts doivent alors être forgés[4].

---

Selon Putnam, il est question ainsi d'une « naturalisation » du kantisme (Putnam, H., *Pragmatism*, *op. cit.*, p. 39).

1. Sacks, M., "Transcendental Constraints and Transcendental Features", *op. cit.*, p. 171 (nous avons repris ici la traduction de Rainer Rochlitz, in : Habermas, J., *Vérité et justification*, *op. cit.*, p. 282).
2. Habermas, J., *Vérité et justification*, *op. cit.*, p. 282.
3. Pihlström, S., *Naturalizing the Transcendental*, *op. cit.*, p. 24.
4. D'une activité de recherche à l'autre, les concepts qui ne sont pas remplacés reçoivent, pour certains d'entre eux, une signification différente. C'est le cas, par exemple, du concept de masse, qui renvoie, en mécanique classique, à une quantité fixe, et dans la théorie de la relativité, à une quantité variable en fonction de l'accélération du système physique étudié.

C'est pourquoi, il semble plus approprié de concevoir les concepts auxquels les physiciens ont recours pour construire leurs connaissances, non pas comme fixes, mais comme révisables. D'après Wittgenstein, lorsqu'une activité de recherche donnée se modifie, ce sont aussi les concepts, leur usage et corrélativement leur signification, qui se modifient.

En renonçant à l'idée du fixisme des structures conceptuelles, nous devons également renoncer à l'idée du fixisme des frontières du connaissable. Comme l'explique Sacks lorsqu'il commente la conception de Wittgenstein, « les limitations transcendantales ne dérivent pas d'une structure fixe, indépendante qui s'imposerait à nous […], elles ne sont déterminées par rien d'autre que nos jeux de langage, pratiques, dans lesquelles *nous* sommes actuellement investis »[1]. En d'autres termes, les frontières du domaine de ce qu'il nous est possible de connaître ne sont fixées que de manière contingente, elles sont contemporaines d'une certaine activité de recherche.

L'idée suivant laquelle les structures conceptuelles qui nous permettent de constituer nos connaissances peuvent évoluer n'a pas été mise en avant seulement par Wittgenstein. Plusieurs philosophes, qui ont été influencés dans la seconde moitié du XIX$^{e}$ siècle par la théorie évolutionniste de Darwin, ont soutenu que les capacités cognitives des êtres humains devaient résulter d'un processus évolutif. C'est ainsi que James a insisté sur la contingence de nos moyens actuels de connaissance. Il est vrai que l'on retrouve chez James cette idée kantienne selon laquelle il existe une part active du sujet dans la constitution d'un objet de connaissance : « Pour Kant et James, écrit Thomas Carlson, le monde de notre expérience est une construction, le produit de notre activité mentale »[2]. Mais, James s'écarte de la pensée de Kant en ce qui concerne l'origine des moyens conceptuels de connaissance, comme le montre Carlson[3]. Loin d'être nécessaires et immuables, ces moyens sont pour James le fruit d'une évolution. En particulier, ce que l'on nomme couramment le « sens commun » – et qui repose sur les concepts d'« espace » et de « temps », sur les distinctions entre « pensée » et « chose », entre « sujet permanent » et « attribut changeant », etc. – ne renvoie pas à une structuration figée de notre esprit. « Nos conceptions fondamentales sur les choses [qui définissent le "sens commun"], écrit James, sont des découvertes faites par certains de nos

1. Sacks, M., "Transcendental Constraints and Transcendental Features", *op. cit.*, p. 171.
2. Carlson, T., "James and the Kantian Tradition", in: Putnam, R. A. (ed.), *The Cambridge Companion to William James*, *op. cit.*, p. 369.
3. *Ibid.*, pp. 368-370. Pour un autre comparaison de la philosophie de Kant et celle de James, *cf.* : Pihlström, S., *Pragmatism and Philosophical Anthropology*, *op. cit.*, Ch. 5.

ancêtres, à des époques extrêmement éloignées de la nôtre, et qui ont réussi à se maintenir à travers l'expérience de tous les siècles postérieurs »[1]. Signalons que Nietzsche, avant James, avait également insisté sur le caractère historique de nos concepts, sur le fait qu'ils résultent d'une évolution[2]. Il pensait, lui aussi, que les concepts « ont leur origine dans la sphère pratique, dans la sphère de l'utilité »[3].

Eu égard à l'existence de changements de systèmes conceptuels en physique, il semble judicieux de réviser la philosophie kantienne dans un sens pragmatiste. Il n'est plus question alors des formes *a priori* caractérisant de manière rigide et immuable notre sensibilité et notre entendement, mais uniquement des formes *a priori* associées de façon contingente à une certaine pratique, des formes qui ne sont que provisoirement « *a priori* ». C'est ainsi, estime Michel Bitbol, que la philosophie transcendantale héritée de Kant peut être sauvée :

> La méthode transcendantale n'a […] de chances de survivre que dans la version dynamique inspirée par des philosophes néo-kantiens comme H. Cohen et E. Cassirer, ou dans sa version pragmatiste présentée par des philosophes anglo-saxons comme J. Dewey, C. I. Lewis, ou H. Putnam. Selon ces philosophes, chaque forme *a priori* doit être considérée comme *relative à un certain mode d'activité* ; elle consiste en une présupposition constitutive de ce mode d'activité, et doit par conséquent être abandonnée dès que l'activité est redéfinie[4].

Pihlström partage ce point de vue et plaide également pour une synthèse entre la philosophie transcendantale et le pragmatisme :

> Les philosophes qui aujourd'hui désirent être à la fois pragmatistes et, en un certain sens, kantiens doivent admettre l'idée suivante : les conditions transcendantales de possibilité d'un monde comme objet de notre expérience et de notre représentation peuvent, et devraient, être conçues comme dynamiques, c'est-à-dire

1. James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 125.
2. Nietzsche, F., *Humain, trop humain*, in : Nietzsche, F., *Oeuvres*, Vol. I, tr. fr., Paris : Robert Lafont, 1993, I, I, § 2, p. 442.
3. Nietzsche, F., *La volonté de puissance*, T. I, tr. fr., Paris : Gallimard, 1995, § 214. Cette théorie évolutionniste de nos moyens de connaissance a été défendue plus récemment par certains penseurs *constructivistes* (*cf.* par exemple : von Glaserfeld, E., « Introduction à un constructivisme radical », in : Watzlawick, P. (éd.), *L'invention de la réalité, comment savons-nous ce que nous croyons savoir ? contributions au constructivisme*, Paris : Seuil, 1988, pp. 19-43).
4. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », in : Chauvier, S. et Capeillères, F. (éd.), *La querelle des arguments transcendantaux*, *Revue philosophique de l'Université de Caen*, 2001, p. 85.

> comme relatives à un contexte social et historique, et comme révisables – elles sont toujours déjà « conditionnées » à plusieurs égards[1].

S'inspirant à la fois de la philosophie de Kant et de celle de Wittgenstein, Bitbol se fait l'avocat d'une approche dite « pragmatico-transcendantale »[2], une approche à partir de laquelle il se propose d'interpréter la mécanique quantique. Nous reviendrons plus en détail sur cette interprétation aux Sous-Sections 5.2.5 et 5.3.1. Indiquons ici que l'approche de Bitbol s'écarte quelque peu du pragmatisme dans la mesure où il suppose que certains des aspects transcendantaux de la pratique scientifique sont plus *universels* que d'autres[3]. S'il existe aujourd'hui une pluralité de pratiques scientifiques, cette situation ne peut être que provisoire. D'après Bitbol, l'histoire de la physique, marquée par ses révolutions successives, est loin d'être totalement contingente. Elle « converge » vers ce qu'il appelle les « formes les plus universelles de l'œuvre d'orientation de l'être agissant dans le monde »[4]. Il appuie son propos sur l'exemple suivant : les présupposés constitutifs – ou formes *a priori* – de la mécanique quantique se révèlent être plus « généraux » et plus « primitifs »[5] que ceux de l'ancienne physique, c'est-à-dire ceux de la mécanique classique. En mécanique classique, il est supposé que les phénomènes sont indépendants du contexte expérimental, alors qu'en mécanique quantique, les prédictions portent sur des phénomènes qui sont définis de manière contextuelle. « Il s'agit là, soutient Bitbol, d'une clause extrêmement générale qui consiste plutôt à relaxer la contrainte standard d'invariance des phénomènes à l'égard de divers changements de contexte expérimental, qu'à en imposer une nouvelle »[6].

---

1. Pihlström, S., *Pragmatism and Philosophical Anthropology*, *op. cit.*, p. 99. *Cf.* aussi : Pihlström, S., *Naturalizing the Transcendental*, *op. cit.*, pp. 60-64 et 96.
2. Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 422 ; Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel*, *op. cit.*, p. 68.
3. Avec cette idée qu'il existe, dans l'activité scientifique, des aspects *universels*, la position de Bitbol peut être mise en parallèle avec la « pragmatique universelle » de Habermas (*cf.* : Habermas, J., *Théorie de l'agir communicationnel*, Vol. I et II, tr. fr., Paris : Fayard, 1987) et le « pragmatisme transcendantal » de Karl-Otto Apel (*cf.* : Apel, K.-O., *Le logos propre au langage humain*, tr. fr., Paris : Éditions de l'Éclat, 1994). Ces deux auteurs ont tenté, pour leur part, de mettre en lumière les aspects universels de l'activité communicationnelle (pour une formulation concise de ces aspects universels, *cf.* : *ibid.*, p. 49).
4. Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel*, *op. cit.*, p. 72.
5. *Ibid.*, p. 73.
6. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, p. 88.

Que signifie exactement l'idée selon laquelle les formes d'une activité de recherche donnée sont plus « universelles » que d'autres ? Afin d'éclaircir ce point, rappelons pour commencer en quel sens Kant comprend le terme « universel » :

> L'expérience ne donne jamais à ses jugements une universalité véritable et rigoureuse, mais seulement une universalité supposée et comparative (par induction), tant et si bien que ce qu'il faut entendre proprement par une telle *universalité*, c'est que, si nombreuses qu'aient été jusqu'ici nos perceptions, il ne se trouve vis-à-vis de telle ou telle règle aucune exception. Si par conséquent un jugement est pensé selon une rigoureuse universalité, c'est-à-dire de telle manière que pas la moindre exception ne soit admise comme possible, il n'est pas déduit de l'expérience, mais possède sa valeur absolument *a priori*[1].

D'après Kant, ne peut être qualifié d'« universel » que ce qui est absolument indépendant de toute expérience. Il n'est donc pas envisageable de tirer de l'expérience une forme universelle de la connaissance. Une forme est universelle, c'est-à-dire *valable pour toutes les expériences*, uniquement en tant qu'elle précède toute expérience, et donc toute activité de recherche.

Or, l'inclination pragmatiste de Bitbol le conduit à soutenir que les formes *a priori* de l'activité de recherche en physique se modifient en fonction des résistances que l'expérience oppose aux attentes des physiciens, elles « co-émerge[ent] avec les éléments "factuels" qui [les] contraignent »[2]. Il admet, ce faisant, que les formes *a priori* de la connaissance ne sont pas *antérieures* à toute activité de recherche. Au contraire, elles émergent dans le cadre d'une certaine activité de recherche, elles lui sont relatives. Est-il possible d'affirmer, *dans le même temps*, que ces formes *a priori* de la connaissance peuvent prétendre à une validité « universelle » au sens de Kant ?

Cette tension apparente se dissipe si l'on interprète les propos de Bitbol comme suit. Les formes de la connaissance « *les plus* universelles » sont les formes communes *au plus grand nombre* d'activités de recherche envisageables. Dans la perspective pragmatiste qui est celle de Bitbol, il ne saurait être question de formes strictement « universelles » au sens de Kant, c'est-à-dire de formes nécessaires *quelle que soit* l'activité de recherche, autrement dit *pour toute* activité de recherche envisageable.

Prendre parti pour une approche pragmatiste ou pragmatico-transcendantale suppose que l'on renonce à rechercher les conditions « nécessaires » et « universelles », au sens strict, de

1. Kant, I., *Critique de la raison pure*, *op. cit.*, A 29, B 3-4.
2. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, p. 93.

l'expérience. Cela suppose que l'on fasse le deuil du programme initial de Kant qui visait à fonder la physique de manière « absolument *a priori* ».

Holger Lyre, quant à lui, revendique clairement son attachement au programme de Kant et ne laisse aucune place à une relativisation *pragmatiste* des formes *a priori* de la connaissance. Certes, il prend acte des modifications conceptuelles qu'ont entraîné les théories de la relativité restreinte et générale et la mécanique quantique. Il ne cherche donc pas à sauvegarder telle quelle la table kantienne des catégories, comme a pu le proposer par exemple Grete Hermann[1]. Pour autant, d'après Lyre, la recherche des fondements absolument *a priori* de la physique ne doit pas être abandonnée. Il convient seulement de concéder que ces fondements sont différents de ceux qu'avait identifiés Kant. Les « vraies conditions de possibilité de l'expérience » doivent être valables non seulement pour la mécanique classique, mais aussi pour les théories de la relativité restreinte et générale et la mécanique quantique[2]. Ajoutons que Lyre admet que de futures révolutions en physique sont possibles, et que, de ce fait, nous ne pourrons jamais être certains d'avoir mis au jour les formes *a priori* « nécessaires et universelles » de la connaissance[3].

Selon l'hypothèse de Lyre, la « distinguabilité » („*Unterscheidbarkeit*") et la « temporalité » – c'est-à-dire, respectivement, la possibilité de distinguer les choses les unes des autres et la possibilité de différencier le passé du futur[4] –, sont de très bonnes « candidates » au titre de formes *a priori* universelles[5]. Elles correspondent à des conditions très générales, très « rudimentaires » de la connaissance. De plus, il s'avère possible de dériver de ces deux formes *a priori* le concept d'« information », lequel joue un « rôle central » en physique[6].

---

1. Hermann, G., *Les fondements philosophiques de la mécanique quantique*, tr. fr., Vrin : Paris, 1996. Hermann tente essentiellement de montrer que la loi de causalité, à distinguer de la « prévisibilité », demeure valide en mécanique quantique, qu'elle constitue toujours une précondition de l'expérience. Dans la postface de la traduction françaises de l'ouvrage de Hermann, Léna Soler discute des limites de cette tentative.
2. Lyre, H., „Kann moderne Physik *a priori* begründbar sein?", *Philosophia Naturalis* **37** (2000), pp. 445-446.
3. *Ibid.*, p. 446.
4. Lyre s'inspire sur ce point des travaux de Karl von Weizsäcker.
5. *Ibid.*, p. 8.
6. *Idem*. *Cf.* aussi : Lyre, H., "Against Measurement? – On the Concept of Information", in: Blanchard, Ph. and Jadczyk, A. (eds.), *Quantum Future: From Volta and Como to Present and Beyond*, Berlin: Springer, 1999, pp. 139-149 (pour la pagination des références que nous ferons à cet article, *cf.* : *arXiv e-print*, quant-

Il y a fort à parier que la distinguabilité et la temporalité ne seront pas remises en cause dans les activités de recherche futures, c'est-à-dire qu'elles resteront des formes *a priori* de la connaissance. Mais il ne s'agit là que d'une hypothèse invérifiable. En outre, ces formes *a priori* sont tellement générales qu'elles ne structurent que de façon extrêmement minimale nos connaissances en physique. Nous pouvons être sceptiques quant à la possibilité de fonder la physique sur la base de telles formes *a priori*. Rien ne nous porte à croire que la « physique » pouvant être dérivée de formes *a priori* aussi générales soit autre chose qu'un cadre formel pour ainsi dire vide de tout contenu.

Il semble donc raisonnable d'adopter une attitude agnostique à propos du caractère « universel » ou non de la distinguabilité, de la temporalité, ou de toute autre condition de possibilité de l'expérience mise au jour dans la physique d'aujourd'hui. Sans preuve du contraire, toute forme dite « *a priori* » de la connaissance en physique est relative à une certaine activité de recherche, elle n'est que provisoirement « *a priori* ». Dans la mesure où elle émerge dans le cours de la pratique scientifique, elle pourrait même être considérée comme étant « *a posteriori* ». Pour éviter toute confusion, nous nous passerons dorénavant du qualificatif « *a priori* »[1]. En revanche, nous proposons de garder le terme « transcendantal » tout en révisant sa définition d'origine – laquelle renvoie chez Kant à ce qui est « *a priori* »[2]. Nous dirons d'une approche qu'elle est « transcendantale » lorsque celle-ci se penche sur *les moyens de connaissance*, ou plus généralement, sur *les conditions qui rendent une connaissance donnée possible* (sans supposer que ces conditions sont absolument *a priori*). L'approche pragmatiste que nous préconisons dans cette thèse peut être vue comme « transcendantale » en ce sens.

### *4.3.8 Le problème de l'interprétation de l'événement expérimental en terme d'événement physique*

Nous avons mentionné plus haut l'existence d'au moins deux aspects critiquables de la conception néo-positiviste de l'expérience. Le premier porte sur la vérification des énoncés d'observation et a été discuté à la Sous-Section 4.3.4. Le second, que nous allons traiter

---

ph/9709059 (1998)), pp. 7-10 ; Lyre, H., „Zur apriorischen Begründbarkeit von Information", in: Mittelstraß, J. (Hg.), *Die Zukunft des Wissens, XVIII, Deutscher Kongreß für Philosophie, Konstanz* (1999), 59-66.

1. C'est d'ailleurs pour cette raison que nous avons introduit, à la Sous-Section 4.2.4, l'expression « moyens de connaissance » plutôt que celle de « formes *a priori* de la connaissance ».
2. *Cf.* la définition de Kant citée plus haut dans cette sous-section.

maintenant, concerne la manière dont les néo-positivistes conçoivent le lien entre les énoncés d'observation et les énoncés théoriques.

Prenant comme modèle la critique humienne de l'induction, Popper met en lumière le fait que les énoncés théoriques qui sont tenus pour universels, comme par exemple l'énoncé de la loi de la gravitation, ne peuvent être déduits logiquement d'un ensemble fini d'énoncés d'observation, contrairement à ce que supposent les néo-positivistes. En effet, une loi *universelle* ne peut être inférée de manière logique qu'à partir d'un nombre *infini* d'énoncés d'observation. Il s'avère donc impossible de la vérifier en pratique. Par contre, selon Popper, une loi peut être « falsifiée » par une expérience singulière. Il affirme ainsi que « seule la fausseté d'une théorie [ou d'une loi] est susceptible d'être inférée des données empiriques, et cette sorte d'inférence est purement déductive »[1].

Si la critique de Popper apparaît pertinente, en revanche, sa conception falsificationniste semble se heurter, au même titre que la théorie néo-positiviste de la vérification, à la critique de Duhem et de Quine discutée précédemment[2]. Une théorie n'est jamais confrontée à l'expérience de façon isolée, mais conjointement avec un ensemble d'hypothèses – voire, comme le pense Quine, avec toutes les hypothèses de la science. Par suite, nous ne pouvons inférer d'une expérience singulière que la fausseté de l'ensemble des hypothèses incluant la théorie, et non cette théorie isolément. Faisant référence au falsificationnisme de Popper, Quine écrit :

> Afin de déduire un énoncé catégorique d'observation d'une hypothèse donnée, nous pouvons être obligés d'en appeler à d'autres énoncés théoriques, à nombre de ces truismes qui vont sans dire, et même à l'arithmétique et d'autres parties des mathématiques. Dans cette situation, la fausseté de l'énoncé catégorique d'observation ne réfute pas de façon concluante l'hypothèse. Ce qu'elle réfute, c'est la conjonction des énoncés dont on a eu besoin pour impliquer l'énoncé catégorique d'observation. Pour désavouer cette conjonction, nous n'avons pas à désavouer l'hypothèse en question ; nous pourrions désavouer à sa place quelque autre énoncé de la conjonction[3].

Anticipant cette critique, Popper fait remarquer, dès 1934, que les réajustements effectués pour sauver une théorie (ou une hypothèse) ne sont pas tous motivés scientifiquement.

1. Popper, K., *Conjectures et réfutations*, *op. cit.*, p. 91. Sur le critère de la falsifiabilité, *cf.* en particulier : Popper, K., *La logique de la découverte scientifique*, *op. cit.*, Chap. IV et VI.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.4.
3. Quine, W., *La poursuite de la vérité*, *op. cit.*, p. 36.

Certains sont assimilables à des « stratagèmes conventionalistes » faisant intervenir, par exemple, des hypothèses *ad hoc*[1]. Il soutient alors que :

> […] la seule manière d'éviter le conventionalisme est de prendre une *décision* : la décision de ne pas appliquer ses méthodes. Nous devons décider que si notre système se trouve menacé, nous ne le sauverons par aucune sorte de *stratagème conventionaliste*[2].

Mais comme le souligne Léna Soler, cette réponse de Popper ne permet pas d'éluder complètement la critique holiste, puisque la prohibition du recours aux stratagèmes conventionnalistes ne garantit pas aux physiciens de pouvoir isoler de manière certaine, parmi l'ensemble des hypothèses qui est réfuté par l'expérience, l'hypothèse responsable de cette réfutation :

> La méthodologie falsificationniste interdit toutes les stratégies immunisantes – la principale étant le recours aux hypothèses *ad hoc* – qui ne débouchent sur aucune nouvelle conséquence testable. Cette interdiction restitue-t-elle au falsificationnisme le caractère opérant que la donnée du holisme incitait au premier abord à lui refuser ?
>
> Elle élimine certes un grand nombre de remaniements possibles, et réduit ainsi en quelque sorte la part de convention que le holisme conduit à associer à toute théorie. Mais elle ne désigne pas pour autant de manière univoque celle(s) des hypothèse(s) du système théorique qui est (sont) responsable(s) de la contradiction et doi(ven)t être remise(s) en cause. L'homme de science reste encore libre de choisir entre une multiplicité indéterminée de modifications possibles »[3].

Curieusement, Popper admet clairement, en 1963, la pertinence de la critique holiste :

> Jamais nous ne pouvons être assurés de mettre en question l'élément qui convient [parmi l'ensemble des hypothèses réfutées par l'expérience] […] Force nous est de reconnaître que, souvent, il ne nous est possible de tester qu'un grand pan d'un système théorique donné et éventuellement, parfois, le système dans son ensemble, et que, dans les deux cas, le problème qui consiste à déterminer auquel de ses constituants il convient d'imputer une quelconque invalidation est […] affaire de supposition[4].

Par cette remarque, Popper semble contredire son affirmation suivant laquelle il serait possible de déduire d'une expérience singulière la fausseté d'une théorie. Du moins atténue-t-il la portée de sa conception falsificationniste.

La conception néo-positiviste du lien entre les énoncés d'observation et les énoncés théoriques peut également être critiquée sous un autre angle. Supposer, comme le fait Carnap,

---

1. Popper, K., *La logique de la découverte scientifique*, *op. cit.*, pp. 79-82.
2. *Ibid.*, p. 80.
3. Soler, L., *Introduction à l'épistémologie*, *op. cit.*, p. 106.
4. Popper, K., *Conjectures et réfutations*, *op. cit.*, p. 353.

qu'il existe des règles de correspondance entre les termes observationnels et les termes théoriques, revient à supposer que les expériences en physique peuvent être modélisées de manière non-problématique, comme si le produit « observable » de ces expériences – *i.e.* ce qui est accessible par la perception ordinaire – pouvait être interprété de façon univoque dans les termes d'une théorie donnée. Or, plusieurs auteurs, dont Ian Hacking, Andrew Pickering, Robert Ackermann, Allan Franklin et Peter Galison[1], ont mis en évidence le caractère *complexe* de l'activité expérimentale des physiciens dans leurs laboratoires, et ce, à travers une analyse minutieuse de cas concrets. Expérimenter ne consiste pas simplement à récolter passivement des données pouvant être immédiatement interprétées. « Expérimenter, soutient Hacking, c'est créer, produire, affiner et stabiliser les phénomènes »[2]. Avant de parvenir à un accord sur la manière dont il faut interpréter le produit observable d'une expérience dans les termes d'une certaine théorie, les physiciens doivent mettre en œuvre de nombreuses « procédures expérimentales » et « techniques de traitement des données » (où le terme « données » fait référence au *produit observable d'une expérience*).

Les *procédures expérimentales* consistent essentiellement à éliminer le *bruit*, c'est-à-dire les artefacts dus aux appareils et à l'environnement. « Contrôler le bruit de fond, écrit Galison, ce n'est pas une tâche secondaire de l'expérimentateur ; cela fait partie intégrante de l'activité elle-même »[3]. Il s'agit d'améliorer le dispositif expérimental, de répéter un grand nombre de fois l'expérience, ou encore, de varier les paramètres expérimentaux.

Quant aux *techniques de traitement des données*, elles consistent à soustraire par le calcul le bruit qui physiquement n'a pas pu être éliminé. Si l'expérience a été répétée un grand nombre de fois, les expérimentateurs doivent effectuer des calculs statistiques. Le cas échéant, le traitement des données revient également à tirer des courbes en fonction de la variation des paramètres expérimentaux.

Pour clarifier notre propos, reprenons ici la distinction opérée à la Sous-Section 4.2.5 entre *événement expérimental* et *événement physique*, c'est-à-dire entre, d'un côté, l'événement que

---

1. Ces auteurs forment le courant hétérogène du « nouvel expérimentalisme », suivant l'expression due à Ackermann (Ackermann, R., "Review Article: The New Experimentalism", *British Journal for the Philosophy of Science* **40** (1989), pp. 185-190).
2. Hacking, I., *Concevoir et expérimenter, thèmes introductifs à la philosophie des sciences expérimentales*, tr. fr., Paris : Christian Bourgeois, 1989, p. 370.
3. Galison, P., *Ainsi s'achèvent les expériences*, *la place des expériences dans la physique du XX^e siècle*, tr. fr., Paris : La Découverte, 2002, p. 72. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 2-3 et 264.

nous percevons au moyen de nos organes sensoriels et que nous exprimons au moyen du langage ordinaire, et de l'autre, l'interprétation de cet événement au moyen d'une certaine théorie. Dorénavant, au lieu de parler du « produit observable d'une expérience » ou des « données » (dans l'expression « techniques de traitement des données »), nous ferons usage de l'expression « événement expérimental ». De même, pour désigner « l'interprétation du produit observable d'une expérience », nous emploierons l'expression « événement physique ».

L'interprétation des événements expérimentaux en termes d'événements physiques se fait au moyen d'un certain *modèle théorique*. Pour effectuer cette interprétation, c'est-à-dire pour décrire ce qui est en jeu dans l'expérience, les physiciens doivent préalablement pouvoir décrire de manière précise les conditions expérimentales. Ils doivent savoir comment sont constitués les appareils et quels sont les effets physiques que ceux-ci produisent – par exemple, l'émission d'électrons, la production d'un champ magnétique, etc. Or, cette connaissance expérimentale s'appuie sur des *théories acceptées*, des théories auxquelles les physiciens ont fait appel dans le passé, pour décrire d'autres expériences ayant été menées au moyen des mêmes appareils – ou au moyen de composantes de ces appareils. Ces théories acceptées, qui rendent possible l'activité expérimentale, doivent être distinguées du modèle théorique particulier au moyen duquel nous rendons compte des événements physiques – correspondant à l'interprétation des événements expérimentaux.

Dans cette perspective, Galison distingue différents niveaux de présupposés théoriques et expérimentaux qui « contraignent » l'activité expérimentale, et qui conduisent les physiciens à opter pour une certaine interprétation des événements expérimentaux plutôt qu'une autre[1]. Il souligne que ces présupposés théoriques et expérimentaux peuvent être différents en fonction du groupe de recherche. Chaque groupe de recherche peut posséder sa propre tradition expérimentale, ses propres savoir-faire. Galison illustre ces propos par l'exemple de la physique des particules, où s'opposent la tradition des détecteurs tels que les chambres à bulles, qui permettent la visualisation d'un événement expérimental singulier, et celle des compteurs électroniques, les compteurs Geiger par exemple, où un grand nombre d'événements expérimentaux est nécessaire à la production d'un signal significatif[2]. Les physiciens appartenant à la tradition des détecteurs tels que les chambres à bulles sont enclins

1. *Ibid.*, pp. 254-264.
2. *Ibid.*, pp. 139-250.

à interpréter directement un unique événement expérimental. Les physiciens appartenant à la tradition des compteurs Geiger, quant à eux, tendent à donner plus de poids aux résultats issus du traitement statistique d'un grand nombre d'événements expérimentaux, ils seront plus sceptiques vis-à-vis d'un événement expérimental singulier.

Il n'existe donc pas une unique méthode expérimentale, une unique manière de produire des événements expérimentaux, de les traiter et de les interpréter. La reconnaissance de la survenue d'un événement physique ne va pas de soi et ne peut être garantie de manière définitive. Les physiciens qui se proposent de mettre à l'épreuve un certain modèle théorique ne peuvent jamais être certains des résultats de mesure qu'ils obtiennent. En particulier, rien ne leur garantit que tous les types de bruits sont éliminés – que ce soit par le biais d'opérations expérimentales ou par le biais de calculs. Ainsi écrit Galison :

> L'expérimentateur ne peut jamais, même sur le principe, prouver de manière exhaustive qu'aucun effet perturbateur ne subsiste. Le monde est bien trop complexe pour être découpé en une liste finie de bruits de fond possibles. Par conséquent, du point de vue *strictement logique*, il n'existe pas de point de conclusion inhérent au processus expérimental[1].

### *4.3.9 Les arguments réalistes basés sur la description de l'activité expérimentale*

Malgré la pluralité des présupposés théoriques et expérimentaux auxquels les physiciens font appel dans leur pratique, Hacking, Franklin et Galison estiment qu'il n'est pas possible d'interpréter les événements expérimentaux d'une manière arbitraire, par exemple en fonction d'intérêts sociologiques, comme le pensent certains sociologues des sciences. Ils rejettent l'idée selon laquelle les physiciens pourraient plier les résultats de l'expérience à leurs attentes. La marge de manœuvre des physiciens ne leur permet pas toujours de transformer le produit de l'expérimentation, c'est-à-dire les événements expérimentaux obtenus, de telle sorte que ceux-ci puissent être interprétés conformément au modèle théorique qu'ils mettent à l'épreuve. Hacking, Franklin et Galison s'en prennent en particulier à Pickering lorsque celui-ci affirme que « les communautés scientifiques tendent à rejeter les données qui sont en opposition avec les idées fondamentales du groupe et, inversement, à ajuster leurs techniques expérimentales et leurs méthodes pour les "régler" sur les phénomènes conformes à leurs idées fondamentales »[2]. Il existe, selon Franklin, des situations où « le résultat est en

1. *Ibid.*, p. 3.
2. Pickering, A., "The Hunting of the Quark", *Isis* **72** (1981), p. 236 (nous reprenons ici la traduction de Bertrand Nicquevert in : Galison, P, *Ainsi s'achèvent les expériences*, *op. cit.*, p. 11).

désaccord avec notre théorie du phénomène », et cela malgré les différentes « stratégies épistémologiques » mises en œuvre pour ajuster le résultat à notre théorie[1].

À cet égard, Galison soutient que « les conclusions expérimentales sont têtues, elles ont une persistance qu'un changement théorique ne peut aisément annuler »[2]. D'après lui, cette « persistance » des résultats de mesure s'impose à nous de deux manières. D'une part, il insiste sur « le caractère *direct* croissant de la mesure ». En d'autres termes, il considère que l'expérience met de plus en plus clairement en évidence ce qui est à l'origine du résultat, ce qui en est sa cause. D'autre part, il invoque « la stabilité grandissante des résultats » par rapport aux variations des conditions expérimentales. Cette stabilité des résultats peut dans certains cas s'inscrire en faux contre nos attentes théoriques. Elle nous impose une sélection parmi les explications causales concurrentes, elle nous conduit à n'accepter qu'un unique modèle théorique. « Chaque variation, affirme Galison, rend plus difficile de postuler une histoire causale différente qui satisfasse toutes les observations »[3]. Suivant ce point de vue, le travail expérimental permet en fin de compte d'isoler un contenu de connaissance pouvant être tenu pour indépendant de nos moyens de connaissance, bien que ceux-ci nous aient servis à établir ce contenu de connaissance. Les deux arguments que sont le caractère direct et la stabilité plaident en faveur d'un réalisme des entités théoriques – les entités inobservables postulées par une théorie.

Dans cette ligne de pensée, Hacking considère que « le travail expérimental est le meilleur argument en faveur du réalisme scientifique […] parce que des entités qui ne peuvent en principe "être" observées sont couramment manipulées pour produire de nouveaux phénomènes et étudier de nouveaux aspects de la nature »[4]. L'idée que défendent Hacking et Galison peut être formulée comme suit. Admettons que certaines entités théoriques nous permettent de fournir une explication causale à un nombre *N* d'expériences – les entités théoriques sont alors supposées être la cause des résultats de ces expériences. Plus ce nombre *N* est élevé, plus nous serons contraints de croire à l'existence des entités théoriques en

1. Franklin, A., "Experiment in Physics", in: Zalta, E. (ed.), *Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2003/entries/physics-experiment, 2003, p. 8.
2. Galison, P., *Ainsi s'achèvent les expériences*, *op. cit.*, p. 268.
3. *Ibid.*, p. 268.
4. Hacking, I., *Concevoir et expérimenter*, *op. cit.*, p. 419.

question[1]. Toutefois, à la différence de Galison, Hacking insiste sur les vertus *pratiques* de telles entités théoriques. Ces dernières possèdent un pouvoir structurant. Elles sont assimilables à des instruments qui ont pour fonction de guider les physiciens dans leur activité expérimentale. « Ces entités, d'après Hacking, sont des outils, des instruments, non pour penser mais pour faire »[2]. Il reconnaît ainsi sa dette envers le pragmatisme, celui de John Dewey en particulier : « Mon propre point de vue – le réalisme consiste plutôt à intervenir dans le monde qu'à le représenter verbalement – doit beaucoup à Dewey »[3].

L'argument de Hacking en faveur du réalisme des entités théoriques revient alors à soutenir que nous sommes forcés de croire en l'existence des entités que nous « manipulons » dans une expérience. D'après lui, « faire des expériences sur une entité ne vous oblige pas à croire en son existence. Mais la manipuler, dans le cadre d'une expérience par exemple, vous y contraint »[4].

Une telle position apparaît ambivalente. Certes, selon Hacking, les entités théoriques correspondent à des outils dont se servent les physiciens dans leur pratique. Mais il affirme, dans le même temps, que ces entités existent, qu'elles sont réelles. Hacking pourrait clarifier son propos en prenant parti pour l'une des deux options suivantes : soit (*i*) les entités théoriques sont tenues pour « réelles » relativement à leurs conséquences pratiques, c'est-à-dire que leur réalité n'a de sens que de manière interne au cadre d'une certaine activité de recherche, soit (*ii*) les entités théoriques sont « réelles » dans l'absolu. En prenant parti pour l'option (*i*), Hacking endosserait une position pragmatiste. En prenant parti pour l'option (*ii*), il se rapprocherait de manière plus nette du réalisme scientifique tel qu'il a été défini à la Sous-Section 1.2.1. Néanmoins, dans ce cas, il s'exposerait à une objection internaliste que nous allons présenter maintenant.

Les arguments de Galison et de Hacking basés respectivement sur l'idée du *caractère direct* et l'idée de *manipulation* peuvent-ils être invoqués *à juste titre* à l'appui du réalisme

1. Signalons que Nancy Cartwright défend le même argument. Une explication causale, par opposition à une explication théorique, peut être unique et vraie. On dégage une telle explication causale par une « inférence à la cause la plus probable » : il serait absurde de penser qu'une multitude de situations physiques, dont on rend compte en faisant appel à une même cause, ne serait pas la conséquence effective de cette cause. Le pouvoir causal étant attribué à des entités théoriques, il convient de reconnaître l'existence de ces entités. (Cartwright, N., *How the Laws of Physics Lie*, Oxford: Oxford University Press, 1983, pp. 83 et 92).
2. Hacking, I., *Concevoir et expérimenter*, *op. cit.*, p. 419.
3. *Ibid.*, p. 113.
4. *Ibid.*, p. 420.

des entités théoriques ? De notre point de vue, ces arguments reposent sur une pétition de principe. En effet, lorsque Galison évoque des entités qui sont observées *directement* ou lorsque Hacking évoque des entités qui sont *manipulées*, ils se réfèrent à celles-ci au moyen d'un certain système conceptuel. La description d'une expérience où certaines entités sont dites être « observées directement » ou « manipulées » repose sur un découpage préalable du monde qui inclut de telles entités. Il n'y a alors rien d'étonnant à constater par exemple que nous observons *directement* ou *manipulons* des électrons si notre outillage conceptuel implique précisément de tels électrons. Il ne peut être question, selon nous, tout au plus d'une *impression* du caractère direct d'une expérience, puisqu'une expérience implique nécessairement la *médiation* d'outils de connaissance – qu'ils soient sensoriels, instrumentaux ou conceptuels. En ce sens, Putnam écrit qu'« il est certain que des objets doivent se retrouver automatiquement sous certaines étiquettes, parce que ces étiquettes sont les outils que nous avons utilisés au départ pour construire une version du monde contenant ces objets »[1]. De manière similaire, Bruno Latour et Steve Woolgar défendent l'idée que lorsque nous construisons un énoncé sur le monde, nous construisons de manière concomitante l'objet auquel renvoie cet énoncé. Ainsi, d'après eux :

> L'observateur est tenté […], lorsqu'il confronte la série d'énoncés avec la réalité à laquelle ils correspondent, de s'émerveiller de la concordance parfaite entre l'énoncé formulé par un scientifique et la réalité externe. [Mais] ce n'est pas un grand miracle si les énoncés apparaissent correspondre si exactement à des entités extérieures : ils sont une seule et même chose[2].

En somme, le fait qu'une entité puisse être observée « directement » ou « manipulée » ne prouve nullement que cette entité existe dans l'absolu. Cela montre, tout au plus, que dans le cadre d'une certaine activité de recherche, l'hypothèse de l'existence de cette entité est viable.

Par ailleurs, il existe, à notre avis, une certaine confusion concernant ce qui « persiste », ce qui est « stable » par-delà les changements de théorie. Ce qui « persiste », ce qui est « stable », ce ne sont pas des événements physiques mais seulement des événements expérimentaux. Autrement dit, il ne s'agit que de résultats encore vierges de toute

1. Putnam, H., *Raison, vérité et histoire*, *op. cit.*, p. 66. Putnam critique explicitement la position de Hacking in : Putnam, H., *Pragmatism*, *op. cit.*, pp. 58-61.
2. Latour, B. et Woolgar, S., *La vie de laboratoire, la production des faits scientifiques*, tr. fr., Paris : La Découverte, 1988, p. 180.

interprétation par une théorie physique[1]. Ackermann précise, à juste titre, que lorsque les physiciens optent pour une nouvelle théorie, les mêmes résultats (*i.e.* les mêmes événements expérimentaux) se voient attribuer une nouvelle signification physique :

> Lorsque nos théories changent, il se peut que nous ayons une conception différente de l'appareil et du monde avec lequel il interagit, il se peut que la signification du résultat affiché sur le cadran de l'appareil change, mais le résultat peut néanmoins rester le même, et l'on attend typiquement que cela soit ainsi. Le cadran d'un appareil indique 2 lorsqu'il est confronté à un certain phénomène. Après un changement dans la théorie, il continuera d'indiquer le même résultat, même s'il se peut que nous tenions celui-ci comme n'étant plus important, ou que nous considérions qu'il nous dit quelque chose de différent de ce que nous pensions à l'origine[2].

### *4.3.10 Pour une conception pragmatiste de l'activité de recherche en physique*

Pickering, qui s'inscrit également dans ce courant du nouvel expérimentalisme, offre une description de l'activité de recherche en physique de type *pragmatiste*. Précisons d'abord qu'il assimile les expérimentateurs à des « agents humains » qui élaborent des modèles théoriques, qui construisent des dispositifs expérimentaux et qui manipulent les appareils suivant un mode standardisé. « Avec les machines, écrit-il, nous agissons comme des machines », leur utilisation nécessite « une séquence standardisée de gestes et de manipulations »[3]. Les expérimentateurs adoptent ensuite une posture passive face aux appareils de mesure. Ce ne sont pas les expérimentateurs eux-mêmes qui produisent les résultats de mesure mais des « agents matériels ». À cet égard, Pickering s'éloigne de la forme radicale de la sociologie des sciences[4]. Ces agents matériels ne doivent pas être identifiés à des constructions sociales, ils sont des agents « qui viennent à nous de l'extérieur de la réalité

1. Ces résultats n'en demeurent pas moins chargés de l'interprétation relative au système conceptuel que véhicule notre langage ordinaire (*cf. supra*, Sous-Section 4.2.5).
2. Ackermann, R., *Data, Instruments and Theory*, Princeton: Princeton University Press, 1985, p. 33.
3. Pickering, A., *The Mangle of Practice: Time, Agency, and Science*, Chicago: The University of Chicago Press, 1995, p. 16. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 29 et 96.
4. Pickering prend ici ses distances vis-à-vis du réductionnisme sociologique qui l'avait tenté auparavant (*cf.* l'article cité ci-dessus : Pickering, A., "The Hunting of the Quark", *Isis* **72** (1981), 216-236).

humaine et qui ne peuvent être réduits à rien qui appartiennent à cette réalité »[1]. Ces agents matériels s'expriment de manière active dans le cadre de l'expérimentation[2].

Les résultats peuvent être « têtus » (pour reprendre l'expression de Galison) et ne pas satisfaire aux attentes des expérimentateurs, auquel cas Pickering parle de la « résistance » de l'expérience[3]. Les expérimentateurs doivent alors s'adapter à cette action matérielle inattendue. Ils peuvent le faire de plusieurs manières : en ajustant le modèle théorique mis à l'épreuve dans l'expérimentation, en reconfigurant les théories acceptées qui permettent de décrire les conditions expérimentales, ou en modifiant les dispositifs expérimentaux. L'activité expérimentale se caractérise ainsi par une « dialectique de résistance et d'accommodation »[4] et tend progressivement vers une « stabilisation interactive » entre les agents humains et les agents matériels[5].

Pickering illustre cette idée de « stabilisation interactive » en retraçant le travail expérimental de Giacomo Morpugo sur les charges électriques fractionnaires – un travail mené de 1965 à 1982. Il montre comment Morpugo a dû modifier la configuration matérielle de ses appareils, leur manipulation, ainsi que leur description théorique afin que ceux-ci produisent des résultats acceptables, c'est-à-dire des résultats s'accordant avec l'un des modèles théoriques avancés dans le cadre de cette activité de recherche. Pickering souligne que la description des appareils – qui renvoie au point de vue « interprétatif » sur les appareils – et le modèle théorique – qui renvoie au point de vue « phénoménal » sur ces appareils – peuvent faire partie d'une « culture » différente. Dans l'exemple discuté, les appareils sont décrits au moyen de la théorie électrostatique classique, alors que les phénomènes que ces appareils produisent sont décrits au moyen de la théorie fondamentale des particules. Ce travail de Morpugo peut être analysé « en termes d'une stabilisation interactive d'exactement trois éléments culturels – ses instruments matériels, son compte-rendu interprétatif des

1. Pickering, A., *The Mangle of Practice*, *op. cit.*, p. 6. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 53 et 195.
2. *Ibid.*, pp. 21-22. Dans le même sens, van Fraassen attribue à l'expérience un rôle actif dans la « construction » d'une théorie, en l'occurrence, lorsqu'il s'agit d'« inscrire un nombre à la place du blanc » qui subsiste dans les développements formels (van Fraassen, B., *The scientific image*, *op. cit.*, 1980, p. 74 ; van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, *op. cit.*, p. 353).
3. Pickering, A., *The Mangle of Practice*, *op. cit.*, p. 52.
4. Pickering, A., *The Mangle of Practice*, *op. cit.*, p. 22. Pickering emprunte l'expression « accommodation » à Jean Piaget (*ibid.*, note 37 p. 22).
5. *Ibid.*, p. 17.

instruments, et son (ou ses) compte-rendu(s) phénoménal(-aux) de comment le monde pourrait être »[1].

Pickering rétablit ainsi une symétrie entre agents humains et agents matériels, entre l'action des physiciens et l'action du monde. Les agents humains et les agents matériels sont tous deux constitutifs de la connaissance expérimentale en physique. Leur stabilisation mutuelle est synonyme de l'« émergence » d'une connaissance :

> Les connections entre la connaissance et le monde sont, en pratique, des stabilisations interactives entre ce que produisent les machines et les strates conceptuelles : ces alignements du monde matériel avec le monde de la représentation sont ce qui soutient les faits particuliers et les théories, et ce qui leur donne leur forme précise[2].

Autrement dit, selon Pickering, les connaissances que les physiciens établissent à propos du monde sont le produit stabilisé d'une activité de recherche où agents humains et agents matériels interagissent selon un mode spécifique.

Avant Pickering, Latour et Woolgar ont eux aussi insisté sur la dimension *constructive* et *génétique* de la connaissance en montrant que les « faits » sur lesquels les physiciens se mettent d'accord correspondent à l'aboutissement, à la « stabilisation »[3] de toute une activité de recherche : ils sont « la *conséquence* du travail scientifique et non sa *cause* »[4].

Suivant cette description de la pratique scientifique, il n'est pas possible d'établir un contenu de connaissance en dehors du cadre d'une certaine activité de recherche, c'est-à-dire en se passant de toute théorie, de tout appareil de mesure, de toute procédure expérimentale et de toute technique de traitement des événements expérimentaux. Si les résultats d'expérience sont parfois têtus, cela exprime bien une résistance des agents matériels aux attentes théoriques. Pour autant, cette résistance ne fournit pas une connaissance sur le monde en lui-même. Elle ne peut se manifester, en effet, que dans le cadre d'une certaine activité de recherche et elle ne peut être désignée positivement que dans les termes d'une certaine

1. *Ibid.*, p. 94. *Cf.* aussi : pp. 70 et 84.
2. *Ibid.*, p. 182.
3. Latour, B. et Woolgar, S., *La vie de laboratoire*, *op. cit.*, p. 180.
4. *Ibid.*, p. 186.

théorie. Une explication anti-réaliste peut donc être apportée au caractère réfutable d'une théorie[1].

La conception que défend Pickering de la construction de la connaissance dans la pratique scientifique s'accorde parfaitement avec l'*approche pragmatiste* inspirée de James et de Wittgenstein dont il a été question précédemment[2]. De notre point de vue, elle offre une alternative convaincante à la conception réaliste de la connaissance. Suivant l'approche pragmatiste, dont nous allons nous faire dès lors l'avocat, le cadre de référence dans lequel une proposition sur le monde peut être vérifiée ne se limite pas simplement au fond des croyances anciennement acceptées, comme le pensent Neurath ou Rorty, il correspond plus largement à une pratique scientifique. *Ce n'est que de manière interne à une certaine activité de recherche que les physiciens construisent et vérifient des connaissances sur le monde*. Ces connaissances sont intimement liées aux *moyens de connaissance* – ou *moyens de vérification* – dont ils disposent dans le cadre d'une activité de recherche donnée, qu'il s'agisse des moyens sensoriels, instrumentaux ou conceptuels de connaissance. Ces connaissances ne sont établies qu'en mettant en œuvre des *procédures expérimentales* et des *techniques de traitement des événements expérimentaux*, lesquelles varient en fonction de la culture expérimentale. Nous proposons de résumer les points essentiels de l'approche pragmatiste de la manière suivante :

(*i*) Les moyens de connaissance – sensoriels, instrumentaux et conceptuels – sont relatifs à une certaine activité de recherche.

(*ii*) Ils rendent possible la construction et la vérification de nos connaissances dans le cadre de cette activité de recherche.

(*iii*) Dans le même temps, ils structurent le contenu de nos connaissances.

(*iv*) Ils sont des moyens qui se sont avérés utiles, viables, étant données les résistances auxquelles les physiciens ont dû faire face.

(*v*) Ils sont révisables.

1. Alors que dans le cadre de pensée du réalisme scientifique, la réfutabilité constituait une preuve de la possibilité de l'établissement d'un contenu de connaissance totalement indépendant de nos moyens de connaissance (*cf. supra*, Sous-Section 4.3.1).
2. Pickering revendique d'ailleurs sa filiation avec le pragmatisme de James (*cf.* : Pickering, A., *The Mangle of Practice*, *op. cit.*, note 3 p. 183).

Toutefois, nos moyens sensoriels de connaissance demeurent les mêmes d'une activité de recherche à l'autre. En effet, l'évolution des moyens sensoriels correspond à celle du corps humain. Or, depuis plusieurs milliers d'années, le corps humain n'a pas évolué de manière significative. En ce qui concerne les moyens instrumentaux de connaissance, ils évoluent certes à mesure que les outils conceptuels évoluent. Pour autant, comme le remarquent Galison, Hacking ou Franklin, une révolution scientifique au niveau des moyens conceptuels de connaissance ne s'accompagne pas nécessairement d'une révolution au niveau des moyens instrumentaux de connaissance. Galison estime que la « sous-culture de la physique » qui se rapporte à l'instrumentation jouit d'une « autonomie partielle »[1]. Ou comme le déclare Hacking, « l'expérimentation a […] sa vie propre »[2].

Il est temps à présent de revenir sur la question posée dans l'introduction de cette Section 4.3 et de faire un premier bilan. Est-il possible d'isoler dans la connaissance expérimentale en physique un contenu qui soit indépendant de nos moyens de connaissance ? Suivant l'approche pragmatiste, toute connaissance sur le monde est *structurée* par les moyens de connaissance dont nous disposons dans le cadre d'une certaine activité de recherche. Mais admettre cette idée ne revient pas forcément à supposer que l'influence structurante de nos moyens de connaissance ne puisse pas être éliminée. Les partisans du réalisme scientifique pensent précisément le contraire. En prolongeant suffisamment la recherche en physique, il est possible selon eux d'éliminer le rôle structurant de nos moyens de connaissance, ou de l'identifier de manière précise, de telle sorte que nous puissions, au final, isoler un contenu de connaissance expérimentale qui soit clairement dissocié de la structuration imposée par nos moyens de connaissance.

L'approche pragmatiste offre-t-elle une *réfutation* de cette hypothèse réaliste ? Il nous faut rappeler premièrement l'argument internaliste de Quine et Putnam : les physiciens ne peuvent faire référence à une entité censée appartenir au monde en se passant de tout système conceptuel ; la référence à un électron, par exemple, requiert un découpage préalable du monde qui suppose précisément l'existence des électrons. Cet argument, selon nous, rend intenable l'idée de l'indépendance d'un contenu de connaissance à l'égard de nos moyens *conceptuels* de connaissance. Les critères du *caractère direct* et celui de la *manipulation*,

1. Galison, P., *Ainsi s'achèvent les expériences*, *op. cit.*, p. x.
2. Hacking, I., *Concevoir et expérimenter*, *op. cit.*, p. 246.

avancés respectivement par Galison et Hacking, ne peuvent pas échapper semble-t-il à cet argument.

Deuxièmement, nous avons admis qu'une connaissance sur le monde n'est pas seulement interne à un certain système conceptuel, mais plus généralement à une certaine activité de recherche (qui inclut non seulement un certain système conceptuel, mais également certains instruments, certaines procédures expérimentales, etc.). Cette idée permet de rejeter l'argument réaliste d'après lequel la *réfutabilité* d'une théorie par l'expérience constituerait une preuve de la possibilité de l'acquisition d'une connaissance totalement indépendante de nos moyens de connaissance : la réfutation d'une théorie par l'expérience ne peut être mise en évidence en dehors d'une certaine activité de recherche et la connaissance qu'apporte cette réfutation (ou résistance) ne peut être exprimée qu'au moyen des concepts d'une certaine théorie.

Qu'en est-il de l'argument réaliste faisant appel à la possibilité d'un accord intersubjectif ? À la Section 4.5, nous chercherons à neutraliser cet argument en donnant à la possibilité de l'accord intersubjectif une explication pragmatiste.

Nous devons concéder qu'aucun argument n'a été avancé ici pour tenter de prouver le caractère indissociable du contenu de la connaissance expérimentale à l'égard des moyens *sensoriels* de connaissance. Nous ignorons si une telle preuve existe. Mais il n'en va pas de même en ce qui concerne les moyens *instrumentaux* de connaissance. Pour montrer que la connaissance expérimentale ne peut être dissociée des moyens instrumentaux de connaissance, nous invoquerons la mécanique quantique. Ce point fera l'objet de la Section 4.7.

## 4.4 Les intérêts déterminants de l'activité de recherche en physique

### *4.4.1 Découvrir la vérité ?*

À en croire de nombreux physiciens, l'intérêt principal qui les anime lorsqu'ils mènent leurs recherches serait de « découvrir la vérité », pour reprendre une expression que l'on entend parfois – le terme « vérité » étant entendu ici en un sens réaliste[1] –, c'est-à-dire d'obtenir à une représentation adéquate du monde tel qu'il est en lui-même. C'est ainsi, par

1. *Cf. infra*, Sous-Section 1.2.1.

exemple, que le physicien Brian Greene compte sur la théorie des super-cordes[1] pour « dévoil[er] le mystère des vérités les plus fondamentales de notre Univers »[2].

D'après Kant, l'intérêt qui est celui de découvrir la vérité possède une vertu : il est censé jouer le rôle d'« idéal régulateur », c'est-à-dire un idéal qui pousse les physiciens à « poursuivre et […] élargir l'expérience le plus loin possible »[3]. Détourner le physicien de cet idéal, écrit Bitbol, « ce serait selon Kant enlever […] le ressort de sa volonté, la motivation de son entreprise »[4]. Autrement dit, cet idéal stimule certains physiciens et les pousse à poursuivre leurs recherches.

Popper met lui aussi en relief la fonction régulatrice de la vérité conçue en un sens réaliste. Mais, de surcroît, il y voit une raison de souscrire à cette conception de la vérité :

> […] l'un des grands avantages attachés à la théorie de la vérité objective ou absolue est qu'elle nous permet de dire […] que nous recherchons la vérité mais que nous pouvons ignorer l'avoir trouvée, que nous n'avons pas en notre possession de critère du vrai mais sommes néanmoins guidés par l'idée de la vérité comme principe régulateur (ainsi que Kant ou Peirce eussent pu le dire) […][5].

Pour Popper, la vérité au sens réaliste n'est pas qu'un principe régulateur, la « vérité absolue », suivant son expression, existe bel et bien et peut être atteinte en principe. Une théorie « vraie dans toute sa compréhension » est selon lui une théorie « qui concorde, pour ainsi dire, avec la *totalité* des faits et uniquement, bien évidemment, avec des faits *réels* »[6].

Mais au moins deux problèmes se posent lorsque l'on suppose que la recherche de la vérité absolue « régule » ou détermine l'activité de recherche des physiciens. Premièrement, il faut montrer qu'il existe des critères, dont disposent les physiciens, pour s'assurer qu'une théorie est « plus proche » de la vérité qu'une autre. Deuxièmement, il faut établir l'*unicité* de

1. Théorie en cours d'élaboration, qui intègre les idées essentielles à la fois de la théorie de la relativité générale et de la mécanique quantique
2. Greene, B., *L'univers élégant, une révolution scientifique, de l'infiniment grand à l'infiniment petit, l'unification de toutes les théories de la physique*, tr. fr., Paris : Robert Laffont, p. 37.
3. Kant, I., *Critique de la raison pure*, *op. cit*, A 509, B 537.
4. Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel*, *op. cit.*, p. 80.
5. Popper, K., *Conjectures et réfutations*, *op. cit.*, p. 335.
6. *Ibid.*, p. 347.

la vérité. À noter que ces deux problèmes ont été mis en relief par Quine à propos de la conception de la vérité de Peirce[1] – conception proche de celle de Popper[2].

Comme critère d'évaluation de la proximité d'une théorie avec la vérité, Popper avance la notion de « vérisimilarité », ou « similitude avec la vérité »[3]. Cette notion est essentiellement « comparative »[4] : elle ne mesure pas la distance qui sépare une théorie de la vérité, mais doit permettre de déterminer laquelle de deux théories est la plus proche de la vérité. Pour une théorie (ou un énoncé) *a*, Popper définit sa vérisimilarité par : « $Vs(a) = Ct_V(a) - Ct_F(a)$ où $Ct_V(a)$ mesure le contenu de vérité de *a* et $Ct_F(a)$, son contenu de fausseté »[5], ayant préalablement défini le « contenu de vérité de *a* » comme « la classe des conséquences logiques vraies de *a* » et le « contenu de fausseté de *a* » comme « la classe des conséquences logiques fausses de *a* »[6].

Comment peut-on établir la vérité ou la fausseté des différentes conséquences logiques d'une théorie ? Popper plaide en faveur de la conception de la vérité d'Alfred Tarski, la vérité comme « correspondance avec les faits »[7]. La conséquence logique d'une théorie est vraie ou fausse en vertu de sa correspondance avec un « fait réel »[8]. À titre d'exemple, il écrit : « "Il pleut toujours le dimanche" est faux, mais la conclusion qu'il a plu dimanche dernier se trouve être vraie »[9].

Or, une telle conception de la vérité soulève, à son tour, plusieurs difficultés. Rappelons que les « faits » ne sont pas extra-théoriques, c'est-à-dire dépourvus de toute interprétation[10]. Les faits (ou les événements physiques auxquels ces faits se rapportent) ne sont reconnus comme tels par les physiciens que relativement à certaines théories qui sont acceptées dans le cadre d'une activité de recherche. L'identification des faits auxquels une théorie est confrontée peut évoluer à mesure qu'évolue l'activité de recherche et les théories acceptées.

1. *Cf. infra*, Sous-Section 4.5.1.
2. La proximité de l'épistémologie de Peirce et de celle de Popper a été mise en évidence par Christiane Chauviré dans trois articles réédités in : Chauviré, C., *Le grand miroir*, *op. cit.*, pp. 47-69, 71-89 et 123-137.
3. Popper, K., *Conjectures et réfutations*, *op. cit.*, pp. 345-348 et 568-575.
4. *Ibid.*, p. 347.
5. *Ibid.*, p. 346.
6. *Ibid.*, p. 345.
7. *Ibid.*, pp. 330-342.
8. *Ibid.*, p. 347.
9. *Ibid.*, p. 345.
10. *Cf. supra*, Sous-Section 1.4.2 et Section 4.3.

Par suite, l'évaluation de la vérité des différentes conséquences logiques d'une théorie (autrement dit, l'évaluation de sa vérisimilarité) est elle-même relative à une certaine activité de recherche.

Cette difficulté peut s'exprimer d'une seconde façon. Suivant la définition de Tarski, pour déterminer la vérité d'une proposition appartenant à un certain langage, *i.e.* pour déterminer sa correspondance avec les faits, il convient de se placer au niveau d'un méta-langage. Si comme le prétend Popper, « l'idée que cette théorie [de la vérité de Tarski] ne vaille que pour les langages formalisés est erronée »[1], et que, au contraire, celle-ci peut être appliquée avec profit à une théorie physique, encore faut-il dans ce cas faire appel à une seconde théorie qui joue le rôle de « méta-théorie ». Appliquer la conception de la vérité de Tarski à la physique revient, en effet, à admettre que la vérité d'un énoncé déduit d'une certaine théorie physique s'évalue uniquement à l'aune d'une méta-théorie. C'est dans le cadre de cette méta-théorie que sont décrits les « faits » avec lesquels l'énoncé de la théorie est comparée. Ce qui signifie que l'évaluation de la vérité d'un énoncé n'est pas extra-théorique, elle s'effectue relativement aux théories – parmi lesquelles certaines reçoivent, selon la circonstance, le statut de « méta-théories » – qui sont acceptées dans le cadre d'une certaine activité de recherche.

Popper ne semble donc pas avoir dégagé les critères qui garantissent aux physiciens que leurs travaux les rapprochent d'une unique théorie, celle qui serait « vraie dans toute sa compréhension ». On voit mal dans ces conditions ce qui justifie l'idée de l'*unicité* de la vérité. Cette idée apparaît comme un postulat invérifiable. Étant donné que l'évaluation de la « correspondance d'une théorie avec les faits » est une procédure interne à une certaine activité de recherche, nous devrions écarter la conception réaliste de la vérité comme *absolue* et *unique* au profit d'une conception pragmatiste de la vérité comme *relative* et *multiple* : « relative » à une certaine activité de recherche, et « multiple » en vertu de la multiplicité des activités de recherche existantes.

L'intérêt manifesté par les physiciens de découvrir la vérité absolue peut certes jouer le rôle d'un « ressort de la volonté » des physiciens, comme l'écrit Bitbol. Mais contrairement à ce que prétend Popper, il ne saurait correspondre à un intérêt qui *détermine* leur activité de recherche, un intérêt qui les guide lorsqu'ils doivent faire un choix entre plusieurs directions de recherche, entre plusieurs modèles théoriques, entre plusieurs montages expérimentaux,

1. *Ibid.*, p. 331.

etc. Il nous faut donc mettre au jour les intérêts déterminants de l'activité de recherche en physique qui se cachent derrière les motivations affichées des physiciens.

### *4.4.2 Les intérêts sociologiques*

La physique se développe-t-elle en fonction d'*intérêts sociologiques* ? Telle est l'hypothèse avancée par les sociologues des sciences. Suivant le « programme fort »[1] de David Bloor, si l'on désire expliquer la manière dont les scientifiques construisent leurs connaissances, il convient de mettre en évidence les déterminismes sociaux. Il s'agit alors d'étudier toutes les théories de manière équivalente, de manière « symétrique », que les scientifiques les considèrent actuellement comme « vraies » ou comme « fausses ». En effet, les théories tenues pour « vraies » ou pour « fausses » le sont, non pas en raison de leur adéquation ou inadéquation avec des faits bruts, mais en fonction d'intérêts sociologiques. S'appuyant sur un grand nombre de travaux de sociologie des sciences, Steven Shapin dégage plusieurs types d'intérêts sociologiques : ceux qui sont liés aux savoir-faire, aux compétences d'un groupe donné de chercheurs – ces derniers tiennent à faire valoir leurs savoir-faire et compétences face aux groupes de chercheurs concurrents –, et ceux qui sont habituellement considérés comme extérieurs à la pratique scientifique et qui sont par exemple d'ordre morale, religieux ou politique[2].

De l'avis de Bloor, les théories scientifiques doivent ainsi être assimilées à des « conventions sociales », des conventions établies par la communauté des chercheurs sur la base de critères tels que la « crédibilité sociale » ou l'« utilité pratique »[3]. Partageant ce point de vue, Shapin et Simon Schaffer écrivent : « En [reconnaissant] le caractère conventionnel et artificiel de nos connaissances, nous ne pouvons faire autrement que de réaliser que c'est nous-mêmes et non la réalité qui sommes à l'origine de ce que nous savons »[4]. Suivant ces auteurs, le contenu de la connaissance est créé de toutes pièces par les scientifiques, lesquels sont considérés comme des individus socialement conditionnés.

N'est-il pas excessif d'affirmer que nos connaissances sont entièrement déterminées par des intérêts sociologiques ? Certes, il semble raisonnable de penser, par exemple, que des

1. Bloor, D., *Knowledge and Social Imagery*, Chicago : The University of Chicago Press, 1991, p. 7.
2. Shapin, S., "History of Science and its Sociological Reconstruction", *History of Science* **20** (1982), 157-211.
3. Bloor, D., *Knowledge and Social Imagery*, *op. cit.*, p. 43.
4. Shapin, S. et Schaffer S., *Leviathan et la pompe à air, Hobbes et Boyle entre science et politique*, tr. fr., Paris : La Découverte, 1993, p. 344.

intérêts militaires ont contribué à l'essor de la physique nucléaire, que des intérêts médicaux ont favorisé la recherche dans le domaine de la résonance magnétique nucléaire ou que des intérêts technologiques incitent actuellement les physiciens à se pencher sur l'information et la communication quantiques. En cela, les intérêts d'ordre sociologique se révèlent parfois déterminants dans la sélection d'un domaine de recherche, ils peuvent influer sur la *direction* dans laquelle se développe la physique. Pour autant, l'idée que les intérêts sociologiques déterminent le contenu même de la connaissance expérimentale en physique paraît discutable. Si tel était le cas, il devrait être possible de montrer, par exemple, que le contenu de nos connaissances en physique nucléaire exprime, d'une manière ou d'une autre, un intérêt militaire ou géopolitique. Mais l'existence d'un tel lien entre le contenu des connaissances en physique et les intérêts d'ordre sociologique reste, selon nous, à prouver.

### *4.4.3 Les intérêts pragmatiques*

Plutôt que de s'attacher aux *discours* des physiciens sur le soi-disant but de la physique (qui consisterait à offrir une représentation adéquate du monde en soi), notre approche pragmatiste nous enjoint à porter notre attention sur l'*activité* des physiciens, sur ce qu'ils *font concrètement* dans la pratique. L'activité de recherche en physique est au moins triple : à la fois théorique, expérimentale et communicationnelle. Schématiquement, l'activité théorique consiste à construire des modèles théoriques, l'activité expérimentale renvoie à l'interaction des physiciens avec le monde et l'activité communicationnelle renvoie à l'interaction entre les physiciens. En nous appuyant sur ce découpage, cherchons à identifier les *intérêts pragmatiques* qui sont le véritable moteur respectivement de l'activité théorique, de l'activité expérimentale et de l'activité communicationnelle, et ce, par-delà les motivations exprimées par les physiciens.

Penchons-nous d'abord sur l'activité théorique. L'histoire de la physique tend à montrer que l'intérêt des physiciens pour sauvegarder la représentation du monde qui prédominait jusque là s'efface devant ce que nous appellerons un « intérêt de prédiction ». Les modèles théoriques acceptés sont, avant tout, ceux qui permettent aux physiciens de *prédire* le plus efficacement possible les résultats des différentes expériences réalisées dans un domaine de recherche donné. Les physiciens peuvent être attachés à un modèle théorique donné et à la représentation du monde que celui-ci suggère. Mais lorsque ce modèle, malgré d'éventuelles modifications, se révèle inapte à rendre compte de certains résultats d'expérience et qu'un nouveau modèle théorique, pour sa part, permet de combler ce défaut, les physiciens

choisiront de renoncer au premier modèle pour accepter le second. L'abandon de la physique classique au profit de la théorie de la relativité (restreinte et générale) et de la mécanique quantique témoigne de cette importance que les physiciens accordent à l'efficacité sur le plan prédictif.

À ce propos, l'exemple de la mécanique quantique est particulièrement instructif. De cette théorie peut être dégagée une pluralité de représentations concurrentes du monde. De plus, chacune de ces représentations du monde soulève une série de difficultés, implique une modification de la théorie et/ou se révèle « extravagante »[1]. Face à cette situation, bon nombre de physiciens, dans la pratique, mettent entre parenthèses leur désir d'obtenir une représentation du monde et se contentent d'exploiter l'efficacité prédictive du formalisme quantique.

Sous l'hypothèse qu'il serait possible, malgré tout, de tirer de chaque nouvelle théorie acceptée une unique représentation du monde, il n'en demeurerait pas moins que le processus de renouvellement successif des théories a pour moteur la recherche d'un accroissement du pouvoir prédictif. L'intérêt pour une représentation adéquate du monde en soi ne peut être invoqué que après-coup, c'est-à-dire une fois que le changement de modèle théorique a été opéré. D'ailleurs, comme le souligne Michel Bitbol :

> […] la nécessité pour les chercheurs de prendre au sérieux le contenu ontologique des modèles, voir d'être spontanément réalistes, n'est pas absolument avérée. Les contre-exemples de bons chercheurs strictement instrumentalistes, positivistes ou conventionnalistes, comme Duhem, Mach, Poincaré, et le jeune Pauli, ne manquent pas[2].

Il ajoute « […] si on analyse l'histoire des sciences physiques, on s'aperçoit que les rapports qu'entretiennent les chercheurs avec leurs modèles ne sont ni univoques ni invariables »[3]. D'après Bitbol, il existe toujours dans les périodes révolutionnaires de la physique « une étape de critique radicale des modèles antérieurs, et parfois de scepticisme quant à l'utilité de modèles allant au-delà de la structure prédictive »[4]. Autrement dit, dans certaines phases décisives de l'évolution de la physique, les chercheurs font provisoirement le deuil de leur intérêt de représentation pour privilégier l'efficacité prédictive.

1. *Cf. supra*, Chapitres 2 et 3.
2. Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel*, *op. cit.*, p. 54.
3. *Idem*.
4. *Idem*.

Cette idée selon laquelle l'intérêt déterminant de l'activité théorique correspond à un intérêt de prédiction est partagée par plusieurs philosophes de la physique. Ainsi que l'affirme Duhem, « l'accord avec l'expérience est, pour une théorie physique, l'unique critérium de vérité »[1]. De manière similaire, van Fraassen estime que le critère fondamental en vertu duquel les physiciens sont prêts à accepter une théorie correspond à son adéquation empirique[2]. Il souligne par ce biais qu'il n'est nullement nécessaire de croire que la théorie fournit une description vraie du monde pour l'accepter. Ou encore, comme l'écrit Bitbol, « le but minimal d'une théorie physique consiste à fournir des prévisions concernant des résultats de mesures, à partir d'une préparation donnée »[3].

Pour être plus précis, remarquons que l'intérêt de prédiction se décline en (*i*) un intérêt pour un *accroissement de la précision* des prédictions concernant les résultats d'un ensemble d'expériences, et (*ii*) un intérêt pour une *extension du domaine d'application* de la théorie, c'est-à-dire du domaine pour lequel cette théorie permet de faire des prédictions. En d'autres termes, les physiciens cherchent à élaborer des modèles théoriques les rendant capables de faire des prédictions à la fois plus précises et pour davantage de situations expérimentales.

Qu'en est-il de l'activité expérimentale, laquelle renvoie à l'interaction avec le monde, interaction qui est médiatisée par des appareils de mesure que les physiciens construisent et manipulent ? Là encore, certains physiciens déclarent chercher à mettre au point des dispositifs expérimentaux capables de dévoiler les « secrets de l'Univers ». Ainsi entendons-nous souvent les physiciens des « particules » vanter les mérites des nouveaux synchrotrons, qui devraient pouvoir nous apporter de nouvelles connaissances sur les particules fondamentales.

Néanmoins, s'il l'on examine l'activité concrète des physiciens dans leur laboratoire, ce qui les guide dans la construction et la mise en place des dispositifs expérimentaux, ce n'est pas le désir de découvrir la vérité sur le monde microscopique. L'activité expérimentale se caractérise plutôt par un intérêt à la fois (*i*) de *précision des résultats de mesure* et (*ii*) de *variation des conditions expérimentales*. D'une part, les physiciens développent leurs dispositifs expérimentaux de sorte à effectuer des mesures toujours plus précises, c'est-à-dire avec toujours plus de *chiffres significatifs*. Pour ce faire, il leur faut contrôler le bruit dû à

1. Duhem, P., *La théorie physique*, *op. cit.*, p. 26.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 3.7.5.
3. Bitbol, M., *Mécanique* quantique, *op. cit.*, p. 142. Bitbol s'inspire, à ce sujet, des écrits de Jean-Louis Destouches et de Paulette Destouches-Février

l'appareillage et à l'environnement, et ainsi obtenir des résultats reliés de manière toujours moins ambiguë aux conditions expérimentales connues des physiciens. D'autre part, ils cherchent à varier toujours plus les conditions expérimentales, par exemple, en accroissant l'énergie cinétique des systèmes étudiés (comme dans le cas des synchrotrons en physique des particules) ou en accroissant le champ magnétique (comme dans le cas des expériences avec des « champs intenses » en physique du solide). Autrement dit, il s'agit d'accroître les performances des moyens instrumentaux de connaissance et d'affiner les procédures expérimentales et techniques de traitement des événements expérimentaux.

Nous pouvons noter que ces deux intérêts pragmatiques de l'activité expérimentale entretiennent avec l'intérêt pragmatique de l'activité théorique une relation de stimulation mutuelle :

(*i*) L'accroissement de la précision des résultats de mesure stimule l'intérêt pour un accroissement de la précision des prédictions dérivées de la théorie, et réciproquement.

(*ii*) L'obtention de résultats dans des situations caractérisées par de nouvelles conditions expérimentales stimule l'intérêt pour l'extension du domaine d'application de la théorie, et réciproquement.

Les intérêts pragmatiques qui caractérisent les activités théorique et expérimentale peuvent être rapportés à ce qu'Habermas nomme l'« intérêt technique » qui est relatif aux « sciences empirico-analytiques »[1]. Cet intérêt technique se décompose, en effet, en deux moments, celui de la « prévision » et celui de l'« expérimentation »[2]. Selon Habermas :

> Ces deux moments pris ensemble, la structure logique des systèmes d'énoncés licites et le type des conditions de contrôle, plaident pour l'interprétation suivante : ce qui pousse les théories des sciences expérimentales dans le sens d'une découverte de la réalité, c'est un intérêt visant à étendre et à assurer sur le plan informatif notre activité contrôlée par le succès. C'est là un intérêt de connaissance qui pousse à disposer techniquement de processus objectivés[3].

En ce sens, nous pouvons comprendre les intérêts pragmatiques des activités théorique et expérimentale comme les instanciations de notre intérêt pour une amélioration de notre capacité à agir avec succès dans notre environnement.

---

1. Habermas, J., *La technique et la science comme « idéologie »*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1973, p. 145. À propos de la théorie des intérêts de la connaissance chez Habermas, *cf.* aussi : Haber, S., *Jürgen Habermas, une introduction*, Paris : La Découverte, 2001, pp. 83-95.
2. Habermas, J., *La technique et la science comme « idéologie »*, *op. cit.*, p. 146.
3. *Ibid.*, pp. 146-147.

Enfin, l'intérêt déterminant qui caractérise l'activité communicationnelle correspond, semble-t-il, à un *intérêt de consensus*, lequel intervient à deux niveaux. D'une part, les physiciens cherchent à s'accorder sur les événements expérimentaux qui surviennent au terme d'une expérience. Le consensus à propos de ces événements expérimentaux est en général aisément atteint. En particulier, dans le cas d'expériences où le résultat est indiqué par la position d'une aiguille sur le cadran de l'appareil de mesure, le consensus sera immédiat. Les physiciens seront, par exemple, tous d'accord pour constater l'occurrence d'un événement expérimental se traduisant par « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$ . ».

D'autre part, les physiciens cherchent à se mettre d'accord sur l'interprétation de ces événements expérimentaux, c'est-à-dire sur les événements physiques auxquels ces événements expérimentaux sont supposés correspondre. Comme nous l'avons vu auparavant[1], le chemin qui mène vers le consensus à propos de ces événements physiques se révèle être moins évident. Il arrive souvent que des désaccords apparaissent entre les physiciens appartenant à des groupes de recherche concurrents. Il s'en suit alors un travail critique réciproque qui, en général, ne cessera de se poursuivre tant qu'aucun accord n'aura été trouvé.

En résumé, les intérêts pragmatiques qui déterminent l'activité de recherche en physique sont :

1. Un intérêt de *prédiction* dans l'activité théorique.
2. Un double intérêt de *précision des résultats de mesure* et de *variations des conditions expérimentales* dans l'activité expérimentale.
3. Un intérêt de *consensus* dans l'activité communicationnelle, d'une part, concernant les événements expérimentaux que les physiciens peuvent percevoir à la suite d'une mesure, et d'autre part, concernant les événements physiques auxquels ces événements expérimentaux sont supposés correspondre.

1. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.8.

## 4.5 Une explication pragmatiste de l'accord intersubjectif

Suivant le réalisme scientifique, si deux physiciens peuvent se mettre d'accord pour reconnaître la survenue d'un événement physique, c'est que cet événement est survenu dans le monde indépendamment de ces deux physiciens[1]. Cette explication plaide en faveur de l'idée qu'il est possible d'établir un contenu de connaissance indépendant de nos moyens de connaissance. Pour rendre l'approche pragmatiste convaincante, il convient donc d'apporter une explication alternative à la possibilité d'un consensus entre les physiciens. Examinons d'abord les trois explications pragmatistes qui ont été avancées respectivement par Peirce, James et Rorty. Nous allons tenter de montrer qu'aucune d'entre elles n'est pleinement satisfaisante. Il nous faudra alors formuler notre propre hypothèse.

### *4.5.1 L'explication de Peirce*

Peirce fut l'un des premiers philosophes à défendre une conception de la vérité comme *consensus* : « L'opinion sur laquelle tous les chercheurs sont destinés à s'accorder est ce que nous entendons par vérité »[2]. Précisons d'emblée que, selon lui, tout consensus ne doit pas nécessairement être assimilé à une vérité. En particulier, tout consensus qui découlerait d'une simple convention ou qui ne serait que provisoire dans l'histoire de la physique est sans rapport avec la « vérité » au sens de Peirce. Pour lui, la « vérité » se définit comme le consensus *idéal* vers lequel converge une communauté de chercheurs sous la condition que la recherche est menée pendant un temps infini :

> […] l'opinion humaine tend en général, à la longue, à une forme définie qui est la vérité. […] L'accord définitif est déjà réalisé sur un grand nombre de questions ; il le sera sur toutes si l'on dispose de suffisamment de temps pour cela[3].

Il s'agit d'une « conception […] conditionnelle de la vérité », remarque Claudine Tiercelin : « la vérité est ce à quoi parviend*rait* la communauté, *si* elle devait poursuivre indéfiniment sa recherche »[4].

---

1. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.1.
2. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1960, § 5.407.
3. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. VIII, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1958, § 8.12 (tr. fr. : Habermas, J., *Connaissance et intérêt*, *op. cit.*, p. 126).
4. Tiercelin, C., *C. S. Peirce et le pragmatisme*, Paris : PUF, 1993, p. 110.

Selon Peirce, le consensus idéal ne définit pas seulement la « vérité » mais aussi, et de façon concomitante, la « réalité » : « L'opinion sur laquelle tous les chercheurs sont destinés à s'accorder est ce que nous entendons par vérité, et l'objet représenté dans cette opinion est le réel »[1]. Ainsi définit-il « solidairement les notions de vérité et de réalité », suivant les termes de Christiane Chauviré[2].

Faut-il penser, dès lors, que Peirce défend une forme d'idéalisme ? La réalité serait-elle purement construite ? Serait-elle le fruit uniquement de l'activité communicationnelle au sein de la communauté des chercheurs[3] ? À une telle hypothèse, la citation suivante apporte un démenti :

> La réalité du monde extérieur ne signifie rien d'autre que l'expérience de la réalité. Pourtant bien des [idéalistes] dénient [la réalité du monde extérieur] ou pensent qu'ils le font. Très bien ; un idéaliste de cette trempe est en train de longer Regent Street… quand voilà qu'un ivrogne… lui jette son poing à la figure de façon inattendue et le frappe à l'œil. Qu'en est-il à présent de ses réflexions philosophiques[4] ?

Comme l'indique Tiercelin, « c'est [l']importance accordée à la Secondéité réactive de l'existence qui selon Peirce interdit de comparer son réalisme à celui de Hegel (qui fait fi de la Secondéité) ou à l'idéalisme de Berkeley »[5]. La « secondéité » est l'une des trois catégories que Peirce substitue au tableau kantien des catégories[6]. Celle-ci, écrit-il :

> […] peut être définie comme une modification de l'être d'un sujet […] Elle signifie qu'une réaction aveugle se produit entre […] deux sujets. C'est ce que nous expérimentons lorsque notre volonté rencontre une résistance ou lorsque quelque chose s'impose aux sens[7].

À travers cette catégorie de la sécondéité, Peirce se réfère à l'expérience que tout individu fait du monde extérieur, une expérience qui a lieu sur le mode de l'*interaction*, c'est-à-dire d'une

---

1. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, *op. cit.*, § 5.407.
2. Chauviré, C., « Vérifier ou falsifier, de Peirce à Popper », in : *Le grand miroir*, *op. cit.*, p. 65.
3. Nous pensons ici à la thèse de Richard Rorty dont il sera question plus loin (*cf. infra*, Sous-Section 4.5.2).
4. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, *op. cit.*, § 5.539 (tr. fr. : Tiercelin, C., *C. S. Peirce et le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 93).
5. Tiercelin, C., *C. S. Peirce et le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 92.
6. Ces trois catégories sont la « priméité » (ou « qualité »), la « secondéité » (ou « relation ») et la « tiercéité » (ou « représentation »). À propos de ces trois catégories, *cf.* : Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. I, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1931. Pour une présentation concise de ces catégories, *cf.* : Peirce, C., *Le raisonnement et la logique des choses, les conférences de Cambridge (1898)*, tr. fr., Paris : Les éditions du Cerf, 1995, pp. 201-205
7. Peirce, C., *Le raisonnement et la logique des choses*, *op. cit.*, p. 203.

action et d'une réaction entre l'individu et le monde extérieur : « L'impression même que j'ai de sentir une réaction à ma volonté et à mes sens suffit à prouver qu'il y a réellement […] une réaction entre les mondes intérieur et extérieur de ma vie »[1]. En d'autres termes, dans l'expérience, nous faisons l'épreuve de ce qui est extérieur à nous sous la forme d'une *résistance*. L'expérience peut contrarier nos attentes et nous pousser à réviser nos croyances :

> Nous nous heurtons continuellement à des faits durs. Nous nous attendions à une chose, ou nous la prenions passivement comme évidente, et nous avions son image dans nos esprits, mais l'expérience force cette idée à se retirer dans l'arrière-plan et nous contraint à penser tout à fait différemment[2].

Est-il alors possible de dégager de l'expérience de cette résistance une connaissance sur le monde extérieur, une connaissance que nous pourrions exprimer au moyen du langage ? Le pont entre cette expérience et le langage, selon Peirce, ne s'établit pas de façon directe. Néanmoins, un lien existe : les indexicaux (tels que « ceci », « ici », « maintenant », etc.) sont autant de témoins, dans le langage, de l'expérience que nous faisons du monde extérieur. Cette idée, qui constitue l'un des points de liaison entre l'épistémologie et la sémiotique de Peirce, a été mise en avant par Karl Otto Apel :

> Selon [la] conception [de Peirce], l'évidence théoriquement indépendante de la représentation d'états de choses propre aux jugements de perception s'appuie seulement sur les fonctions non « symboliques » (qui ne se réfèrent pas à des concepts) que les signes linguistiques peuvent assumer dans le contexte des situations de perception, c'est-à-dire sur les fonctions *déictiques* (*indexicales*) des identificateurs (des pronoms démonstratifs, des noms propres ou des adverbes de lieu et de temps par exemple), et sur les fonctions quasi iconiques des prédications. Dans l'opération d'identification de l'objet, la fonction indexicale du signe apporte la garantie du contact réel de la perception avec l'existence et l'affection causale du réel indépendant de la conscience (la catégorie de la « secondéité », dans le sens de la relation duelle de la rencontre dénuée d'interprétation entre le moi et le non-moi)[3].

C'est également ainsi qu'Habermas interprète la conception peirceienne :

> La *facticité* de la réalité [qui renvoie chez Peirce à la secondéité] ne correspond à aucun contenu linguistique, nous ne pouvons donc faire aucun énoncé directement sur elle ; mais nous pouvons la saisir indirectement parce qu'elle peut être coordonnée à la *fonction d'indice (Index)* du langage[4].

1. *Ibid.*, p. 219.
2. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. I, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1960, § 1.324.
3. Apel, K.-O., *Le logos propre au langage humain*, *op. cit.*, p. 58.
4. Habermas, J., *Connaissance et intérêt*, *op. cit.*, p. 136.

La présence des indexicaux dans le langage n'est pas encore synonyme d'une connaissance sur le monde extérieur. Pour établir une telle connaissance, d'après Peirce, il faut tirer parti de l'expérience en faisant intervenir un raisonnement « abductif » (ou « rétroductif »). Celle-ci doit permettre aux physiciens de déterminer si une hypothèse donnée sur le monde doit provisoirement être adoptée ou non, et ce, en fonction de ses conséquences pratiques, en fonction de sa capacité à ne pas contredire les faits qui ont été observés jusque là. Plus précisément, la forme du raisonnement abductif se décompose en trois étapes :

1) Si l'hypothèse $H$ était vraie, il en découlerait les faits $F_1$, $F_2$, … $F_n$.
2) Or, les faits $F_1$, $F_2$, … $F_n$ sont effectivement observés.
3) Donc, de façon provisoire, nous pouvons supposer que l'hypothèse $H$ est vraie.[1]

Lorsqu'une hypothèse se trouve être en conflit avec l'expérience, c'est-à-dire lorsqu'elle se heurte à la résistance du monde extérieur, il convient de l'écarter et d'émettre une nouvelle hypothèse. À travers cette confrontation continuelle de leurs hypothèses à la réactivité du monde extérieur dans l'expérience, les physiciens s'approchent toujours plus d'une théorie vraie. L'expérience et l'abduction sont les deux ingrédients principaux de la « méthode scientifique » que les physiciens doivent mettre en œuvre s'ils désirent atteindre la vérité :

1. Nous adaptons ici la présentation de Peirce (*cf.* : Peirce, C., *Le raisonnement et la logique des choses*, *op. cit.*, p. 193). Indiquons que, d'après Norwood Hanson, l'idée peirceienne d'abduction montre qu'il existe une « logique de la découverte », à l'encontre de Reichenbach pour qui la découverte ne peut s'expliquer qu'en termes psychologiques ou sociologiques (Hanson, N. « Y a-t-il une logique de la découverte scientifique ? », in : Jacob, P. (éd.), *De Vienne à Cambridge*, *op. cit.*, pp. 447-468). Toutefois, comme le souligne justement Chauviré, l'abduction de Peirce ne nous apprend rien sur la façon dont les scientifiques en viennent à forger une nouvelle hypothèse, et par suite, sur le processus de « découverte » à proprement parler : « [L'abduction] c'est le raisonnement au terme duquel une hypothèse A, *dont on dispose déjà*, est avancée comme plausible en raison du fait qu'elle explique un phénomène surprenant observé ; c'est-à-dire non pas le raisonnement par lequel on *parvient* à une hypothèse, mais celui par lequel on *justifie* l'introduction d'une hypothèse (dont on est déjà pourvu) comme plausible ou digne d'être testée. Ainsi ce n'est plus d'une procédure de découverte qu'il est question (on est passé insensiblement du contexte de découverte au contexte de justification) et, d'autre part, on a affaire à une reconstruction *rétrospective* des raisons pour lesquelles telle hypothèse a été initialement suggérée ; contrairement à ce que pensait Hanson, Peirce n'a pu éviter la reconstruction après coup, n'ayant, pas plus qu'un autre, réussi à capter la recherche vivante, en train de se faire » (Chauviré, C., « Peirce, Popper et l'abduction, pour en finir avec l'idée d'une logique de la découverte », in : *Le grand miroir*, *op. cit.*, p. 87).

> Qu'est-ce que l'expérience ? C'est l'élément forcé de l'histoire de nos vies. C'est ce dont nous sommes contraints d'être conscients par le fait d'une force cachée résidant dans un objet que nous contemplons. L'acte d'observation est l'abandon délibéré de nous-mêmes à cette *force majeure* – une soumission immédiate à sa volonté, due à notre pressentiment que, quoi que nous fassions, nous devons être finalement terrassés par cette force. Or, la soumission que nous expérimentons dans la rétroduction est une soumission à l'insistance d'une idée. L'hypothèse, comme on dit en français, *« C'est plus fort que moi »*. C'est irrésistible ; impératif. Nous devons ouvrir toute grande notre cambuse et l'admettre, en tout cas pour le moment.
>
> Ainsi toute sorte de recherche, pleinement menée, a le pouvoir vital d'autocorrection et de croissance. C'est une propriété imprégnant si profondément sa nature la plus intime qu'on peut vraiment dire qu'il n'y a qu'une seule chose nécessaire pour apprendre la vérité, c'est un désir sincère et actif d'apprendre ce qui est vrai. Si vous désirez vraiment apprendre la vérité, vous serez finalement conduit sur le chemin du vrai, si détourné soit ce dernier[1].

Est-ce à dire que, pour Peirce, « l'affection causale du réel indépendant de la conscience », pour reprendre l'expression d'Apel, dont nous faisons l'épreuve dans l'expérience assure, à elle seule, l'établissement d'un consensus sur le monde ? À cette question, Apel apporte une réponse négative et remarque que les concepts dont les physiciens usent pour formuler leurs hypothèses sur le monde véhiculent toujours une part d'interprétation qui relève de ce qui est intersubjectivement acceptée par la communauté à une époque donnée :

> Selon Peirce, […] une […] garantie de nature purement sémiotique (c'est-à-dire rendue possible par les fonctions non symboliques des signes du langage) de l'évidence *extra-interprétative* de la *représentation* linguistique du monde ne fonde pas encore, à proprement parler, une *connaissance intersubjectivement valide* ; […] le jugement perceptif lui-même ne peut avoir lieu que grâce à la part d'*interprétation* qu'apportent les symboles conceptuels du langage dépendant de la tradition. Cette part d'interprétation opère dans le cadre d'une inférence abductive […]. Si bien qu'en définitive, la vérité, en tant que validité intersubjective de la connaissance, ne pourrait être assurée qu'au moyen d'un processus, en principe illimité, de réinterprétation et de formation de consensus dans la « communauté indéfinie des chercheurs. […] la valeur de sens des symboles conceptuels repose toujours et en même temps sur deux processus cognitifs d'échange : le processus d'échange *perceptif* avec la nature et le processus d'échange *interprétatif* avec la société humaine[2].

Mais cela ne signifie pas que le consensus établi dans le cas idéal où la recherche se serait poursuivie pendant un temps infini soit, lui, historiquement situé et donc dépendant de l'héritage culturel caractérisant la société à l'époque de l'établissement de ce consensus. D'après Peirce, l'hypothèse suivant laquelle la recherche est menée pendant un temps infini

1. Peirce, C., *Le raisonnement et la logique des choses*, *op. cit.*, p. 228.
2. Apel, K.-O., *Le logos propre au langage humain*, *op. cit.*, pp. 58-60.

doit précisément garantir que le consensus ainsi établi n'est plus tributaire de la contingence de l'acceptation de certaines interprétations par une société à une époque donnée.

Pour autant, Peirce serait-il d'accord pour dire que le consensus idéal, s'il était atteint, offrirait une connaissance de la réalité telle qu'elle est en elle-même, comme le soutiennent les réalistes scientifiques ? À l'encontre de cette idée, Peirce admet que toute connaissance sur le monde demeure une connaissance sur le monde *tel que nous nous le représentons par la pensée*. Soutenir que nous pourrions accéder au monde en soi, c'est-à-dire indépendant de la pensée, n'a pas de signification : « Il n'a aucune chose qui est en soi, au sens où elle ne serait pas relative à l'esprit, bien qu'il ne fasse aucun doute que les choses qui sont relatives à l'esprit, sont, en dehors de cette relation »[1]. Toutefois, comme le suggère la seconde partie de cette citation, il est possible de connaître le monde tel qu'il est indépendamment de la représentation particulière qu'en a un individu donné : « La réalité, affirme Peirce, est indépendante, non pas nécessairement de la pensée en général, mais seulement de ce que toi ou moi ou n'importe quel nombre fini d'hommes peut penser à son propos »[2]. D'un côté, cette conception exprime une forme d'idéalisme. Le « réel », selon Peirce, ce n'est que le réel tel que la communauté réunissant tous les scientifiques se la représente par la pensée dans la limite d'un processus infini de recherche. C'est pourquoi Apel estime que la position de Peirce ne peut être assimilée à un « réalisme externaliste »[3]. Mais, d'un autre côté, elle ne peut davantage être assimilée à un idéalisme solipsiste, pourrions-nous ajouter, puisqu'elle exclut l'idée que toutes les représentations particulières que se construisent les êtres-humains correspondent à autant de manières de se représenter le réel. Étant donné que la part interprétative inhérente aux concepts se fixe dans la communication entre les membres d'une communauté, toute représentation du monde s'appuyant sur ces concepts sera, elle-même, nécessairement le fait de la communauté et non d'un individu isolé. Habermas exprime cette idée de Peirce en ces termes :

> La vérité est publique *(öffentlich)*. Une détetermination qui ne vaut que de façon privée pour un sujet individuel ne peut pas se rapporter à quelque chose de réel. Seules les convictions qui valent

1. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, *op. cit.*, § 5.311 (tr. fr. : Tiercelin, C., *C. S. Peirce et le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 107).
2. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, *op. cit.*, § 5.408.
3. Apel, K.-O., „Pragmatismus als sinnkritischer Realismus auf der Basis regulativer Ideen, in Verteidigung einer Peirceschen Theorie der Realität und der Wahrheit" in: Raters, M.-L. und Willaschek, M. (Hg.), *Hilary Putnam und die Tradition des Pragmatismus*, *op. cit.*, p. 124.

> indépendamment d'idiosyncrasies personnelles et affirment leur validité intersubjective contre des doutes indéfiniment répétés représentent des états de choses réels[1].

Les difficultés auxquelles se heurtent la conception de la vérité de Popper, discutées plus haut[2], ne réapparaissent-elles pas dans la pensée de Peirce ? Celles-ci étaient : (*i*) il faut pouvoir trouver des critères qui montrent qu'une théorie est « plus proche » de la vérité qu'une autre, et (*ii*) il faut établir l'*unicité* de la vérité. C'est deux points se retrouvent dans la critique que Quine adresse à Peirce :

> Peirce a essayé de définir entièrement la vérité en termes de méthode scientifique. La vérité serait pour lui la théorie idéale de laquelle on s'approche comme d'une limite lorsque les canons (supposés) de la méthode scientifique sont utilisés sans cesse dans une expérience continuée[3]. Mais il y a plusieurs défauts dans cette idée de Peirce ; entre autres, le fait de supposer l'existence d'un organon final de la méthode scientifique, et l'appel à un procès allant à l'infini. Peirce fait un usage incorrect de l'analogie avec les nombres lorsqu'il parle d'une théorie-limite, puisque la notion de limite dépend de la notion de « plus proche que », laquelle est définie pour les nombres, mais non pour les théories. Et, même si nous négligeons de pareilles difficultés, même si, faisant appel en quelque sorte à la fiction, nous identifions la vérité avec le résultat idéal de l'application exhaustive de la méthode scientifique à la totalité future des irritations de surface [ou stimulations de nos récepteurs sensoriels], il reste encore la difficulté de cette imputation d'unicité (« *le* résultat idéal »). Parce que […] nous n'avons pas de raisons de penser que les irritations de surface de l'homme même investiguées jusque dans l'éternité se prêtent à une systématisation unique qui soit scientifiquement meilleure ou plus simple que les autres. Il paraît plus probable, ne fût-ce qu'à raison des symétries et des dualités, qu'une multitude de théories pourront prétendre à la première place[4].

Pour contrer la critique selon laquelle la notion de « plus proche » est mal définie dans le cas des théories, ne pourrions-nous pas imaginer la stratégie consistant à recourir au critère de « vérisimilarité » emprunté à Popper, mais interprété dans une perspective pragmatiste plutôt que réaliste ? Ainsi s'agirait-il d'évaluer la correspondance d'une théorie, non pas avec des faits libres de toute interprétation, mais avec des « faits » reconnus comme tels dans une certaine activité de recherche, par le biais de moyens de connaissance qui sont propres à cette

---

1. Habermas, J., *Connaissance et intérêt*, *op. cit.*, p. 136.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.4.1.
3. Comme le souligne Chauviré, la conception de Popper diffère de celle de Peirce en ce qu'« il se refuse à affirmer comme lui que nous sommes "prédestinés" à atteindre la vérité : pour Popper, nous pouvons seulement espérer l'atteindre, sans aucune garantie » (Chauviré, C., « Vérifier ou falsifier, de Peirce à Popper », *op. cit.*, p. 65).
4. Quine, W., *Le mot et la chose*, *op. cit.*, p. 54.

activité de recherche. La propriété des faits d'être toujours investis d'une dimension interprétative est d'ailleurs présente dans l'épistémologie de Peirce, ce que souligne Habermas :

> Le processus cognitif est discursif à tous les stades. […] Il n'y a pas de propositions fondamentales qui puissent valoir comme principes une fois pour toutes, sans être fondées par d'autres propositions, pas plus qu'il n'y a d'éléments ultimes de la perception qui soient immédiatement certains sans être affectés par nos interprétations. Même la perception la plus simple est le produit d'un jugement, c'est-à-dire d'une conclusion implicite. Nous ne pouvons penser sans absurdité ce qui serait des faits non interprétés[1].

Ou comme l'écrit Tiercelin, « tout jugement de perception reste influencé par une large palette de croyances d'arrière-plan et d'hypothèses »[2].

Mais si Peirce reconnaît la dépendance de l'identification des faits à l'égard d'une certaine activité de recherche, il lui faut admettre que l'évaluation de la vérisimilarité d'une théorie est elle-même relative à cette activité de recherche. Dans ces conditions, rien ne l'autorise à supposer que les théories successives avancées par les chercheurs, quelle que soit l'activité de recherche dans laquelle ils s'inscrivent, se rapprochent toujours plus d'une *unique* vérité.

Il semble que derrière la conviction de Peirce de l'unicité de la vérité se cache une hypothèse métaphysique, celle de l'existence d'un monde pré-structuré. L'originalité de Peirce est qu'il défend, non pas un réalisme matérialiste (*i.e.* qui postule l'existence d'un monde constitué d'entités matérielles), mai un « réalisme scolastique » inspiré de Duns Scot, un réalisme des universaux. Il existe, selon lui, « un unique grand cosmos de formes, un monde d'être potentiel »[3]. Peirce de soutenir que « l'univers existant est une branche, ou une détermination arbitraire d'un monde d'idées, d'un monde platonicien »[4]. L'un des traits qu'il attribue à cet univers idéel est celui de l'indéterminisme. Ainsi écrit-il que le monde existant, dont nous faisons aujourd'hui l'expérience, « a commencé […] dans le vague total de la potentialité sans dimension et complètement indéterminée »[5]. D'ailleurs, ce réalisme de type platonicien explique peut-être pourquoi il ne conçoit pas la réalité comme étant indépendante de la pensée. Ce qui est déroutant dans la position de Peirce, c'est qu'il suppose que pour s'approcher de la vérité, les chercheurs doivent non pas se détacher de l'emprise du monde

1. Habermas, J., *Connaissance et intérêt*, *op. cit.*, pp. 130-131.
2. Tiercelin, C., *C. S. Peirce et le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 88.
3. Peirce, C., *Le raisonnement et la logique des choses*, *op. cit.*, p. 170.
4. *Ibid.*, p. 329.
5. *Idem*.

sensible pour se mouvoir uniquement dans le monde intelligible (comme chez Platon), mais au contraire soumettre leurs hypothèses au test de l'expérience. Quoiqu'il en soit, l'idée de l'unicité de la vérité semble bien découler de la postulation d'un monde préstructuré. Si le monde est préstructuré, il précède nécessairement toute activité de recherche. Toute entreprise scientifique ne peut ainsi mettre au jour qu'une unique vérité, celle qui a trait à la réalité préexistante. Ce qui est premier, suivant cette hypothèse, c'est le monde extérieur ainsi que la vérité qui lui est corrélative. L'accord intersubjectif qui serait atteint dans le cas idéal d'une recherche menée pendant un temps infini n'est que second. Cet accord intersubjectif pourra être assimilé à la vérité, mais pour autant, la vérité n'est pas la *construction* de la communauté des chercheurs parvenue à un accord. À l'appui de cette interprétation de Peirce, remarquons que, selon lui, *n'importe quel individu isolé* tendra de lui-même vers cette unique vérité – pour peu qu'il mette en œuvre la méthode scientifique basée sur l'expérience et le raisonnement abductif – :

> Donnons à un être humain quelconque une information suffisante sur une question quelconque, amenons-le à examiner cette question de façon suffisamment approfondie, le résultat sera qu'il arrivera à une certaine conclusion définie ; cette conclusion sera exactement la même que celle que tous les autres atteindront dans des circonstances suffisamment favorables […] Il existe donc, à toute question, une réponse vraie, une conclusion définitive, vers laquelle tend l'opinion de chaque homme. Il peut s'en écarter pour un certain temps, mais si on lui donne plus d'expérience et de temps pour y réfléchir, il y atteindra finalement[1].

Peirce suppose que tout chercheur doit parvenir, au bout du compte, à l'unique vérité, parce que dans l'expérience, le monde extérieur exerce sur lui des « contraintes ». Par le biais de ces contraintes, nous suggère Peirce, le monde extérieur révèle progressivement la structure qui lui est propre. C'est du moins ainsi que Putnam comprend Peirce :

> Pour Peirce, la nature a un ensemble d'"articulations" que découvrira n'importe quel groupe de chercheurs déterminés pour autant qu'ils poursuivent assez longtemps leur enquête ; dans la science pure, par opposition à la vie pratique, notre langage est en dernière analyse contrôlé par la structure de la réalité, et non par nos intérêts (hormis ceux de l'enquête pure elle-même)[2].

---

1. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. VIII, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1958, § 8.12 (tr. fr. : Habermas, J., *Connaissance et intérêt*, *op. cit.*, p. 126). *Cf.* aussi : Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, *op. cit.*, § 5.384.
2. Putnam, H., « Commentaires sur les conférences », in : Peirce, C., *Le raisonnement et la logique des choses*, *op. cit.*, p. 102. Putnam remarque que James et Dewey ont repris l'idée de convergence. Pour autant, ils n'ont pas adhérer à la forme du réalisme défendu par Peirce : « ni l'un ni l'autre ne supposait que *ce vers quoi*

Ce serait donc parce qu'il existe un monde unique, qui possède en soi sa structure, que les différents groupes de physiciens peuvent aboutir à la même théorie sur le monde et que cette théorie pourra, dans la limite d'une recherche infinie, être tenue pour vraie. Ainsi, d'après Peirce, c'est le monde lui-même qui constitue le terrain d'entente entre les physiciens et qui rend possible le consensus : « Il se peut que différentes personnes défendent des points de vue antagonistes, mais le progrès de la recherche les conduit par une force qui leur est extérieure à la même et unique conclusion. »[1].

Le problème de cette conception est qu'elle suppose que les contraintes, imposées par le monde extérieur aux hypothèses des scientifiques, sont identiques quelle que soit l'activité de recherche. Or, une contrainte se manifeste nécessairement dans le cadre d'une certaine activité de recherche[2]. C'est en interagissant avec le monde avec les moyens de connaissance qui caractérisent cette activité de recherche que la contrainte en question sera mise au jour. L'hypothèse suivant laquelle une contrainte, qui est apparue dans une activité de recherche donnée, se manifestera dans toutes les autres activités de recherche est tout aussi invérifiable que l'hypothèse de l'unicité du monde.

Cette objection mise à part, la conception de Peirce ne permet pas de répondre à la question posée dans l'introduction de cette section. En effet, elle n'a vocation qu'à expliquer comment peut s'établir le consensus *ultime*. Elle ne nous apprend rien concernant les consensus *provisoires* et *relatifs* – « provisoires » dans l'histoire de la physique et « relatifs » à un groupe limité de chercheurs.

---

*l'enquête convergeait* fût indépendant de *nous*, des intérêts et des idéaux que nous avons, et des questions que ces intérêts et idéaux nous conduisent à formuler » (*ibid.*, p. 101). La citation suivante dénote l'influence que Peirce a exercé sur la pensée de James à ce sujet : « La vérité "absolue", la vérité que nulle expérience ne viendra jamais altérer, est ce point idéal, toujours à perte de vue, vers lequel nous imaginons que toutes nos vérités temporaires effectueront, un jour ou l'autre, leur convergence. […] cela peut se concevoir pour l'homme parfaitement éclairé, et se concevoir pour l'expérience absolument complète » (James, W., *Le pragmatisme*, *op. cit.*, p. 157). L'idée de convergence paraît néanmoins difficilement compatible avec l'approche pragmatiste de James telle que nous l'avons présentée aux Sous-Sections 4.3.5 à 4.3.7.

1. Peirce, C., *Collected Papers*, Vol. V, *op. cit.*, § 5.407.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.10.

### *4.5.2 L'explication de James*

Qu'en est-il de l'explication apportée par James à la possibilité de l'accord intersubjectif ? Contrairement à Peirce, James ne présuppose pas un monde pré-structuré qui serait le moteur de la convergence vers le consensus. Son explication repose sur l'hypothèse de la possibilité qu'ont les individus d'agir sur les pensées et les perceptions des autres. Pour comprendre ce point, considérons une proposition *P* formulée par un locuteur *L* devant un interlocuteur *I*. Si *P* est une proposition relativement abstraite, elle va d'abord générer chez *I* des idées plutôt vagues. *L* peut alors reprendre les différents termes de *P*, les expliciter, les définir, et au final, les rapporter à des expériences perceptives bien précises. Ce faisant, il peut s'immiscer dans le cours des pensées et des perceptions de *I* pour le guider le long du chemin qu'il a lui-même emprunté, à savoir le chemin qui va de la proposition *P* à un certain ensemble d'idées concrètes et de perceptions. James parlent à ce sujet de « *termini* »[1] qui sont soit des « idées sensorielles », soit des « sensations »[2]. Il discute l'exemple de la proposition « Newton vit dans les cieux l'œuvre de Dieu aussi clairement que Paley l'a vue dans le règne animal »[3]. Pour s'assurer qu'il donne à cette proposition la même signification qu'une autre personne, voici ce que ferait James :

> […] je puis développer ma pensée en ce qui concerne Paley en me procurant le petit livre relié en cuir brun [que James a d'abord associé spontanément au terme « Paley »] et en mettant sous les yeux du critique [*i.e.* son interlocuteur] les passages relatifs au règne animal. Je peux le convaincre que les mots ont exactement la même signification pour moi que pour lui, en lui montrant *in concreto* les animaux eux-mêmes et leur classification, tels que le livre les présente. Je puis me procurer les œuvres et le portrait de Newton ; ou, si je suis la piste que suggère la perruque [que James a d'abord associé spontanément au terme « Newton »], je puis étouffer mon critique sous un amas de détails portant sur le XVIIe siècle et relatifs au milieu dans lequel vivait Newton, pour montrer que le mot « Newton » a dans nos deux esprits la même localisation et les mêmes relations. Finalement je puis, par mes actes et mes paroles, le persuader que ce que j'entends par Dieu, par les cieux et par l'analogie entre ces deux œuvres est précisément ce qu'il entend aussi[4].

James poursuit en tirant la conclusion suivante :

> En dernier ressort, ma démonstration s'adresse à ses *sens*. Ma pensée me fait agir sur ses sens à peu près comme il agirait lui-même s'il allait jusqu'au bout des conséquences d'une de ses propres perceptions.

1. James, W., *La signification de la vérité*, *op. cit.*, p. 48.
2. *Ibid.*, p. 45.
3. *Idem*.
4. *Ibid.*, p. 46.

> Pratiquement donc, *ma* pensée aboutit à *ses* réalités. Il sera donc prêt à supposer qu'elle se rapporte à ces réalités et *ressemble* intérieurement à ce que serait sa propre pensée si elle était de nature symbolique comme la mienne. Et le pivot, le point d'appui, le support de ma conviction est l'opération sensible que ma pensée me conduit, ou pourrait me conduire, à effectuer – le fait de lui mettre sous les yeux le livre de Paley, le portrait de Newton, etc.[1]

En bref, selon James, deux personnes peuvent se mettre d'accord sur la signification d'une proposition *P* parce qu'ils peuvent intervenir sur l'enchaînement des pensées et sur les perceptions de l'autre, pour le conduire à des sensations qui sont partagées, et qui de ce fait, donnent à la proposition *P* la même signification.

Si l'on examine cette explication, on s'aperçoit qu'elle présuppose en fait une seconde hypothèse : les sensations qui garantissent en dernière instance le consensus concernant une proposition sont interprétées par les interlocuteurs de façon identique. Par exemple, à la vue du portrait de Newton, leurs sensations (visuelles) doivent être interprétées de la même manière. James suggère ici, sans doute malgré lui, une forme de fondationnalisme de type sensualiste. Les sensations constitueraient le socle stable de la connaissance, un socle à partir duquel tous les individus pourraient dériver de façon univoque, de façon identique, des propositions sur le monde.

Mais cette hypothèse soulève une difficulté. Qu'est-ce qui nous assure que deux individus, dans un contexte donné (par exemple, lorsqu'ils ont sous les yeux le même portrait de Newton), vont effectivement interpréter leurs sensations de la même façon ? L'interprétation d'une sensation donnée n'est-elle pas tributaire des croyances préalablement acceptées ? Faisons alors remarquer que deux individus ne partagent jamais exactement le même ensemble de croyances. Par suite, il n'y a aucune raison que l'interprétation qu'ils font de leurs sensations soit identique. Par exemple, il se peut qu'un individu connaisse bien l'œuvre de Newton et qu'il ait déjà vu plusieurs portraits de lui, tandis qu'un autre individu ignore jusqu'à l'existence même de Newton. Vont-ils réagir de la même manière à la vue d'un portrait de Newton ? Nous sommes en droit d'en douter.

L'hypothèse du fondationnalisme sensualiste n'est pas seulement problématique, elle apparaît en contradiction avec les idées de James que nous avons discutées auparavant[2]. Rappelons que James défend une conception pluraliste de la vérité. S'il admet effectivement que les sensations constituent le socle de toute connaissance, il ne s'agit pour lui aucunement

1. *Ibid.*, pp. 46-47.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.5.

d'un socle ferme. James insiste sur ce point : une même sensation peut être interprétée de multiples façons, et ce, en fonction des croyances préalablement acceptées ainsi que du point de vue adopté. Or, si les sensations peuvent recevoir diverses interprétations, rien ne garantit qu'en suivant le même « chemin », celui qui part d'une proposition et qui a pour terme un certain ensemble de sensations, deux individus vont se mettre d'accord sur la signification de cette proposition. Le rejet du fondationnalisme sensualiste rend ainsi caduque l'explication de James.

### *4.5.3 L'explication de Rorty*

Évoquons à présent l'approche de Rorty, elle aussi pragmatiste, mais débouchant sur une explication qui se situe à l'opposée de celle de Peirce et de James. Partisan d'une conception cohérentiste de la vérité[1], Rorty s'emploie à critiquer de manière radicale la conception de la connaissance comme représentation adéquate du monde en soi. Pour lui, le problème du lien entre le corps et l'esprit, de même que celui des fondements de la connaissance, résulte de l'« invention de l'esprit » et de son corollaire, à savoir l'image selon laquelle l'esprit se représente intérieurement le monde extérieur. Cette image, estime Rorty, ne s'impose pas à nous, elle est historiquement datée ; elle est un « produit du XVII$^{e}$ siècle »[2] – Rorty pense en particulier à Descartes et à Locke. L'alternative à ce fourvoiement est à chercher, selon lui, du côté de la philosophie du langage.

On comprend mieux comment Rorty en vient à radicaliser sa conception de la vérité. Soutenir que toute croyance est vraie *si et seulement si* elle est cohérente avec les croyances acceptées, cela lui donne la possibilité de rompre définitivement avec la théorie de la connaissance comme représentation du monde en soi. Pour lui, la connaissance n'a pas pour fondement une réalité extérieure, elle ne renvoie qu'à l'activité langagière, elle n'est qu'une « affaire de conversation »[3]. Par conséquent, il n'existe pas un terrain solide, sûr, qui garantirait la possibilité d'un accord entre les individus ; il n'existe pas un terrain d'entente préexistant pouvant être assimilé au monde en soi. Ce n'est que dans la communication, par l'échange de croyances et d'arguments, que les différents locuteurs peuvent arriver à un consensus. C'est finalement vers l'herméneutique que se tourne Rorty :

1. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.3.
2. *Ibid.*, p. 158.
3. *Cf.* la citation : *supra*, Sous-Section 4.3.3.

> L'herméneutique conçoit les relations interdiscursives sur le modèle des divers fils d'une conversation possible, une conversation qui ne présuppose aucune matrice disciplinaire unissant les interlocuteurs, mais où subsiste un espoir d'aboutir à un accord tant que dure l'entretien. L'espoir en question n'est d'ailleurs pas qu'on trouve un terrain préexistant d'entente qui attendait qu'on le découvre, mais, *simplement*, qu'on finisse par se mettre d'accord ou, du moins, qu'on aboutisse à un désaccord passionnant et fructueux[1].

Cependant, comme nous l'avions souligné précédemment en nous appuyant sur Habermas[2], cette conception occulte le fait que les physiciens, lorsqu'ils s'accordent de manière intersubjective sur la vérité d'une proposition sur le monde, ne cessent d'interagir avec le monde. Les procédures de justification d'une telle proposition sont indissociables d'une certaine activité de recherche, laquelle implique nécessairement un engagement particulier dans le monde.

### *4.5.4 La reconnaissance intersubjective des moyens de connaissance*

Comment éviter les excès de la conception cohérentiste de la vérité de Rorty sans retomber dans une forme de réalisme, même modéré tel que celui de Peirce ? N'existe-t-il pas une voie médiane pour expliquer la possibilité d'un consensus entre les physiciens ? Il nous semble que l'approche pragmatiste exposée à la Sous-Section 4.3.10 constitue le cadre philosophique pour une réponse satisfaisante. Rappelons que suivant cette approche, toute connaissance doit se concevoir comme relative aux moyens de connaissance – sensoriels, instrumentaux et conceptuels – associés à une certaine activité de recherche, toute connaissance se construit et se vérifie par le truchement de ces moyens de connaissance. Nous proposons alors l'hypothèse suivante : un consensus entre les physiciens est possible parce qu'ils peuvent en principe se mettre d'accord sur les moyens de connaissance qui permettent de construire et de vérifier ce sur quoi porte le consensus. Autrement dit, *la possibilité du consensus repose sur la possibilité de la reconnaissance intersubjective des moyens de connaissance*.

Cette hypothèse nous permet d'expliquer qu'un accord intersubjectif à propos du monde puisse s'établir, et ce, sans besoin de présupposer l'existence d'un monde déjà structuré en lui-même. Les physiciens peuvent se mettre d'accord sur ce qu'ils perçoivent, non parce que l'objet de leur perception est le même monde, c'est-à-dire le monde qui existe en lui-même avec sa structure propre, mais parce qu'ils peuvent se mettre d'accord sur les moyens de

1. Rorty, R., *L'homme spéculaire*, *op. cit.*, p. 352.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.3.

connaissance. En effet, en employant les mêmes moyens de connaissance, ils pourront interagir de la même manière avec le monde, et celui-ci pourra leur apparaître de façon identique.

Nous comprenons ainsi que dans chaque activité de recherche, caractérisée par des moyens de connaissance spécifiques, un consensus puisse s'établir. Chaque consensus doit alors être considéré comme relatif et contingent. Ce qui ne signifie nullement qu'il sera « plus loin » ou « plus proche » de la vérité qu'un autre consensus établi dans le cadre d'une autre activité de recherche. Soutenir, comme le fait Peirce, qu'il existe un consensus idéal pouvant être assimilé à *la* vérité, l'unique vérité, revient à supposer qu'il existe de « bons » moyens de connaissance, qu'il existe une manière privilégiée d'interagir avec le monde, celle qui nous permet précisément d'accéder à la vérité. Mais de notre point de vue, chaque manière d'interagir avec le monde est authentique, elle n'est ni meilleure ni moins bonne qu'une autre, la connaissance qu'elle nous permet d'établir n'est ni plus vraie ni moins vraie qu'une connaissance établie par le biais d'un autre mode d'interaction avec le monde.

Par ailleurs, notre approche s'écarte de celle de Rorty dans la mesure où nous n'admettons pas que la justification d'une croyance en physique soit strictement discursive ou argumentative. La justification, d'après nous, renvoie toujours à une certaine pratique, elle ne peut en être séparée artificiellement. En dernière instance, les physiciens peuvent s'accorder sur une proposition portant sur le monde parce qu'ils peuvent la rapporter à une certaine activité de recherche, à certains moyens de connaissance, à certaines procédures expérimentales, etc.

De notre point de vue, l'accord des physiciens sur une proposition portant sur le monde peut être effectif sous la condition supplémentaire que chaque physicien ne surajoute pas à la signification *pragmatique* de cette proposition une signification *subjective*, c'est-à-dire s'il n'attache pas à cette proposition des représentations personnelles d'ordre ontologique non vérifiable en pratique[1].

Si deux physiciens ont recours exactement aux mêmes moyens de connaissance, aux mêmes procédures expérimentales et aux mêmes techniques de traitement des événements, ils peuvent établir la même connaissance et arriver à un consensus. Par contre, si deux physiciens n'ont pas recours aux mêmes moyens de connaissance, aux mêmes procédures expérimentales

1. Sur la distinction entre signification « pragmatique » et la signification « subjective », *cf.* : *supra*, Sous-Section 4.3.6.

et aux mêmes techniques de traitement des événements expérimentaux, et s'ils font intervenir des représentations personnelles qui sont invérifiables en pratique, il n'est guère surprenant qu'ils soient en désaccord, puisqu'ils ne pourront pas *pleinement* comprendre les connaissances établies par l'autre. En ce sens, les connaissances établies dans le cadre de deux activités de recherche distinctes peuvent être considérées comme *incommensurables*. Cette forme d'incommensurabilité, qui a été discutée par Pickering[1], s'avère plus large que celle mise en avant par Thomas Kuhn ou Paul Feyerabend[2], puisqu'elle inclut la pratique scientifique dans son ensemble et ne se limite pas à la sphère théorique.

Nous pouvons souligner toutefois que cette incommensurabilité ne constitue en aucun cas une barrière infranchissable. L'incompréhension mutuelle entre les deux physiciens ne subsiste que tant qu'ils se réfèrent à des moyens de connaissance différents et/ou font intervenir des représentations personnelles non vérifiables en pratique. S'ils consentent à examiner ensemble les moyens de connaissance utilisés par chacun d'eux et à en déterminer précisément les différences, et s'ils mettent entre parenthèses leurs représentations personnelles, ils pourront retrouver un terrain d'entente. Si les deux physiciens se mettent d'accord de manière précise sur les moyens de connaissance qui sont en jeu, le consensus redevient possible.

## 4.6 L'actuel en mécanique quantique

### *4.6.1 La mécanique quantique comme théorie dans une activité de recherche stabilisée*

La mécanique quantique est une théorie *acceptée* par l'ensemble des physiciens. Cette théorie s'inscrit, par conséquent, dans une activité de recherche qui est *stabilisée*. Or, suivant notre approche pragmatiste, une activité de recherche est stabilisée si elle permet de satisfaire aux intérêts pragmatiques de la recherche identifiés à la Sous-Section 4.4.3. Comment cela s'exprime-t-il en mécanique quantique ?

Premièrement, une activité de recherche stabilisée est une activité de recherche dans le cadre de laquelle les physiciens sont parvenus à élaborer une structure théorique qui répond à l'intérêt de *prédiction*, c'est-à-dire qui permet d'anticiper avec succès les résultats qui

1. Pickering, A., *The Mangle of Practice*, *op. cit.*, p. 188.
2. *Cf.* en particulier : Kuhn, T., *La structure des révolutions scientifiques*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1983, pp. 269-277 ; Feyerabend, P., *Contre la méthode*, tr. fr., Paris : Seuil, 1979, Ch. 17.

surviennent dans l'expérience. Il en va bien ainsi avec la mécanique quantique, puisque cette théorie a remporté sur le plan prédictif un succès sans précédent dans l'histoire de la physique. Depuis son élaboration dans les années 1925-1926, aucune résistance ne lui a été opposée par l'expérience.

Deuxièmement, une activité de recherche est stabilisée si elle repose sur des dispositifs expérimentaux satisfaisant au double intérêt de *précision des résultats de mesure* et de *variations des conditions expérimentales*. Si le degré de corroboration de la mécanique quantique est très élevé, c'est parce que les physiciens sont parvenus à réaliser des mesures avec une très grande précision et dans des conditions expérimentales très variées.

Troisièmement, le fait qu'une activité de recherche soit stabilisée signifie qu'elle répond à l'intérêt de *consensus*. D'une part, les physiciens s'accordent sur les événements expérimentaux qui surviennent au terme des différentes expériences. Rappelons que ce consensus est atteint sans problème en physique, et en particulier, en microphysique – les événements expérimentaux étant du type *déplacement de l'aiguille indicatrice dans une certaine position*. D'autre part, il doit exister un consensus entre les physiciens concernant ce qui est « actuel » au terme des expériences menées dans le cadre de cette activité de recherche, c'est-à-dire concernant l'interprétation des événements expérimentaux en termes d'événements physiques. Par conséquent, en mécanique quantique, il doit bien exister, à un certain niveau, un consensus sur ce qui est « actuel » au terme d'une mesure.

### *4.6.2 Ce qui est « actuel » au terme d'une mesure en mécanique quantique*

Venons-en donc à la question centrale qui a motivé les développements de ce chapitre : *Que pouvons-nous légitimement tenir pour « actuel » au terme d'une mesure, eu égard à la mécanique quantique ?*

Prenons l'exemple d'une expérience qui aboutit à la survenue d'un événement expérimental sur lequel les physiciens se mettent d'accord au moyen de la proposition :

***P*₁ :** « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$. »

Nous admettons, ce faisant, que les physiciens opèrent un acte de perception au moyen des mêmes organes sensoriels – au moyen de leurs yeux par exemple – et qu'ils partagent le même langage pour exprimer ce qu'ils perçoivent, à savoir le langage ordinaire[1].

Admettons, de plus, que les physiciens soient d'accord sur les conditions expérimentales, c'est-à-dire sur la constitution des appareils mis en place, sur les procédures de leur manipulation, sur les procédures d'élimination du bruit, etc. En vertu de cet accord sur les conditions expérimentales, nous considérons, dans notre exemple, que les physiciens sont d'accord pour dire :

(*i*) « L'expérience met en jeu un système $S$ auquel est associé, initialement, le vecteur d'état $\left| \psi^S \right\rangle = \sum_i c_i \left| a_i \right\rangle$ » et

(*ii*) « L'expérience consiste à mesurer, au moyen d'un appareil de mesure $M$, l'observable $A$ sur ce système »[2].

Supposons que l'appareil de mesure soit étalonné de telle sorte que les physiciens puissent établir une corrélation entre la position de l'aiguille indicatrice et la valeur de l'observable $A$. L'événement expérimental exprimé au moyen de la proposition $P_1$ peut ainsi être interprété par les physiciens en terme d'un événement physique dont ils rendent compte au moyen de la proposition :

***P*₂ :** « Au terme de la mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ au moyen de l'appareil de mesure $M$, la valeur $a_k$ a été obtenue. »

Pour des physiciens favorables à une approche réaliste et partisans de l'interprétation standard de Dirac et von Neumann, le constat expérimental ne se limite pas à une telle proposition $P_2$. La connaissance de la valeur de l'observable équivaut, selon eux, à une connaissance concernant le système étudié en lui-même. Adhérer à l'interprétation standard, en effet, c'est accepter les hypothèses $H_1$ et $H_2$. On s'en souvient, d'après l'hypothèse $H_1$, le vecteur d'état représente l'état physique actuel du système. En outre, accepter l'hypothèse $H_2$ revient à admettre que le résultat obtenu nous fournit une information sur l'état physique actuel du système au terme de la mesure. En l'occurrence, le fait qu'au terme de la mesure, la

1. Un individu en désaccord à propos de l'événement expérimental en question serait un individu qui, par exemple, ne possède pas la capacité visuelle de discriminer entre l'aiguille et le fond du cadran, dont le système conceptuel ne permet pas de comprendre ce que c'est que « se trouver dans telle position », etc.
2. Nous reprenons ainsi l'exemple discuté dans le Chapitre 2.

valeur actuelle de l'observable $A$ soit $a_k$ signifie que le système se trouve en acte dans l'état physique représenté par le vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$. Par conséquent, suivant les physiciens qui adoptent une position réaliste et qui sont partisans de l'interprétation standard, ce qui est « actuel » à l'issue d'une expérience, c'est *l'état physique du système étudié*. Selon eux, il faudrait formuler le constat expérimental au moyen de la proposition :

**$P_3$ :** « Au terme de la mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ au moyen de l'appareil de mesure $M$, l'état physique actuel du système $S$ s'est réduit à l'état physique actuel représenté par $\left| a_k \right\rangle$. »

L'événement physique constaté serait celui de la réduction de l'état physique du système étudié dans un état physique actuel bien défini.

Adhérer à l'interprétation standard, cela revient également à accepter l'hypothèse $H_3$ du saut quantique. Les physiciens partisans de l'interprétation standard, en vertu de l'hypothèse $H_3$, sont amenés à investir le constat expérimental d'une charge interprétative encore plus importante et à formuler ce constat expérimental au moyen de la proposition :

**$P_4$ :** « Au terme de la mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ au moyen de l'appareil de mesure $M$, l'état physique actuel du système $S$ a effectué un saut quantique dans l'état physique actuel représenté par $\left| a_k \right\rangle$. »

L'événement physique constaté serait celui du saut quantique de l'état physique actuel du système étudié dans un état physique actuel bien défini.

Cependant, nous avons vu que l'hypothèse du saut quantique est insatisfaisante en raison des problèmes qu'elle soulève[1]. Écarter l'hypothèse du saut quantique, est-ce suffisant pour nous mettre à l'abri de toute difficulté ? Il apparaît que non, puisque les hypothèses $H_1$ et $H_2$, conduisent au problème de la mesure[2]. Il demeure donc également problématique d'exprimer le résultat de mesure au moyen de la proposition $P_3$, laquelle repose sur les hypothèses $H_1$ et $H_2$.

En mécanique quantique, l'interprétation des événements expérimentaux en termes d'événements physiques ne fait pas l'objet d'un réel consensus. En un certain sens, il existe autant de manières d'interpréter les événements expérimentaux en termes d'événements

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.2.
2. *Cf. supra*, Chapitre 2.

physiques qu'il existe d'interprétations de la mécanique quantique. (À cet égard, nous pourrions discuter à nouveau les diverses interprétations dont il a été question au Chapitre 3.) Néanmoins, si l'activité de recherche associée à la mécanique quantique est stabilisée, cela signifie qu'*à un certain niveau*, il y a un consensus. Il doit donc exister une interprétation *suffisamment minimale* pour qu'elle soit acceptée par tous les physiciens et n'engendre aucun problème.

Qu'en est-il d'une proposition telle que $P_1$ ? Bien qu'elle fasse l'objet d'un consensus et ne soit pas problématique, une proposition de ce type ne renvoie qu'à un événement expérimental. L'information qu'elle véhicule est relative à un appareil de mesure particulier. Si elle reste non-interprétée, cette information ne peut être exploitée par les physiciens pour réaliser la même expérience *via* un autre dispositif expérimental dans un autre laboratoire, elle ne peut être comparée aux résultats d'autres expériences. L'interprétation de l'événement expérimental en terme d'événement physique doit donc également être *suffisamment riche* pour assurer le succès de l'activité de recherche, c'est-à-dire pour apporter aux physiciens toute l'information nécessaire afin qu'ils puissent reproduire l'expérience dans un autre laboratoire et obtenir le même résultat.

Ce raisonnement nous conduit à soutenir que le résultat de mesure doit être exprimé par la proposition $P_2$ : « Au terme de la mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ au moyen de l'appareil de mesure $M$, la valeur $a_k$ a été obtenue. ». La charge interprétative que véhicule $P_2$ est, d'une part, suffisamment minimale pour faire l'objet d'un consensus et ne pas soulever de problème, et d'autre part, suffisamment riche pour garantir que l'activité de recherche en microphysique fonctionne avec succès. Pour que cette proposition soit non-problématique, il est nécessaire, toutefois, que les termes qui la composent soient désinvestis des représentations d'ordre ontologique que leur attachent les partisans d'une approche réaliste, lesquelles représentations soulèvent des difficultés. Rappelons quelles sont ces difficultés.

Le terme « système », selon l'acception réaliste, désigne une réalité physique qui existe en elle-même, indépendamment de nous et de nos moyens de connaissance, et qui fait l'objet de nos expériences. Dans l'interprétation standard ainsi que dans les interprétations alternatives avec un arrière-plan réaliste, le « système » en question est généralement identifié à une « particule », c'est-à-dire à une entité physique bien définie qui existerait dans l'absolu. Néanmoins, il apparaît très difficile, voir impossible, de se constituer une représentation intuitive de ce que serait un tel système. La notion de particule, pour être tenable en

mécanique quantique, doit être dépouillée des qualités essentielles que lui conférait la description classique : trajectoire bien définie, position exacte, individualité, etc.[1]

Suivant l'approche pragmatiste que nous défendons, l'existence d'un « système » (d'un « électron » par exemple) n'a de sens que relativement à une certaine activité de recherche, c'est-à-dire relativement à un certain système conceptuel, à certaines procédures expérimentales, à certaines techniques de traitement des événements expérimentaux, etc. La référence à un « système » oriente et structure l'activité de recherche des physiciens. Comme le font remarquer R. I. G. Hughes et Asher Peres indépendamment l'un de l'autre, se référer à un « système » permet de désigner ce qui est commun à un ensemble de préparations expérimentales et de concevoir le lien entre une certaine préparation et une certaine mesure[2]. Ce que l'on peut dire à propos d'un « système » – *i.e.* les propriétés que l'on peut lui assigner – ne doit pas être dissocié de cette activité de recherche. Employer ce terme ne nous contraint nullement à croire en l'existence d'une entité bien définie qui existerait dans l'absolu. Pour éviter toute difficulté, il est préférable d'assigner au terme « système » une signification strictement *pragmatique*[3]. Nous chercherons à expliciter davantage cette signification au chapitre suivant.

En ce qui concerne le terme « mesure », il renvoie, dans l'acception réaliste, au processus par lequel les physiciens déterminent, à l'aide d'un appareil de mesure, la valeur d'une observable sur un système. Par « observable », les réalistes entendent alors une grandeur physique mesurable caractérisant le système en lui-même. Dans l'idéal, une mesure ne devrait pas perturber l'état physique du système étudié, elle devrait correspondre au processus de la réception passive et fidèle d'une information concernant le système. Mais en mécanique quantique, une mesure de ce type n'est plus concevable dans le cas général. Suivant l'interprétation standard, le rôle joué par l'appareil de mesure lors de la survenue d'un résultat n'est pas négligé. Il est supposé que l'appareil de mesure provoque un saut quantique, c'est-à-dire une perturbation incontrôlable de l'état physique actuel du système étudié. Pour autant, suivant l'hypothèse $H_2$, le résultat de mesure peut être rapporté strictement à l'état physique actuel du système étudié, et non pas à celui de l'appareil de mesure ; en d'autres termes, le résultat de mesure nous donne une information sur le système tel qu'il est en lui-même au

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.2.3.
2. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 83-84 ; Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 24.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.6.

terme de la mesure. Mais bien entendu, l'hypothèse du saut quantique, à son tour, soulève un ensemble de difficultés.

D'un point de vue pragmatiste, l'appareil de mesure ne peut être conçu simplement comme un objet physique qui *révèle* un événement physique. Celui-ci impose une structuration au monde avec lequel nous interagissons et contribue à *produire* l'événement physique. Effectuer une « mesure » consiste à mettre en place un dispositif de mesure et à effectuer certaines manipulations expérimentales qui conduisent à la survenue d'un événement physique. Peres écrit en ce sens que « la physique quantique […] est incompatible avec l'idée qu'en effectuant des mesures, nous découvrons une réalité inconnue mais préexistante », et ajoute qu'« une mesure ne correspond pas à une acquisition passive de connaissance. C'est un processus actif […] »[1]. Au chapitre suivant, nous tâcherons également de clarifier la signification *pragmatique* du terme « mesure ».

D'après notre investigation, un « résultat de mesure » en mécanique quantique ne peut être exprimé que par une proposition telle que $P_2$, et non telle que $P_3$ ou $P_4$. Cela signifie que ce qui est « actuel » pour les physiciens au terme d'une mesure, ce n'est pas *l'état physique d'un système*, mais *la valeur d'une observable qui est mesurée sur un système au moyen d'un appareil de mesure*. Autrement dit, le « résultat de mesure » correspond à l'événement physique de *la possession par une observable, mesurée sur un système au moyen d'un appareil de mesure, d'une valeur bien définie au terme de la mesure*. Par la suite, nous dirons plus brièvement « l'événement physique de *la possession par une observable d'une valeur bien définie au terme de la mesure* ». La précision « au terme de la mesure » a son importance, puisque le résultat de mesure ne nous donne aucune information sur ce qui est actuel *avant* le processus de la mesure (si tant est que quelque chose puisse être tenu comme « actuel » avant le processus de la mesure). Il n'est question ici que d'une conclusion intermédiaire. Il nous faut encore déterminer si ce qui est « actuel » au terme d'une mesure peut être rapporté au système étudié en lui-même.

1. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 17.

## 4.7 Le caractère contextuel de l'actuel

L'actuel peut-il être dissocié du contexte expérimental dans lequel les physiciens le constatent, et ce faisant, être rapporté au système tel qui est en lui-même ? En d'autres termes, sommes-nous en droit de considérer que l'observable mesurée est une grandeur physique *du système en soi* et que *la possession par cette observable d'une valeur actuelle bien définie au terme de la mesure* correspond à l'instanciation d'une propriété *du système en soi* ? Se pose ici la question de la possibilité de dissocier ce que nous tenons pour actuel à l'issue d'une mesure de la structuration imposée par nos moyens *instrumentaux* de connaissance.

### *4.7.1 L'article EPR*

En avançant l'hypothèse de la *contextualité*, Bohr apporte une réponse négative à cette question. Cette hypothèse, dont il a été question à la Sous-Section 3.2.2, est exprimée par Bohr en ces termes : « il faut tenir compte de la totalité du dispositif de mesure pour décrire le phénomène de façon bien définie »[1]. D'après lui, l'actuel que les physiciens constatent au terme d'une mesure (*i.e.* la possession par une observable d'une valeur actuelle bien définie au terme de la mesure) ne peut être rapporté au système tel qu'il est en lui-même en raison de « l'impossibilité de toute séparation nette entre le comportement des objets atomiques et leur interaction avec les instruments de mesure servant à définir les conditions sous lesquelles le phénomène se manifeste »[2].

Pour préciser la conception de Bohr, considérons le fait suivant, qui caractérise la mécanique quantique et qui est lié à la non-commutativité des opérateurs qui représentent des observables incompatibles :

> **Impossibilité de fait (*IF*) :** Soient un système *S* et deux observables mutuellement incompatibles *A* et *B* pouvant être mesurées sur *S*. Si une mesure de *A* est réalisée sur *S* à l'instant *t* (et que, par suite, nous pouvons attribuer à *A* une valeur actuelle bien définie à cet instant *t*), il est impossible *de fait* de déterminer, *au moyen de la mécanique quantique*, la valeur actuelle de *B* à cet instant *t*.

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 286. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 185 et 301 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 4 et 92.
2. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 207.

Suivant l'hypothèse de la contextualité de Bohr, cette impossibilité de fait serait due à une impossibilité *de principe* : dans le contexte expérimental caractérisé par la mesure de *A* sur *S*, il est impossible *par principe* de déterminer la valeur actuelle de *B*. Cela signifie qu'à l'instant *t* de la mesure de *A* sur *S*, il n'y a pas même de sens de dire que *B* possède en acte une valeur bien définie.

Selon Bohr, la possession par l'observable *A* d'une valeur actuelle bien définie et la possession par l'observable *B* d'une valeur actuelle bien définie sont des propriétés *complémentaires* du système *S*, des propriétés qui sont définies dans des contextes expérimentaux mutuellement exclusifs. Dans la mesure où elle rend compte de toutes les propriétés complémentaires d'un système microscopique, la mécanique quantique peut être tenue pour une théorie *complète*[1].

Bohr a suggéré plusieurs preuves de l'individualité, et donc indirectement, de la contextualité – l'argument récurrent étant celui du caractère « incontrôlable » de l'interaction entre le système étudié et l'appareil de mesure. Or l'examen qui a été mené à la Sous-Section 3.2.2 de ces différentes preuves a révélé que celles-ci sont toutes contestables. La justification que donne Bohr de l'hypothèse de la contextualité n'est pas satisfaisante.

Partant, rien ne nous interdit, *au vue des arguments avancés par Bohr*, de supposer que *IF* est une impossibilité qui caractérise uniquement la mécanique quantique, et ne résulte pas d'une impossibilité de principe[2]. De ce point de vue, la mécanique quantique ne constituerait pas une théorie qui décrit de manière complète les systèmes microscopiques. Une nouvelle théorie permettant de déterminer les valeurs actuelles d'observables incompatibles sur un même système, au même instant, serait envisageable.

En 1935, Einstein et deux de ses collaborateurs, Boris Podolsky et Nathan Rosen, publient un article intitulé « Peut-on considérer que la mécanique quantique donne de la réalité physique une description complète ? »[3]. Cet article, qui est l'un des plus débattus dans

1. *Cf. supra*, Sous-Section 3.2.2.
2. Indiquons d'emblée que les développements théoriques et expérimentaux plus récents (dont il sera question à partir de la Sous-Section 4.7.4), tendent à remettre en question une telle supposition.
3. Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit*. Cet article a été traduit en français in : Einstein, A., *Quanta, mécanique statistique et physique quantique*, tr. fr., Paris : Seuil, 1990, pp. 224-230. Comme le fait remarquer Arthur Fine, pour des raisons de langue, l'article a été rédigé par Podolsky et non par Einstein, comme en témoigne une lettre écrite par Einstein à Schrödinger et datant du 19 juin 1935 (*cf.* Fine, A., *The Shaky Game: Einstein Realism and the Quantum Theory*, Chicago: The University of Chicago Press, 1996, p. 35).

l'histoire de la physique et auquel il est fait référence par le sigle « EPR », vise à montrer que la mécanique quantique *n'est pas* une théorie complète de la « réalité physique », c'est-à-dire ne répond pas au critère suivant :

> **Critère d'une théorie « complète » :** « Chaque élément de la réalité physique doit avoir un correspondant dans la théorie physique. »[1]

Einstein, Podolsky et Rosen adoptent ici un cadre de pensée clairement réaliste, suivant lequel la connaissance se conçoit en terme de *correspondance* d'une théorie avec le monde en soi, ou suivant leur expression avec la « réalité physique » ou « réalité objective », cette dernière étant tenue pour « indépendante de toute théorie »[2].

La stratégie des trois auteurs consiste à neutraliser l'idée bohrienne du caractère « incontrôlable » de l'interaction lors d'une mesure, pour pouvoir attribuer une propriété actuelle à un système *S* tel qui est en soi. À cette fin, ils imaginent une expérience, rebaptisée par la suite « expérience EPR », qui met en jeu un second système ayant interagi avec *S*. Par l'intermédiaire d'une mesure sur ce second système et en vertu de la corrélation de ce système avec *S*, les auteurs estiment qu'une propriété actuelle peut être attribuée en propre au système *S*. Puisque aucune mesure n'est réalisée *directement* sur ce système, celui-ci n'interagit pas avec un appareil de mesure. Il n'y a donc pas de paramètre « incontrôlable » relativement à son état physique actuel. Cette stratégie est mise en lumière par Willem de Muynck qui écrit : « Il me semble que l'expérience EPR a été inventée précisément pour éviter l'interaction avec l'instrument de mesure »[3].

Examinons l'article EPR plus en détail. Quelles sont les hypothèses essentielles qui interviennent dans l'argumentation en faveur de l'incomplétude de la mécanique quantique ? Deux hypothèses sont habituellement mises en avant : l'une est d'ordre philosophique, l'autre est une hypothèse physique. L'hypothèse d'ordre philosophique est exprimée sous la forme d'un « critère » qui permet d'identifier ce qui, dans le formalisme, renvoie à un « élément de réalité physique ». Einstein, Podolsky et Rosen le formule ainsi : « Si, sans perturber le

1. Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op cit.*, p. 777 (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 225).
2. *Ibid.*, p. 777 (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 224). Sur cette conception réaliste de la connaissance, *cf.* : *supra*, Sous-Section 1.2.1.
3. De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *Foundations of Physics* **16** (1986), p. 978. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 974-975.

système en aucune façon, nous pouvons prédire avec certitude (c'est-à-dire avec une probabilité égale à 1) la valeur d'une grandeur physique, alors il existe un élément de réalité physique correspondant à cette grandeur physique. »[1].

Remarquons que cette formulation comporte deux points de litiges. Premièrement, la signification de l'expression « sans perturber le système en aucune façon » est jugée ambiguë par Bohr. Il s'agit là d'un problème d'interprétation de la mécanique quantique sur lequel nous reviendrons à la prochaine sous-section. Deuxièmement, l'expression « nous pouvons prédire » peut être comprise en deux sens et cette ambiguïté est reconnue aujourd'hui comme relevant d'une mauvaise formulation du critère. À ce propos, Bernard d'Espagnat écrit :

> […] ce membre de phrase est ambigu. Il peut vouloir dire, soit (i) que des données sont effectivement disponibles, qui permettent la prédiction, soit (ii), de façon plus générale, qu'une mesure *pourrait procurer* les données nécessaires à la prédiction[2].

Suivant la distinction d'Abner Shimony, « nous pouvons prédire » est entendu, dans la première alternative, au sens « fort », et dans la seconde alternative, au sens « faible »[3]. D'Espagnat explicite les deux critères de réalité physique auxquels cette distinction donne lieu. Suivant le « critère de réalité 1 » (sens fort), « si des données sont disponibles permettant de prédire avec certitude, et sans aucunement perturber un système, la valeur d'une grandeur physique appartenant à ce système, il existe un élément de réalité correspondant à cette grandeur physique »[4]. Tandis que suivant le « critère de réalité 2 » (sens faible), « si la situation est telle qu'il serait possible, sans aucunement perturber un système, de se procurer des données qui permettraient de prédire avec certitude la valeur d'une grandeur physique appartenant à ce système, il existe un élément de réalité correspondant à cette grandeur physique »[5].

Plusieurs auteurs pensent que la démonstration d'Einstein, Podolsky et Rosen ne fonctionne que si elle fait appel au second critère. Comme le soutient notamment d'Espagnat, « pour que le raisonnement soit valable il faut que le critère soit vrai dans ce second sens »[6].

---

1. Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op cit.*, p. 777 (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 225).
2. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 153.
3. Shimony, A., *Search for a Naturalistic World View, Vol. II*, *op. cit.*, p. 187.
4. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 154.
5. *Idem*.
6. *Ibid.*, p. 153.

Ou Shimony d'affirmer : « L'argument EPR ne marche que si "nous pouvons prédire" est entendu au sens faible »[1].

Mais ceci n'est pas tout à fait exact. Comme l'ont montré de manière indépendante Michael Redhead, d'un côté, et Adán Cabello et Guillermo García-Alcaine, de l'autre, il est possible d'établir l'incomplétude de la mécanique quantique, dans l'esprit de l'article EPR, en partant d'un critère de réalité physique qui prend « nous pouvons prédire » au sens fort[2]. Signalons que le critère tel qu'il est explicité par Redhead ne fait pas intervenir la précision « sans perturber le système en aucune façon »[3]. Selon lui, cette précision « mélange la localité ou le principe de non-perturbation avec le critère de réalité, ce qui rend la structure logique de l'argument plus obscure »[4].

Il est vrai que, si « nous pouvons prédire » est compris au sens fort, c'est que l'on considère une situation où nous disposons déjà de l'information permettant de faire la prédiction. Or, il va de soi que *faire une prédiction* ne peut perturber un système. La précision « sans perturber le système en aucune façon », dans ce cas, est superflue.

En revanche, suivant le critère de réalité physique où « nous pouvons prédire » est compris au sens faible, on considère une situation où nous ne disposons pas de l'information permettant de faire la prédiction. Pour se procurer cette information, il s'agit d'effectuer une certaine mesure. Or, une mesure directe sur un système, suivant l'interprétation standard de la mécanique quantique, « perturbe » ce système. Dans le dessein de contourner cette idée de perturbation, Einstein, Podolsky et Rosen imaginent le cas particulier d'une mesure fournissant l'information recherchée, mais une mesure qui ne porte pas directement sur le système auquel on s'intéresse, et qui de ce fait, ne le perturbe pas. La précision « sans perturber le système en aucune façon » est donc essentielle si, dans le critère de réalité physique, « nous pouvons prédire » est compris au sens faible.

---

1. Shimony, A., *Search for a Naturalistic World View, Vol. II*, *op. cit.*, p. 187.
2. Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, Ch. 3 ; Cabello, A. and García-Alcaine, G., "Quantum Mechanics and Elements of Reality Inferred from Joint Measurements", *Journal of Physics A* **30** (1997), 725-732.
3. Redhead énonce le critère comme suit : « Si nous pouvons prédire avec certitude, ou avec une probabilité 1 à n'importe quel degré de précision que ce soit, le résultat de la mesure d'une quantité physique à l'instant *t*, alors, à l'instant *t*, il existe un élément de réalité correspondant à la quantité physique et possédant une valeur égale au résultat de mesure prédit » (Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, p. 72).
4. *Ibid.*, p. 78.

Il est peu probable qu'Einstein, Podolsky et Rosen, s'ils avaient entendu « nous pouvons prédire » au sens fort, n'aient pas remarqué que cette précision est superflue dans l'énoncé du critère de réalité physique. Cela nous incline à penser qu'ils entendaient « nous pouvons prédire » au sens faible.

Pour rester au plus près de leur raisonnement, nous prendrons donc pour point de départ le critère de réalité physique formulé à la manière du « critère de réalité 2 » (sens faible) de d'Espagnat, mais avec certaines modifications :

> **Critère de réalité physique (*RP*) :** Si la situation est telle qu'il est possible de réaliser une mesure qui procure des données permettant de prédire avec certitude la valeur d'une observable sur un système à l'instant *t*, sans que cette mesure ne perturbe le système, alors, à l'instant *t*, il existe un élément de réalité physique attaché au système correspondant à cette observable.

Nous avons remplacé « il serait possible » par « il est possible » pour souligner que dans la situation envisagée, il est question d'une possibilité *effective* et non d'une possibilité tributaire de la satisfaction d'une condition supplémentaire, comme le suggère d'Espagnat probablement de façon involontaire. Contrairement à lui, nous avons indiqué que le moyen par lequel les « données » peuvent être acquises est expérimental (*via* une mesure) et non théorique (*via* un calcul). En outre, pour éviter toute ambiguïté, nous avons introduit une précision temporelle. (Nous verrons à la prochaine sous-section qu'une précision doit encore être faite afin de mettre en lumière toutes les hypothèses que font tacitement Einstein, Podolsky et Rosen à travers ce critère.)

Qu'en est-il de l'hypothèse physique ? Bien qu'essentielle dans la construction de la preuve, elle n'est explicitée par Einstein que postérieurement à la publication de l'article de 1935. Celle-ci revient à rejeter l'existence de toute action instantanée à distance. En 1949, Einstein formule cette hypothèse en ces termes : « la situation réelle de fait du système $S_1$ est indépendante de ce qui est fait avec le système $S_2$, qui est spatialement séparé du premier »[1].

1. Einstein, A., "Autobiographical Notes", in: Schilpp, P. (ed.), *Albert Einstein: Philosopher-Scientist, Vol. I*, La Salle (Illinois): Open Court, 1969, p. 85. Cette hypothèse est également formulée par Einstein sous la forme du « principe des actions par contiguïté » : « L'idée qui caractérise l'indépendance relative des choses distantes spatialement (*A* et *B*) est la suivante : toute influence extérieure s'exerçant sur *A* n'a aucun effet sur *B* qui ne soit *médiatisé*. » (Einstein, A., „Quanten-Mechanik und Wirklichkeit", *Dialectica* **2** (1948), 320-324 ; tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 247).

D'Espagnat reformule cette hypothèse comme suit[1] :

> **Localité einsteinienne (*LE*) :** « Si $R_1$ et $R_2$ sont deux régions d'espace-temps spatialement séparées, la situation de fait, réelle dans $R_1$ est indépendante de ce qui est fait dans $R_2$. »

Soulignons que cette hypothèse est en accord avec la théorie de la relativité restreinte, où il est supposé, plus précisément, qu'il n'existe pas d'action se propageant à une vitesse supérieure à celle de la lumière[2]. Ce point est certainement très important aux yeux d'Einstein. Mais, dans un article de 1948, il invoque deux autres arguments en faveur de l'hypothèse *LE*. Le premier est un argument de type transcendantal : « Sans cette hypothèse d'existence autonome (un « être-ainsi ») des choses spatialement distantes – hypothèse issue, à l'origine, de notre expérience de tous les jours –, la pensée physique, au sens qui nous est habituel, serait impossible. »[3]. Le second argument est basé sur l'expérience :

> Lorsque je considère les phénomènes physiques que je connais, et particulièrement ceux dont traite avec tant de succès la mécanique quantique, je n'aperçois nulle part de situation où il m'apparaisse comme vraisemblable que l'on doive abandonner [*LE*][4].

Voyons à présent en consiste plus exactement l'expérience EPR et comment celle-ci est décrite suivant l'interprétation standard de la mécanique quantique[5]. Soit un système $S$ composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$. Soit $A$ une observable sur le sous-système $S_1$, et $\hat{A}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^{S_1}$ qui représente cette observable $A$, avec $\{|\, a_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{a_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$. De même, soit $B$ une observable sur le sous-système $S_2$, et $\hat{B}$ l'opérateur de l'espace de

1. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 146 (nous avons modifié la notation par souci de cohérence avec le corps du texte).
2. *Cf. supra*, Sous-Section 1.3.1.
3. Einstein, A., „Quanten-Mechanik und Wirklichkeit", *op. cit.* (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 247).
4. *Idem* (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 248).
5. Nous reprenons et prolongeons la présentation que nous avons faite de cette expérience à la Sous-Section 2.3.2. Nous adaptons la présentation de l'expérience de l'article d'Einstein, Podolsky et Rosen. Dans un souci de clarté, nous introduisons notamment le paramètre du temps. Toutefois, la présentation faite ici reste fidèle à l'argument original.

Hilbert $H^{S_2}$ qui représente cette observable *B*, avec $\{\,|\, b_i \,\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$.

Admettons qu'entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$, les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ interagissent l'un avec l'autre, puis se séparent et se situent, à l'instant $t_3$, dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées, notées respectivement $R_1$ et $R_2$ (*cf.* Figure 4.1). En raison de l'interaction initiale entre $S_1$ et $S_2$, le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$, à l'instant $t_3$, sera, dans le cas général, non-factorisable. Admettons que ce vecteur d'état puisse se formuler comme suit[1] :

$$\left|\, \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \,|\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_i \,\rangle \qquad (4.1)$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes.

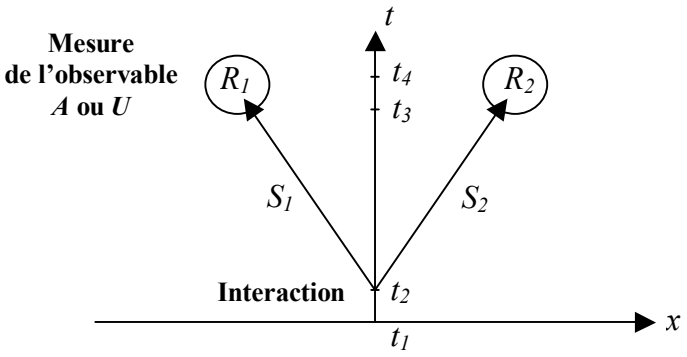



**Figure 4.1** Schéma de l'expérience EPR

**Situation (*i*) :** Supposons qu'à l'instant $t_3$, la mesure de l'observable *A* soit effectuée sur le sous-système $S_1$ et fournisse comme résultat la valeur $a_k$. D'après l'interprétation standard, il convient alors d'appliquer le postulat de projection au vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ de la manière suivante[2] :

1. Dans le cas général, le vecteur d'état associé à un système composé dont les sous-systèmes ont interagi prend la forme d'une double somme de produits tensoriels (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.2, équation (2.23)). Cependant, il existe toujours une décomposition bi-orthogonale d'un tel vecteur d'état, telle que ce dernier se formule comme une simple somme de produits tensoriels telle que (4.1) (*cf.* les références citées en notes à la Sous-Section 2.3.2).
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.1, équation (2.35).

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_4) \right\rangle = \frac{\hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right| \hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle}} \tag{4.2}$$

$$= \frac{\left| a_k \right\rangle \langle a_k | \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} c_j^* \langle a_j | \otimes \langle b_j | \left| a_k \right\rangle \langle a_k | \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle}} = \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \tag{4.3}$$

Ce vecteur d'état est maintenant factorisé. Il est donc séparable : au terme de la mesure, à l'instant $t_4$, nous pouvons associer aux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ les vecteurs d'état :

$$\left| \psi^{S_1}(t_4) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \tag{4.4}$$

$$\left| \psi^{S_2}(t_4) \right\rangle = \left| b_k \right\rangle \tag{4.5}$$

« C'est en cela que consiste le processus de réduction du paquet d'onde », écrivent Einstein, Podolsky et Rosen à propos de cette description[1].

Nous avons distingué ici $t_4$ de $t_3$. Toutefois, suivant l'interprétation standard, la « réduction du paquet d'onde » que décrit le postulat de projection est supposée survenir de manière instantanée (il s'agit d'un saut quantique)[2]. En réalité, nous avons donc $t_3 \equiv t_4$.

L'équation (4.5) nous permet de prédire *avec certitude* que le résultat de la mesure de l'observable *B* sur le sous-système $S_2$, si elle était effectuée à l'instant $t_4$, serait la valeur $b_k$. Or, étant donné que les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ se situent dans deux régions d'espace-temps $R_1$ et $R_2$ qui sont spatialement séparées, nous devons admettre, suivant *LE*, que la mesure de l'observable *A* sur le sous-système $S_1$ ne perturbe en aucune manière le sous-système $S_2$. C'est ce que veulent dire Einstein, Podolsky et Rosen lorsqu'ils écrivent :

> […] étant donné qu'à l'époque de la mesure les deux systèmes n'interagissent plus, le deuxième système ne peut être le siège d'aucun changement réel qui serait la conséquence de quelque chose que l'on aurait fait au premier système[3].

Par conséquent, la mesure de l'observable *A* sur le sous-système $S_1$ procure des données permettant de prédire avec certitude la valeur de l'observable *B* sur le sous-système $S_2$, à

1. Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op cit.*, p. 779 (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 227).
2. Sur la différence entre « réduction » et « saut quantique », *cf.* : *supra*, Sous-Section 2.3.1.
3. *Idem* (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 228).

l'instant $t_4$, sans que cette mesure ne perturbe $S_2$. À l'instant $t_3$, la possibilité de mesurer l'observable *A* sur le sous-système $S_1$ implique, suivant *RP*, qu'il existe, à l'instant $t_4$, un élément de réalité physique attaché à $S_2$ correspondant à l'observable *B*.

Pour plus de clarté, explicitons les différentes étapes du raisonnement d'Einstein, Podolsky et Rosen :

**1.** De fait : $P_1$ = [Il est possible de mesurer *A* sur $S_1$ dans $R_1$.]

**2.** En vertu de la mécanique quantique : $P_2$ = [Si la mesure de *A* sur $S_1$ dans $R_1$ était réalisée, nous pourrions prédire avec certitude la valeur de *B* sur $S_2$ dans $R_2$.]

**3.** En vertu de *LE* : $P_3$ = [Étant donné que $R_1$ et $R_2$ sont spatialement séparées, la mesure de *A* sur $S_1$ dans $R_1$, si elle était réalisée, ne perturberait pas $S_2$.]

**4.** En vertu de $P_2$ & $P_3$ : $P_4$ = [Si la mesure de *A* sur $S_1$ dans $R_1$ était réalisée, nous pourrions prédire avec certitude la valeur de *B* sur $S_2$ dans $R_2$, sans que cette mesure ne perturbe $S_2$.]

**5.** En vertu de $P_1$ & $P_4$ & *RP* : $P_5$ = [Il existe un élément de réalité physique attaché à $S_2$ dans $R_2$ correspondant à *B*.]

où les $\{P_i\}$ sont les propositions successives pouvant être avancées.

Les trois auteurs remarquent qu'il est également possible de considérer, à l'instant $t_3$, deux autres observables *U* et *V*, sur les sous-systèmes respectivement $S_1$ et $S_2$, telles que *U* est incompatible avec *A*, et *V* est incompatible avec *B*. Soit $\hat{U}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^{S_1}$ qui représente l'observable *U*, avec $\{|u_j\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{u_j\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $j = 1,..., N$. De même, soit $\hat{V}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^{S_2}$ qui représente cette observable *V*, avec $\{|v_j\rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{v_j\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $j = 1,..., N$. Supposons que certains des coefficients $\{c_i\}$ soient tels que $|c_r| = |c_s|$ avec $r \neq s$, de sorte qu'il existe plusieurs décompositions bi-orthogonales du vecteur d'état (4.1)[1]. Admettons en particulier que :

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.3.

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle = \sum_{j=1}^{N} d_j \left| u_j \right\rangle \otimes \left| v_j \right\rangle \tag{4.6}$$

où les $\{ d_j \}$ sont des nombres complexes.

**Situation (*ii*) :** Supposons que nous choisissions, à l'instant $t_3$, d'effectuer sur le sous-système $S_1$ la mesure, non pas de l'observable *A*, mais de l'observable *U*, et que celle-ci fournisse comme résultat la valeur $u_l$. Comme précédemment, d'après l'interprétation standard, il convient d'appliquer le postulat de projection au vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ de la manière suivante :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_4) \right\rangle = \frac{\hat{P}_{|\, u_l \,\rangle} \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right| \hat{P}_{|\, u_l \,\rangle} \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle}} \tag{4.7}$$

$$= \frac{\left| u_l \right\rangle \left\langle u_l \right| \sum_{j=1}^{N} d_j \left| u_j \right\rangle \otimes \left| v_j \right\rangle}{\sqrt{\sum_{m=1}^{N} d_m^* \left\langle u_m \right| \otimes \left\langle v_m \right| \left| u_l \right\rangle \left\langle u_l \right| \sum_{j=1}^{N} d_j \left| u_j \right\rangle \otimes \left| v_j \right\rangle}} = \left| u_l \right\rangle \otimes \left| v_l \right\rangle \tag{4.8}$$

Ce vecteur d'état est maintenant factorisé. Il est donc séparable. Au terme de la mesure, à l'instant $t_4$, nous pouvons associer aux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ les vecteurs d'état :

$$\left| \psi^{S_1}(t_4) \right\rangle = \left| u_l \right\rangle \tag{4.9}$$

$$\left| \psi^{S_2}(t_4) \right\rangle = \left| v_l \right\rangle \tag{4.10}$$

Comme précédemment, nous avons distingué ici $t_4$ de $t_3$ par souci de clarté. Toutefois, suivant l'interprétation standard, le saut quantique que décrit le postulat de projection est instantanée. En réalité, nous avons donc $t_3 \equiv t_4$.

Le raisonnement précédent peut à nouveau être invoqué :

**1.** De fait : $\widetilde{P}_1$ = [Il est possible de mesurer *U* sur $S_1$ dans $R_1$.]

**2.** En vertu de la mécanique quantique : $\widetilde{P}_2$ = [Si la mesure de *U* sur $S_1$ dans $R_1$ était réalisée, nous pourrions prédire avec certitude la valeur de *V* sur $S_2$ dans $R_2$.]

**3.** En vertu de *LE* : $\widetilde{P}_3$ = [Étant donné que $R_1$ et $R_2$ sont spatialement séparées, la mesure de *U* sur $S_1$ dans $R_1$, si elle était réalisée, ne perturberait pas $S_2$.]

**4.** En vertu de $\widetilde{P}_2$ & $\widetilde{P}_3$ : $\widetilde{P}_4$ = [Si la mesure de $U$ sur $S_1$ dans $R_1$ était réalisée, nous pourrions prédire avec certitude la valeur de $V$ sur $S_2$ dans $R_2$ , sans que cette mesure ne perturbe $S_2$ .]

**5.** En vertu de $\widetilde{P}_1$ & $\widetilde{P}_4$ & $RP$ : $\widetilde{P}_5$ = [Il existe un élément de réalité physique attaché à $S_2$ dans $R_2$ correspondant à $V$.]

où les $\{\widetilde{P}_i\}$ sont les propositions successives pouvant être avancées.

De fait, $P_1$ et $\widetilde{P}_1$ sont conjointement vraies, c'est-à-dire qu'il est possible de mesurer l'observable $A$ ou $U$ sur $S_1$ dans $R_1$. Les deux raisonnements qui ont été explicités permettent de tirer la conclusion suivante : en vertu des hypothèses *RP* et *LE*, le formalisme de la mécanique quantique montre qu'il existe un élément de réalité physique correspondant à l'observable $B$ et un élément de réalité physique correspondant à l'observable $V$ sur le même sous-système $S_2$, au même instant. Comme l'écrivent Einstein, Podolsky et Rosen : « nous sommes arrivés à la conclusion que deux grandeurs physiques correspondant à des opérateurs qui ne commutent pas peuvent avoir une réalité simultanée »[1]. Une théorie « complète », suivant leur critère, devrait donc nous permettre d'assigner une valeur actuelle bien définie à des observables incompatibles sur un même système au même instant.

Mais le vecteur d'état (4.5) ne rend pas compte de ces deux éléments de réalité physique. Il en va de même pour le vecteur d'état (4.10). Par conséquent, aucun de ces deux vecteurs d'état, pris individuellement, ne permet de représenter de manière complète l'état physique actuel de $S_2$ à l'instant $t_4$. Einstein, Podolsky et Rosen de conclure : « la description de la réalité physique donnée par des fonctions d'onde [*i.e.* par des vecteurs d'état] n'est pas complète »[2].

Dans un article de 1936[3], Einstein reformule l'argument de l'article EPR. À supposer que la mécanique quantique soit complète, ou plus précisément, que le vecteur d'état associé à un système décrive de façon complète son état physique actuel (hypothèse $H_1$), l'expérience EPR conduit à un « paradoxe »[4] : suivant $H_1$, l'état physique actuel d'un système, à un instant

1. Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op cit.*, p. 780 (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 229).
2. *Idem*.
3. Einstein, A., "Physics and Reality", *Journal of the Franklin Institute* **221** (1936), p. 376.
4. *Idem*.

donné, peut dépendre de la mesure que l'on réalise, à cet instant, sur un autre système qui est pourtant séparé dans l'espace. Michael Redhead remarque, à juste titre, qu'il s'agit là d'« un paradoxe, non pas au sens strictement logique, mais au sens où nous avons affaire à une conclusion contre-intuitive, à savoir une violation de la localité einsteinienne »[1].

En 1949, revenant encore une fois sur l'article EPR, Einstein formule le résultat de façon plus claire :

> […] le paradoxe nous force à renoncer à l'une des deux affirmations suivantes
> (1) la description au moyen de la fonction $\psi$ est *complète*
> (2) les états réels d'objets spatialement séparés sont indépendants l'un de l'autre[2].

Comme le souligne Arthur Fine, qui cite ce passage, « la théorie pose un dilemme entre la complétude et la [localité einsteinienne] ; les deux ne peuvent être vraies »[3]. Redhead parle à ce propos du « dilemme d'Einstein »[4].

Pour Einstein, il ne saurait être question de renoncer à *LE*, et ce, pour les raisons indiquées plus haut. On élude le « paradoxe », selon lui, uniquement en écartant l'affirmation (1), autrement dit en admettant que la mécanique quantique n'offre pas une description complète de la « réalité physique ».

Cette conclusion permet à Einstein de remettre en question l'idée selon laquelle le caractère probabiliste de la mécanique quantique serait le reflet du caractère indéterministe du monde lui-même. Il écrit :

> Le caractère statistique de la présente théorie serait donc une conséquence nécessaire de l'incomplétude de la description des systèmes en mécanique quantique, et il n'existerait plus aucune raison de supposer qu'un fondement futur de la physique soit basé sur la statistique[5].

Einstein a la conviction que le monde est intrinsèquement déterministe. Parlant de la mécanique quantique, il écrit : « La théorie nous apporte beaucoup de choses, mais elle nous rapproche à peine des secrets du Vieux. De toute façon, je suis convaincu que Lui, au moins, ne joue pas aux dés. »[6]. De son point de vue, la mécanique quantique correspond à une théorie

1. Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, p. 76.
2. Einstein, A., "Remarks to the Essays Appearing in this Volume", in: Schilpp, P. (ed.), *Albert Einstein: Philosopher-Scientist, Vol. II*, La Salle (Illinois): Open Court, 1970, p. 632.
3. Fine, A., *The Shaky Game*, *op. cit.*, p. 38.
4. Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, p. 76.
5. Einstein, A., "Autobiographical Notes", in: Schilpp, P. (ed.), *Albert Einstein*, *op. cit.*, p. 87.
6. Lettre d'Einstein à Born du 4 décembre 1926, citée in : Einstein, A., *Quanta*, *op. cit.*, p. 216.

statistique traitant d'« ensembles » de systèmes microscopiques et non de systèmes microscopiques individuels : « La fonction $\psi$ ne décrit en aucune manière un état qui serait celui d'un système singulier ; elle se rapporte plutôt à plusieurs systèmes, à un "ensemble de systèmes" au sens de la mécanique statistique »[1].

### *4.7.2 La réponse de Bohr à l'article EPR*

Dans un article portant le même titre que celui d'Einstein, Podolsky et Rosen et publié dans la même année, Bohr réplique comme suit :

> **Réponse de Bohr (*Rép-B*) :** […] l'énoncé du critère de réalité physique proposé par Einstein, Podolsky et Rosen contient une ambiguïté relative au sens de l'expression « sans aucunement perturber le système ». Évidemment, il n'est pas question dans un tel cas d'une perturbation mécanique du système étudié pendant le dernier stade de la mesure. Mais, même à ce stade, la question essentielle est celle *d'une influence sur les conditions mêmes qui définissent les types possibles de prédictions relatives au comportement futur du système*. Comme ces conditions constituent un élément inhérent à la description de tout phénomène auquel le terme de « réalité physique » peut être attaché à juste titre, nous voyons que l'argumentation des auteurs ne leur donne pas le droit de conclure que la description par la mécanique quantique est essentiellement incomplète[2].

Comme en conviennent de nombreux spécialistes de la mécanique quantique, ce passage, qui est pourtant central dans l'article de Bohr, ne se distingue pas par sa clarté d'expression[3]. Plus tard, Bohr écrira lui-même : « En relisant ces passages, je suis profondément conscient de leur

---

1. Einstein, A., "Physics and Reality", *op. cit.*, p. 375. De même, dans une lettre à Schrödinger, Einstein écrit que « la fonction $\psi$ ne décrit pas l'état d'*un* système, mais plutôt (statistiquement) un ensemble de systèmes » (Lettre d'Einstein à Schrödinger du 8 août 1935, citée in : Fine, A., *The Shaky Game*, *op. cit.*, p. 50). Pour une discussion de l'interprétation statistique d'Einstein, *cf.* : Fine, A., *The Shaky Game*, *op. cit.*, Ch. 4. *Cf.* aussi : Lettre d'Einstein à Pauli du 2 mai 1948, citée in : Einstein, A., *Quanta*, *op. cit.*, p. 249.
2. Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *Physical Review* **48** (1935), p. 699 (tr. fr. de ce passage : Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 238-239). Bohr a d'abord réagi à l'article EPR dans une lettre d'une page dans la revue « Nature » (Bohr, N., "Quantum Mechanics and Physical Reality", *Nature* **136** (1935), 65).
3. *Cf.* par exemple : Popper, K., *La théorie quantique et le schisme en physique*, *op. cit.*, p. 147 ; De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 979 ; Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, p. 51.

gaucherie d'expression qui doit avoir rendu difficile à suivre l'enchaînement de l'argumentation »[1].

Plusieurs formulations synthétiques du raisonnement de Bohr ont été proposées. Par exemple, de Muynck résume celui-ci en ces termes :

> Si *A* est mesurée, alors *B* est déterminée par la corrélation entre *A* et *B*. Si *U* est mesurée, alors *V* est déterminée par la corrélation entre *U* et *V*. Puisque *A* et *U* sont incompatibles, elles ne peuvent être mesurées simultanément. Ainsi, si *A* est mesurée, *U* n'est pas définie, et *V* ne l'est pas non plus. Par conséquent, *B* et *V* ne sont pas définies simultanément, et la conclusion d'incomplétude de EPR n'est pas justifiée[2].

John Honner formule le raisonnement de manière plus concise encore : « il est impossible de calculer simultanément la position et l'impulsion de la particule non mesurée, puisqu'il est impossible de mesurer simultanément la position et l'impulsion de la première particule »[3]. Suivant la notation adoptée ci-dessus, cette phrase se traduit par : « il est impossible de calculer simultanément la valeur de *B* et de *V* sur le sous-système non mesuré $S_2$, puisqu'il est impossible de mesurer simultanément la valeur de *A* et de *U* sur le sous-système $S_1$ ».

### *Mise à plat du raisonnement de Bohr*

Bien que ces formulations apparaissent correctes, elles laissent dans l'ombre les hypothèses sous-jacentes au raisonnement de Bohr. Nous proposons donc d'expliciter l'enchaînement des idées de Bohr afin de mettre en lumière les hypothèses auxquelles il fait appel. Par ce biais, nous pourrons mieux comprendre ce qui le conduit à réfuter la conclusion de l'article EPR.

Bohr considère l'expérience EPR et applique la mécanique quantique aux deux situations (*i*) et (*ii*) (discutées à la sous-section précédente) de la même façon que le font Einstein, Podolsky et Rosen. Dans la situation (*i*), le résultat de la mesure de l'observable *A* sur le sous-système $S_1$ nous conduit, *via* le postulat de projection, à associer un nouveau vecteur d'état au sous-système $S_2$ au terme de cette mesure, *i.e.* à l'instant $t_4$. En vertu de ce nouveau vecteur

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 239.
2. De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, pp. 979-980 (nous avons modifié les notations par souci de cohérence avec le corps du texte). *Cf.* aussi : De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 246.
3. Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, p. 129.

d'état, il est possible de prédire avec certitude le résultat que fournirait la mesure de l'observable *B* sur le sous-système $S_2$, si cette mesure était réalisée à l'instant $t_4$. Il en va de même dans la situation (*ii*). En bref, la première étape du raisonnement de Bohr revient à dire :

**Étape 1 :**

- Dans la situation (*i*), il est possible de prédire avec certitude le résultat de la mesure de *B* sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$.
- Dans la situation (*ii*), il est possible de prédire avec certitude le résultat de la mesure de *V* sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$.

Il concède à Einstein, Podolsky et Rosen que dans les deux situations (*i*) et (*ii*), la mesure réalisée sur $S_1$ ne perturbe aucunement $S_2$. C'est pourquoi dans *Rép-B*, il soutient : « il n'est pas question dans un tel cas d'une perturbation mécanique du système étudié pendant le dernier stade de la mesure ». Dans un court article intitulé « Mécanique quantique et réalité physique », qui précède sa réponse détaillée, il écrit de même : « dans les mesures en question, toute interaction mécanique du système et des instruments de mesure est exclue »[1]. (Dans ces deux citations, le « système étudié » ou « système » correspond au sous-système $S_2$.)

Pour autant, Bohr ne tire pas de l'étape 1 des conclusions sur les propriétés que $S_2$ possèderait en propre – *i.e.* indépendamment de ce qui est fait en $R_1$ –, comme le font Einstein, Podolsky et Rosen. Par contre, il attire l'attention sur les prédictions certaines *qu'il n'est pas possible de faire* dans chacune des deux situations. Dans la situation (*i*), le nouveau vecteur d'état associé au sous-système $S_2$ à l'instant $t_4$ n'est pas un vecteur propre de l'opérateur $\hat{V}$ qui représente l'observable *V*, étant donné que *V* est incompatible avec *B*. Par conséquent, *il n'est pas possible* de prédire avec certitude le résultat que donnerait la mesure de *V* sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$. De même dans la situation (*ii*) concernant l'observable *B*. Nous explicitons ainsi la seconde étape du raisonnement de Bohr, qui, soulignons-le, reste tout à fait acceptable pour Einstein, Podolsky et Rosen (mais que, eux, n'utilisent pas dans leur raisonnement) :

1. Bohr, N., "Quantum Mechanics and Physical Reality", *op. cit.*, 65.

**Étape 2 :**

- Dans la situation (*i*), *il n'est pas possible* de prédire avec certitude le résultat de la mesure de $V$ sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$.
- Dans la situation (*ii*), *il n'est pas possible* de prédire avec certitude le résultat de la mesure de $B$ sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$.

Ce point apparaît, dans l'article de Bohr, au terme de la discussion d'une expérience concrète qui lui permet d'illustrer l'expérience EPR :

> […] si nous choisissons de mesurer l'impulsion de l'une des particules, nous perdons, à travers le déplacement incontrôlable qui est inévitable lors d'une telle mesure, toute possibilité de déduire du comportement de cette particule la position du diaphragme relatif au reste de l'appareil, et, par suite, nous n'avons absolument aucune base pour des prédictions concernant la location de l'autre particule[1].

Selon nous, les propos de Bohr gagneraient en précision si la dernière partie de la citation était transformée comme suit : « par suite, nous n'avons absolument aucune base pour *prédire avec certitude* la location de l'autre particule ». En effet, dans la situation (*i*) par exemple, il est incorrect d'affirmer que le nouveau vecteur d'état associé au sous-système $S_2$ à l'instant $t_4$ ne permet pas de faire des prédictions concernant le résultat que donnerait la mesure de $V$ sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$. Par contre, ces prédictions ne sont pas certaines, mais seulement probabilistes.

Plusieurs passages dans l'article de Bohr nous incitent à penser qu'il accepte l'idée d'Einstein, Podolsky et Rosen selon laquelle la mesure de $A$ (ou $U$) sur $S_1$ constitue une « mesure indirecte »[2] de $B$ (respectivement $V$) sur $S_2$, c'est-à-dire une mesure qui permet de déterminer la valeur actuelle de $B$ (respectivement $V$) sur $S_2$[3]. Reprenant son exemple concret, il écrit :

1. Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit.*, p. 699.
2. Cette expression n'est pas employée par Einstein, Podolsky et Rosen eux-mêmes, mais par leurs commentateurs.
3. À ce propos, *cf.* : De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, pp. 984-985 ; De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 249 ; D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 235-236.

> […] il est clair qu'une unique mesure subséquente soit de la position soit de l'impulsion de l'une des particules, va automatiquement déterminer la position ou, respectivement, l'impulsion de l'autre particule avec n'importe quelle précision souhaitée[1].

Comme l'a montré de Muynck, cette interprétation est tenable à condition que, à l'instant de la mesure de $A$ (ou $U$) sur $S_1$, ne soit pas réalisée sur $S_2$ la mesure d'une observable incompatible avec $B$ (respectivement $V$)[2]. (Nous allons revenir sur ce point à la prochaine sous-section.)

Par suite, Bohr tient pour valide l'inférence du *caractère bien défini* de la valeur d'une observable sur un système, à partir du fait qu'il est possible de prédire avec certitude le résultat que fournirait la mesure de cette observable sur ce système, si celle-ci était réalisée. Dans la situation (*i*), par exemple, le fait qu'il soit possible de prédire avec certitude le résultat que donnerait la mesure de $B$ sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$, permet d'inférer le caractère bien défini de la valeur de $B$ sur $S_2$.

Toutefois, contrairement à Einstein, Podolsky et Rosen, Bohr s'oppose à l'idée que la mesure indirecte d'une observable sur un système, parce qu'elle ne le perturbe pas, *révèle* la valeur actuelle de cette observable sur ce système, au sens où le système possédait en acte cette propriété immédiatement avant cette mesure, et donc, indépendamment de la réalisation éventuelle de cette mesure. Reprenant la dernière citation de Bohr ci-dessus, d'Espagnat écrit à ce propos :

> Étant donné qu'il est bien certain que Bohr ne considérait pas ces quantités [*i.e.* la position et l'impulsion] comme (toutes deux) prédéterminées (de concert) avant toute mesure, cette phrase ne peut être interprétée comme signifiant que la mesure en question ne fera que nous *informer* de la valeur que la grandeur physique correspondante *a et avait* précédemment sur l'autre particule[3].

Conformément à la conception de Bohr, dans l'exemple de la situation (*i*), la mesure indirecte de $B$ sur $S_2$ ne *révèle* pas la valeur que cette observable possédait en acte *immédiatement avant cette mesure* ; par contre, la réalisation de la mesure indirecte de $B$ sur $S_2$ fait que cette observable possède en acte une valeur bien définie *au terme de cette mesure*. L'hypothèse qui

1. Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit.*, p. 699.
2. De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 985 ; De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 252.
3. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 235-236.

est avancée ici est celle de la *contextualité* : la réalisation de la mesure indirecte de $B$ sur $S_2$ modifie le contexte expérimental dans lequel se trouve $S_2$ ; et dans ce nouveau contexte expérimental, nous pouvons légitimement considérer que l'observable $B$ possède en acte une valeur bien définie.

Que faut-il conclure au sujet des observables pour lesquelles il n'est pas possible de faire des prédictions certaines ? Suivant l'hypothèse de la contextualité de Bohr, il n'est pas légitime d'affirmer que ces observables possèdent en acte une valeur définie. Par exemple, dans la situation (*i*), la réalisation de la mesure de $A$ sur $S_1$ ne permet pas de prédire avec certitude le résultat que donnerait la mesure de $V$ sur $S_2$, si celle-ci était réalisée à l'instant $t_4$ ; par conséquent, cette mesure ne peut être vue comme une mesure indirecte de $V$ sur $S_2$ ; de l'hypothèse de la contextualité, il suit que $V$ *ne* possède *pas* en acte une valeur bien définie à l'instant $t_4$ . Autrement dit, la réalisation de la mesure de $A$ sur $S_1$ modifie le contexte expérimental dans lequel se trouve $S_2$ ; et dans ce nouveau contexte expérimental, nous *ne* pouvons *pas* légitimement considérer que l'observable $V$ possède en acte une valeur bien définie.

De Muynck formule l'hypothèse de la contextualité en rapport à cette discussion de l'expérience EPR comme suit : « du point de vue de Bohr, le postulat quantique exprime le fait qu'il n'y a pas de sens de supposer qu'un objet possède une quelconque valeur pour une quelconque variable en dehors du contexte de la situation de la mesure permettant de déterminer cette valeur »[1]. Par exemple, il n'y a de sens de supposer que l'observable $V$ possède en acte une valeur bien définie à un instant $t$ uniquement si $S_2$ se trouve dans un contexte expérimental où une mesure (directe ou indirecte) est réalisée de cette observable à cet instant $t$.

En vertu de cette hypothèse de contextualité et de l'identification de Bohr à la fois entre « prédiction certaine concernant $B$ (ou $V$) » et « mesure (indirecte) de $B$ (ou $V$) », et entre « absence de prédiction certaine concernant $B$ (ou $V$) » et « absence de mesure de $B$ (ou $V$) », nous avons :

1. De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 978.

**Étape 3 :**

- Dans la situation (*i*) où la mesure de *A* sur $S_1$ a été réalisée, le contexte expérimental, à l'instant $t_4$, est tel que *B* possède en acte une valeur bien définie, mais *V ne* possède *pas* en acte une valeur bien définie.
- Dans la situation (*ii*) où la mesure de *U* sur $S_1$ a été réalisée, le contexte expérimental, à l'instant $t_4$, est tel que *V* possède en acte une valeur bien définie, mais *B ne* possède *pas* en acte une valeur bien définie.

Lors de cette étape, on attire l'attention sur la différence essentielle entre les contextes expérimentaux qui caractérisent chacune des deux situations (*i*) et (*ii*). Bohm et Hiley expriment cette différence ainsi :

> [selon Bohr], il n'existe aucune manière légitime de concevoir les propriétés [du sous-système $S_2$] hors du contexte expérimental dans lequel elles sont mesurées. Le contexte nécessaire pour concevoir [la valeur de l'observable *B* sur le sous-système $S_2$] est, par conséquent, incompatible avec celui qui est nécessaire pour concevoir [la valeur de l'observable *V* sur le même sous-système $S_2$]. Cela signifie que même si nous pouvons prédire les propriétés [du sous-système $S_2$] à partir de celles [du sous-système $S_1$] sans perturber [le sous-système $S_2$], il n'existe aucune situation expérimentale pour le [sous-système $S_2$] dans laquelle les deux prédictions ci-dessus pourraient avoir une signification en même temps[1].

Comme l'écrit Peres, « selon Bohr, chaque dispositif expérimental doit être considéré séparément. En particulier, aucune conclusion ne peut être tirée de la comparaison des résultats possibles d'expériences qui sont mutuellement incompatibles »[2].

Cette troisième étape du raisonnement de Bohr, qui n'est pas acceptable pour Einstein, Podolsky et Rosen parce qu'elle se base sur l'hypothèse de la contextualité, est exprimée dans le court article « Mécanique quantique et réalité physique » comme suit : « la procédure de mesures a une influence essentielle sur les conditions dans lesquelles repose la définition même des quantités physique en question »[3]. Dans l'enchaînement des idées formulées par Bohr, cette affirmation tient la même place que celle, moins explicite selon nous, qui figure dans *Rép-B* : « la question essentielle est celle *d'une influence sur les conditions mêmes qui*

1. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, pp. 136-137.
2. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 150.
3. Bohr, N., "Quantum Mechanics and Physical Reality", *op. cit.*, 65.

*définissent les types possibles de prédictions relatives au comportement futur du système* »[1]. À noter que l'équivalence de ces deux affirmations tend à confirmer l'idée selon laquelle Bohr infère le caractère bien défini de la valeur d'une observable sur un système à partir du fait qu'il est possible de prédire avec certitude le résultat que fournirait la mesure de cette observable sur ce système, si celle-ci était réalisée, et ce faisant, assimile la mesure de *A* (ou *U*) sur $S_1$ à une mesure indirecte de *B* (respectivement *V*) sur $S_2$.

De ce qui est affirmé dans l'étape 3, Bohr peut alors tirer la conclusion suivante :

> **Étape 4 :**
>
> Dans chacune des deux situations (*i*) et (*ii*), la mécanique quantique décrit de façon complète les propriétés qui sont bien définies dans le contexte expérimental en question. Elle permet de déterminer les valeurs des observables pour lesquels il y a un sens de dire qu'elles possèdent des valeurs bien définies.

La mécanique quantique offre, suivant les termes de Bohr, « une description complètement rationnelle des phénomènes physiques, tels que ceux que l'on rencontre dans des processus atomiques »[2]. Il montre ainsi que suivant son interprétation de la mécanique quantique, la conclusion de l'article EPR doit être rejetée.

### *Contextualité versus non-contextualité*

Il faut insister sur un point. Bohr ne montre pas que le raisonnement de l'article EPR comporte une incohérence[3]. Il montre seulement que si l'on adopte *son* interprétation de la

---

1. Pour se convaincre de l'équivalence de ces deux affirmations, il suffit de comparer *Rép-B* avec le passage plus complet de l'article « Mécanique quantique et réalité physique » : « […] le critère [*RP*] contient une ambiguïté essentielle lorsqu'elle est appliquée aux problèmes de la mécanique quantique. Il est vrai que dans les mesures en question, toute interaction mécanique du système et des instruments de mesure est exclue, mais un examen plus précis révèle que la procédure de mesures a une influence essentielle sur les conditions dans lesquelles repose la définition même des quantités physique en question. Puisque ces conditions doivent être considérées comme un élément inhérent à tout phénomène auquel le terme de « réalité physique » peut être appliqué de manière non-ambiguë, la conclusion [d'Einstein, Podolsky et Rosen] n'apparaît pas être justifiée » (Bohr, N., "Quantum Mechanics and Physical Reality", *op. cit.*, 65).
2. Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit.*, 696.
3. Alan Hájek et Jeffrey Bub ont mis en évidence le fait que la structure logique du raisonnement de l'article EPR est valide, contrairement à ce que certains auteurs, tels que Fine ou Don Howard, prétendent (Hájek, A. and Bub, J., "EPR", *Foundations of Physics* **22** (1992), p. 321).

mécanique quantique, laquelle repose sur l'hypothèse de la contextualité, alors la conclusion de l'article EPR ne s'impose pas.

À ce propos, la dernière phrase de *Rép-B* prête a confusion. Dans la première partie de cette phrase (« Comme ces conditions constituent un élément inhérent à la description de tout phénomène auquel le terme de "réalité physique" peut être attaché à juste titre, […] »), Bohr fait une affirmation qui se base sur l'hypothèse de la contextualité. En effet, les « conditions » dont parle ici Bohr sont fixées par le contexte expérimental. Suivant l'hypothèse de la contextualité, le contexte expérimental détermine si un phénomène (tel que la possession par une observable d'une valeur actuelle bien définie) a lieu ou non, c'est-à-dire si on peut ou non lui assigner le statut de « réalité physique ». Dans la seconde partie de cette phrase, Bohr prétend pouvoir récuser la légitimité de la conclusion de l'article EPR : « […] nous voyons que l'argumentation des auteurs ne leur donne pas le droit de conclure que la description par la mécanique quantique est essentiellement incomplète ». Il serait plus juste de soutenir : « nous voyons que l'argumentation des auteurs, *s'ils acceptent l'hypothèse de la contextualité*, ne leur donne pas le droit de conclure que la description par la mécanique quantique est essentiellement incomplète ».

Mais Einstein, Podolsky et Rosen rejettent l'hypothèse de la contextualité. D'après eux, le phénomène de la possession par une observable d'une valeur actuelle bien définie possède une « réalité physique » indépendamment du fait qu'un appareil conçu pour mesurer cette observable soit actuellement mis en place ou non. Ils sont tout à fait conscients que si l'hypothèse de la contextualité était valable, il ne serait pas acceptable d'assigner une « réalité physique » à deux observables incompatibles sur un même système au même instant, et par suite, la conclusion de l'incomplétude de la mécanique quantique ne pourrait pas être tirée :

> De fait, on n'aboutirait pas aux mêmes conclusions en imposant que deux, ou plusieurs, grandeurs puissent n'être considérées comme des éléments de réalité simultanément que si elles peuvent être mesurées ou prédites simultanément. Si l'on adopte ce point de vue, les quantités $B$ et $V$ ne sont pas simultanément réelles puisque l'on peut prédire soit l'une, soit l'autre, mais pas les deux ensemble[1].

C'est parce qu'ils savent que Bohr adhère à un tel critère de réalité physique que les trois auteurs ont imaginé, dans leur article, une situation où la mesure sur le système s'effectue indirectement à distance *via* un autre système. Ils ont probablement supposé que Bohr

1. Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op cit.*, p. 780 (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, pp. 229-230 ; nous avons modifié les notations par souci de cohérence avec le corps du texte).

concèderait que la réalité physique relative au système étudié est indépendante du fait qu'un appareil conçu pour réaliser une mesure indirecte *à distance* sur ce système soit actuellement mis en place ou non, autrement dit, que dans cette situation extrême l'hypothèse de la contextualité n'est plus tenable. Mais la réponse de Bohr contredit cette supposition. Pour lui, nous l'avons vu, la réalisation d'une mesure indirecte à distance sur un système modifie le contexte expérimental, lequel définit ce qui peut recevoir le titre de « réalité physique » relativement à ce système. Comme l'on remarqué Einstein, Podolsky et Rosen, de l'hypothèse bohrienne, « il résulte que la réalité de $B$ et $V$ dépend de l'opération de mesure que l'on effectue sur le [sous-système $S_1$], sans perturber le [sous-système $S_2$] en aucune façon »[1] (Bohr aurait précisé « sans perturber *de façon mécanique* »). Alors que Bohr admet cette conséquence, celle-ci est inacceptable pour Einstein, Podolsky et Rosen : « Aucune définition de la réalité un tant soit peu raisonnable n'autorise cela »[2].

Nous constatons ainsi que l'origine du conflit entre Einstein, Podolsky et Rosen, d'un côté, et Bohr, de l'autre, se situe à un niveau philosophique : ils défendent une conception différente de ce qu'est la « réalité physique ». Selon Einstein, Podolsky et Rosen, la « réalité physique » d'une observable sur un système n'est pas tributaire du fait qu'un appareil conçu pour mesurer cette observable soit mis en place ou non (hypothèse de non-contextualité). En d'autres termes, la « réalité physique » renvoie aux systèmes *tels qu'ils sont en eux-mêmes*. En revanche, selon Bohr, la « réalité physique » d'une observable sur un système est assujettie à la mise en place d'un appareil conçu pour mesurer cette observable (hypothèse de contextualité). Autrement dit, la « réalité physique » renvoie aux systèmes *tels qu'ils nous apparaissent, ou peuvent nous apparaître, dans le contexte d'une mesure*.

C'est cette divergence de point de vue qui, dans le cadre de l'expérience EPR, les conduit à des conclusions opposées. Comme l'écrit de Muynk, « dans le fameux article d'Einstein, Podolsky et Rosen, ce n'était pas pour la réalité *observée*, mais pour la réalité *objective*, *non-observée*, qu'il s'agissait de démontrer qu'elle ne peut être décrite de manière complète par la mécanique quantique »[3]. Pour Bohr, en revanche, la question de la « complétude » de la mécanique quantique n'a de sens que relativement à la description des systèmes

1. *Ibid.*, p. 780 (tr. fr. : Einstein, *Quanta*, *op. cit.*, p. 230 ; nous avons modifié les notations par souci de cohérence avec le corps du texte).
2. *Idem*.
3. De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 974.

microscopiques tels qu'ils sont ou peuvent être observés. Certes, Einstein, Podolsky et Rosen, tout comme Bohr, sont d'accord pour dire que dans l'expérience EPR, il est question d'un *système* sur lequel on envisage l'une ou l'autre de deux mesures indirectes à distance qui sont mutuellement exclusives. Cependant, ce qui faut entendre ici par le terme « système » ne fait pas l'objet d'un consensus. Henry Folse met en lumière la différence de point de vue :

> D'après le point de vue d'Einstein, il semble que l'on ait un « libre choix » entre deux mesures qu'il est possible de réaliser sur *un même système*. Cependant, si l'on fait l'hypothèse de Bohr suivant laquelle, pour donner une signification empirique à des termes tels que « position » et « impulsion », le terme « système » doit être interprété comme ce qui est observé, alors, puisque les configurations expérimentales nécessaires pour les observations respectives de la position et de l'impulsion sont mutuellement exclusives, l'on doit conclure que les deux observations font référence aux propriétés de *deux objets phénoménaux différents*. Par conséquent, du point de vue de Bohr, une mesure de position doit décrire un objet phénoménal différent de celui qui est décrit lors d'une détermination de l'impulsion. Il n'existe simplement pas de « même système », au sens d'un objet phénoménal dont la position *et* l'impulsion peuvent être observées.
>
> En bref, l'argument EPR suppose que dans le cas de l'interaction nécessaire pour déterminer la valeur du paramètre représentant une observable phénoménale, il demeure possible de décrire le système indépendamment de cette interaction comme possédant des propriétés correspondant à celles qui caractérisent ses apparences phénoménales. Par conséquent, d'après Einstein, la modification de l'appareil d'observation (une interaction pour l'observation de l'impulsion prend place au lieu de l'interaction pour l'observation de la position) n'influence pas la « propriété » du « système », parce que la propriété, en tant que propriété d'un objet réel indépendant, a une « réalité » indépendamment de ses manifestations phénoménales[1].

En d'autres termes, Einstein, Podolsky et Rosen présupposent, dans leur article, que la réalité décrite par la mécanique quantique peut être dissociée de son contexte. C'est cette hypothèse implicite de non-contextualité qui a été remise en cause par Bohr.

À quel niveau du raisonnement d'Einstein, Podolsky et Rosen, explicité plus haut, cette hypothèse de non-contextualité intervient-elle ? Selon nous, celle-ci s'immisce à l'étape 5 du raisonnement, par le biais du critère de réalité physique *RP*. Dans *RP*, on considère une situation où il est seulement *possible* de réaliser une mesure qui procure des données permettant de prédire avec certitude la valeur d'une observable sur un système. Et de cette simple *possibilité*, on infère l'existence d'un élément de réalité physique correspondant à cette observable. En clair, on admet que cette inférence reste valable, que la mesure en question soit effectivement réalisée ou non. Or, la réalisation de la mesure modifie le contexte

1. Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, pp. 151-152.

expérimental. Par conséquent, *RP* contient implicitement l'hypothèse de non-contextualité. Nous proposons de reformuler le critère *RP* pour rendre cette hypothèse explicite :

> **Critère de réalité physique explicite (*RP**) :** Si la situation est telle qu'il est possible de réaliser une mesure qui procure des données permettant de prédire avec certitude la valeur d'une observable sur un système à l'instant *t*, sans que cette mesure ne perturbe le système, alors, à l'instant *t*, il existe un élément de réalité physique attaché au système correspondant à cette observable, indépendamment du fait que la mesure en question soit effectivement réalisée ou non.

Par conséquent, l'étape 5 du raisonnement d'Einstein, Podolsky et Rosen doit être modifiée comme suit :

**5*.** En vertu de $P_1$ & $P_4$ & $RP^*$ (ou $\widetilde{P}_1$ & $\widetilde{P}_4$ & $RP^*$) : $P_5^*$ (resp. $\widetilde{P}_5^*$) = [Il existe un élément de réalité physique attaché à $S_2$ dans $R_2$ correspondant à *B* (resp. à *V*), indépendamment du fait que la mesure de *A* (resp. *U*) sur $S_1$ dans $R_1$ soit effectivement réalisée ou non.]

Si le raisonnement d'Einstein, Podolsky et Rosen avait été explicité de cette manière, Bohr aurait très certainement rejeté expressément le critère *RP** (et donc $P_5^*$ et $\widetilde{P}_5^*$), plutôt que d'écrire simplement que « l'énoncé du critère de réalité physique proposé par Einstein, Podolsky et Rosen contient une ambiguïté relative au sens de l'expression "sans aucunement perturber le système" ». Selon l'hypothèse de contextualité de Bohr, une mesure réalisée sur $S_1$ dans $R_1$ modifie le contexte expérimental qui détermine quels sont les éléments de réalité physique qui peuvent être attachés à $S_2$ dans $R_2$. Contrairement à $P_5^*$ (ou $\widetilde{P}_5^*$), il ne peut donc exister un élément de réalité physique attaché à $S_2$ dans $R_2$ correspondant à *B* (resp. à *V*) si la mesure de *A* (resp. *U*) sur $S_1$ dans $R_1$ n'a pas effectivement été réalisée.

Il est à noter que la précision « indépendamment du fait que la mesure en question soit effectivement réalisée ou non », faite dans *RP**, pourrait être remplacée par « même si la mesure en question n'est pas effectivement réalisée ». Il apparaît dans ce cas que le critère de réalité physique repose sur une hypothèse contrafactuelle (*i.e.* contraire aux faits), puisque ce critère consiste à inférer l'existence d'une réalité physique à partir d'une mesure qui, dans les faits, n'a pas été réalisée. Plusieurs auteurs ont souligné que cette hypothèse contrafactuelle

intervient implicitement dans le raisonnement d'Einstein, Podolsky et Rosen[1]. Comme l'écrit par exemple, Leslie Ballentine :

> [L'hypothèse contrafactuelle ("counterfactual definiteness")] survient dans l'argument EPR lorsqu'ils affirment que si nous avions mesuré la position de la particule #1, nous aurions pu connaître la position $x_2$ de la particule #2, et si nous avions mesuré l'impulsion de la particule #1, nous aurions pu connaître l'impulsion $p_2$ de la particule #2. Bien que seulement l'une de ces mesures peut être réalisée en acte dans un cas unique, la conclusion que les deux valeurs $x_2$ et $p_2$ sont bien définies dans la nature est une instanciation de [l'hypothèse contrafactuelle][2].

Et comme le soutient d'Espagnat, « la célèbre critique de E.P.R. par Bohr peut être considérée comme le rejet, par Bohr, de cet élément [de contrafactualité] »[3]. Nous reviendrons sur la question de la contrafactualité à la Sous-Section 4.7.5. Nous relèverons ici le point suivant : accepter l'hypothèse de non-contextualité implique que l'on admette comme valides les hypothèses contrafactuelles comme celle indiquée ci-dessus.

***Perturbation incontrôlable, phénomène et contextualité chez Bohr en 1935***

Les spécialistes de Bohr s'accordent pour dire que sa réponse à l'article EPR marque une étape importante dans l'évolution de sa pensée. Voyons pourquoi. Il est à signaler premièrement qu'à partir de 1935, Bohr a clarifié sa définition de la notion de « phénomène »[4]. Dans les années antérieures à 1935, il écrit par exemple que « toute mesure permettant de suivre les mouvements des "individus" isolés implique nécessairement une perturbation dans le cours des phénomènes »[5], suggérant ainsi, peut-être malgré lui, qu'il y aurait un sens à parler d'un phénomène indépendamment du contexte de sa manifestation. Dans sa réponse à l'article EPR, il soutient au contraire qu'il faut inclure le contexte expérimental dans « la description de tout phénomène auquel le terme de « réalité physique » peut être attaché à juste titre ». De façon plus claire encore, il écrira en 1955 :

---

1. Hájek, A. and Bub, J., "EPR", *op. cit.*, pp. 318-321 ; Ballentine, L., *Quantum Mechanics: A Modern Development*, Singapore: World Scientific, 1998, p. 608.
2. *Idem*.
3. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 154.
4. À ce propos, *cf.* par exemple : Scheibe , E., *The Logical Analysis of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 20-25 ; Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr*, *op. cit.*, pp. 154-161 ; Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 244-256.
5. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, pp. 9-10.

> On parle quelquefois […] de « perturbation du phénomène par l'observation » ou de « création par les mesures d'attributs physiques des objets atomiques ». De telles expressions risquent cependant de créer une confusion, car des mots comme phénomène et observation, attribut et mesure, sont employés ici d'une manière qui n'est pas compatible ni avec le langage courant, ni avec leur définition pratique. Il est en effet plus correct, dans une description objective, de ne se servir du mot phénomène que pour rapporter des observations obtenues dans des conditions parfaitement définies, dont la description implique celle de tout le dispositif expérimental[1].

D'après Bohr, tout phénomène est un phénomène observé au moyen d'un certain appareil de mesure. Tout phénomène est relatif à la fois à un système et à un appareil de mesure.

En outre, la discussion de l'expérience EPR a conduit Bohr à réviser sa conception de l'individualité ou de la contextualité. L'hypothèse de contextualité qu'il défend avant 1935 consiste à soutenir qu'il est impossible d'identifier dans un phénomène, ce qui serait la contribution du système séparé de l'appareil de mesure avec lequel il interagit, et ce, parce que cette interaction est « incontrôlable », ou en d'autres termes, parce que la « perturbation » du système par l'appareil de mesure ne peut jamais être déterminée. L'hypothèse de la contextualité qu'il défend à partir de 1935 apparaît plus générale. D'après celle-ci, il est impossible d'identifier dans un phénomène, ce qui serait la contribution du système séparé de *tout* le contexte expérimental, lequel peut être modifié par une mesure réalisée dans un lieu distant du système en question, comme dans l'expérience EPR. Un phénomène peut donc être défini relativement à un système et à un appareil de mesure avec lequel il n'interagit pas directement, mais avec lequel il a une certaine *relation*. Par exemple, dans l'expérience EPR, la *relation* entre le système $S_2$, qui se trouve dans $R_2$, et un appareil de mesure, noté *M*, qui se trouve dans $R_1$, est due à la corrélation entre $S_2$ et $S_1$ qui interagit avec *M*.

À travers cette généralisation de l'hypothèse de contextualité, Bohr avance une nouvelle notion de phénomène : un phénomène est relatif à un système ainsi qu'à tout appareil de mesure avec lequel ce système est en relation. Max Jammer a insisté sur ce changement de la pensée de Bohr vers ce qu'il nomme une « conception relationnelle des états quantiques » :

> […] la description de l'état d'un système n'est pas restreinte à la particule (ou au système de particules) observée, elle exprime une relation entre la particule (ou particules) et tous les dispositifs de mesure impliqués. Sur la base de la conception relationnelle de l'état d'un système, il est bien sûr tout à fait possible que l'état de [*S*] change sans que rien n'interfère mécaniquement avec [*S*][2].

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 258. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 244.
2. Jammer, M., *The Philosophy of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 197-198.

À première vue, la nouvelle hypothèse de contextualité ne fait plus appel à l'idée d'une *perturbation incontrôlable*, idée peu satisfaisante comme nous l'avions souligné précédemment[1], puisque que l'idée même de « perturbation » est en contradiction avec l'hypothèse de contextualité : si l'appareil de mesure *perturbe* l'état physique actuel du système étudié, c'est que ce système se trouvait déjà dans un certain état physique actuel *avant la mesure*, par suite, il y aurait un sens à dire que le système se trouve dans un état physique actuel bien défini *indépendamment de tout dispositif de mesure* (en contradiction avec l'hypothèse de contextualité). D'après plusieurs auteurs, tels qu'Arthur Fine ou Jan Faye, Bohr aurait effectivement évacué cette idée de *perturbation incontrôlable*[2]. Fine de soutenir :

> [À la suite de l'article EPR,] Bohr a abandonné sa doctrine de la perturbation physique réelle pour ce qui pourrait être appelée la doctrine de la perturbation sémantique. Sans justification physique, Bohr soutient l'idée suivant laquelle la mise place du dispositif permettant de mesurer, par exemple, la position de l'une des particules d'une paire implique que tout discours sur l'impulsion linéaire de l'autre particule, sur laquelle aucune mesure n'a été réalisée (et qui n'est donc pas perturbé), est dénué de sens. Je pense qu'il est raisonnable de conclure que l'article EPR a permis de neutraliser la doctrine de la perturbation [physique réelle] de Bohr[3].

Il faut concéder que dans sa réponse de 1935, Bohr ne fait plus usage du terme « perturbation ». Toutefois, il parle encore de l'« interaction » entre le système étudié et l'appareil de mesure, et décrit cette interaction comme étant « incontrôlable ». Il pourrait être argué que le terme « interaction » est compris par Bohr simplement au sens d'une relation entre deux systèmes, une relation dont il veut établir, au final, le caractère inanalysable, indécomposable. Mais le fait est qu'il décompose cette « interaction » en ces composantes que sont l'action et la réaction du système et de l'appareil de mesure. Ainsi évoque-t-il, dans son article de 1935, « l'impossibilité de contrôler la réaction de l'objet sur les instruments de

1. *Cf. supra*, Sous-Section 3.2.2.
2. Fine, A., *The Shaky Game*, *op. cit.*, p. 35 ; Faye, J., *Niels Bohr*, *op. cit.*, p. 205.
3. Fine, A., *The Shaky Game*, *op. cit.*, p. 35. Dans le même esprit que Fine, lorsque celui-ci évoque une « perturbation sémantique », John Honner parle de la « perturbation » du « cadre de référence » dans lequel une observable sur un système peut être bien définie (Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, p. 130). Dans un article plus récent, Fine parle aussi d'une « perturbation "informationnelle" ; i.e., une perturbation dans l'information disponible pour prédire le comportement futur d'un système » (Fine, A., "The Einstein-Podolsky-Rosen Argument in Quantum Theory", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2004/entries/qt-epr/, 2004, p. 9).

mesure »[1] ou l'« échange incontrôlable d'impulsion ou d'énergie entre les objets mesurés et tous les instruments qui définissent le système de référence spatio-temporel »[2]. En outre, en qualifiant l'interaction d'« incontrôlable », c'est bien à ces composantes d'action et de réaction qu'il fait référence. Ce qui est « incontrôlable », ce n'est pas une relation inanalysable, mais l'action ou la réaction du système et de l'appareil de mesure lors de leur mise en relation. Si Bohr n'emploie plus le terme « perturbation », il ne faut y voir, semble-t-il, qu'un changement de vocabulaire. Il est à noter que malgré la disparition de ce terme, Bohr tient des propos ambigus jusqu'en 1962 (l'année de son décès) : « Les analyses d'Heisenberg révélèrent dans quelle mesure l'état du système atomique est influencé pendant une observation par l'interaction inévitable avec les instruments de mesure »[3]. Dans cette citation resurgit explicitement l'idée selon laquelle le système étudié se trouverait dans un certain état physique actuel avant la mesure, ce que Bohr veut justement remettre en cause à travers l'hypothèse de contextualité[4].

En étudiant plus attentivement la réponse de Bohr de 1935, on s'aperçoit, non seulement que l'idée d'une *perturbation incontrôlable* est encore présente, mais que cette idée est convoquée pour justifier la nouvelle hypothèse de contextualité. Certes, dans l'expérience EPR, Bohr met de côté l'idée d'une perturbation incontrôlable du *système étudié* par l'appareil de mesure. Néanmoins, il est question d'une interaction incontrôlable entre l'appareil de mesure et *un autre système* avec lequel le système étudié a préalablement interagi. L'hypothèse de contextualité semble être justifiée comme suit : le contexte expérimental, qui détermine si une observable sur un système possède en acte une valeur bien définie ou non, peut être modifié *de façon incontrôlable* par une mesure réalisée sur un autre système, qui se trouve dans une autre région spatio-temporelle. Telle est la lecture que fait Michel Bitbol de l'article de Bohr :

> Tout en insistant sur l'idée que l'absence d'interaction mécanique *directe* entre un appareil et le sous-système 2 n'implique pas l'absence de modification des types de prédiction le concernant, il fait reposer

1. Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit.*, p. 697.
2. *Ibid.*, p. 702.
3. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 78.
4. Ajoutons que dans son article de 1935, Bohr emploie l'expression « relation d'incertitude » pour désigner les inégalités d'Heisenberg, suggérant ici encore une interprétation allant à l'encontre de son hypothèse de contextualité (*cf. supra*, Sous-Section 3.2.2).

> cette modification sur une « interaction incontrôlable » entre un appareil et le sous-système 1. Bien que la définition du phénomène implique désormais des conditions expérimentales de prévisibilité au sens large, et non pas directement l'interaction incontrôlable du sous-système concerné avec quelque appareil, ces conditions sont-elles mêmes rapportées en fin de parcours à une interaction avec quelque autre sous-système. La notion d'une interaction incontrôlable est donc éloignée, repoussée de proche en proche, de sous-système en sous-système, peut-être indéfiniment, mais elle demeure présente à l'horizon de la réflexion de Bohr comme justification ultime de son holisme contextuel[1].

Loin d'avoir abandonner « sa doctrine de la perturbation physique réelle », comme le pense Fine, il ressort de cette analyse qu'en dernière instance, Bohr justifie sa nouvelle hypothèse de contextualité en faisant intervenir l'idée fort discutable de *perturbation incontrôlable*.

Comme nous l'avons souligné à la Sous-Section 3.2.2, Bohr n'a fourni aucune démonstration satisfaisante de l'hypothèse de contextualité, que ce soit avant ou après 1935. Dans sa réponse à l'article EPR, il laisse entendre qu'il aurait réfuter la conclusion d'incomplétude de la mécanique quantique. Néanmoins, dans la mesure où il n'a pas fourni de preuve valide de l'hypothèse de contextualité, cette réfutation n'apparaît pas acceptable. Tout au plus a-t-il proposé une interprétation alternative à celle d'Einstein, Podolsky et Rosen, une interprétation qui l'a conduit à une conclusion opposée. D'Espagnat soutient en ce sens :

> […] ce que Bohr parvint effectivement à faire a été de montrer que sa *propre* approche était logiquement cohérente. En d'autres termes, il put montrer que ses hypothèses ne comportaient pas de contradictions internes et que, si on les posait, elles entraînaient bien une forme de complétude. Ce que Bohr *ne* parvint *pas* à faire (même si la plupart des physiciens de son époque semblent avoir cru qu'il y était parvenu), ce fut de montrer que son approche à lui était *la seule* à être compatible avec les données quantiques, et que, en particulier, celle de E.P.R. ne l'était pas[2].

### *4.7.3 Vers une hypothèse de contextualité plus restrictive*

À l'encontre de l'idée couramment admise, nous voudrions montrer que le point de vue que défend Bohr dans sa réponse à l'article EPR n'est pas pleinement cohérent. Revenons sur la notion de « mesure indirecte » évoquée plus haut. Selon Bohr, une mesure réalisée sur $S_1$ dans $R_1$ peut modifier le contexte expérimental qui détermine si $B$ sur $S_2$ dans $R_2$ possède en acte une valeur bien définie ou non. En particulier, dans la situation (*i*) de l'expérience EPR, il faut admettre que la mesure de $A$ sur $S_1$ dans $R_1$ a modifié le contexte expérimental de sorte

1. Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 254-255.
2. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 244.

que $B$ sur $S_2$ dans $R_2$ possède en acte une valeur bien définie. En d'autres termes, la mesure de $A$ sur $S_1$ dans $R_1$ constitue une « mesure indirecte » de $B$ sur $S_2$ dans $R_2$. D'après ce que Bohr écrit, une observable peut donc posséder une valeur actuelle bien définie en vertu d'une mesure indirecte. C'est pourquoi, nous proposons d'énoncer l'hypothèse de contextualité avancée par Bohr en 1935 comme suit :

> **Contextualité au sens de Bohr ($C_B$) :** Une observable possède en acte une valeur bien définie à un instant *t si et seulement si* une mesure, directe ou indirecte, de cette observable est réalisée à cet instant *t*.

Ce qui est « actuel » au terme d'une mesure, avions-nous conclu à la Sous-Section 4.6.2, c'est l'événement physique de *la possession par une observable d'une valeur bien définie au terme de la mesure*. Or d'après l'idée de mesure indirecte, un tel événement physique ne survient pas dans une région spatio-temporelle qui est toujours localisée. Certes, il est bien localisé dans le temps (*i.e.* il survient à un instant précis, relativement à un référentiel spatio-temporel donné), mais il ne l'est pas forcément dans l'espace. L'événement physique de *la possession par une observable d'une valeur bien définie au terme de la mesure* met en jeu deux systèmes (à savoir, le système étudié et l'appareil de mesure) qui peuvent se trouver dans deux régions de l'espace très éloignées l'une de l'autre. Pour le dire autrement, l'idée de mesure indirecte implique une nouvelle conception du phénomène : un phénomène est défini relativement à un système et à un appareil de mesure qui peuvent se trouver dans un lieu distant.

En raison de cette nouvelle conception du phénomène, certains auteurs considèrent que l'approche de Bohr repose sur une certaine hypothèse de *non-localité*. Bohm et Hiley écrivent ainsi : « il semble qu'un certain type de non-localité est […] implicite dans l'approche de Bohr, parce que le phénomène lui-même, qui est réparti dans l'espace et le temps, est considéré comme un tout non-analysable »[1]. Ou comme le soutient Redhead :

> […] la réponse de Bohr à l'argument EPR, et son rejet de l'accusation d'incomplétude, revient essentiellement à affirmer que $LOC_2$ peut être violé sans que des effets physiques soient transmis en violation avec [la théorie de la relativité restreinte][2].

Redhead définissant l'hypothèse de non-localité $LOC_2$ en ces termes :

---

1. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 137.
2. *Idem*.

> $LOC_2$ : Une valeur pour une observable, qui avant n'était pas définie, ne peut pas être définie par des mesures réalisées « à distance »[1].

Mais comme le pense à juste titre Bitbol[2], l'expression « non-localité » a une connotation ontologique trop marquée. Elle suggère une idée erronée de ce qu'est réellement la conception de Bohr. D'après lui, un phénomène n'est pas influencé par l'action physique instantanée d'un appareil de mesure distant. Par contre, un tel appareil de mesure fait partie du contexte expérimental qui *rend possible la définition* du phénomène en question. On peut ainsi donner une lecture transcendantale à la conception bohrienne du phénomène. Cette dernière peut se voir comme un « holisme contextuel », pour reprendre l'expression de Bitbol[3].

Il ne peut donc être reproché à Bohr de défendre une interprétation qui serait en contradiction avec l'hypothèse de localité de la théorie de la relativité restreinte. Cependant, cette interprétation fait fasse à un réel problème lorsque l'on fait intervenir des considérations relativistes. Considérons à nouveau la situation (*i*) de l'expérience EPR. Supposons que, entre l'instant $t_2$ (où $S_1$ et $S_2$ ont cessé d'interagir) et l'instant $t_4$ (qui marque le terme de la mesure de $A$ sur $S_1$ dans $R_1$), aucune mesure n'est réalisée sur $S_2$. De prime abord, dans cette situation, l'idée de Bohr selon laquelle la mesure de $A$ sur $S_1$ dans $R_1$ constitue une « mesure indirecte » de $B$ sur $S_2$ dans $R_2$ semble tenable. C'est du moins ce que soutient de Muynk :

> […] c'est une question de goût que de choisir d'accepter [la mesure de $A$ sur $S_1$], dans [cette] situation, comme [une mesure de $B$ sur $S_2$], ou non[4].

Nous allons nous efforcer de montrer, cependant, qu'il n'en va pas ainsi. Faisons l'hypothèse supplémentaire selon laquelle, à un instant $t_5$ postérieur à $t_4$, une mesure de $V$ est réalisée sur $S_2$. Précédemment, pour des raisons de clarté, nous avions fait une distinction entre l'instant qui marque le début d'une mesure et l'instant qui en marque le terme. Mais dans le cas présent, cette distinction n'est d'aucune utilité. Pour simplifier, nous dirons que la mesure de $A$ sur $S_1$ est réalisée à l'instant $t_A$ et que la mesure de $V$ sur $S_2$ est réalisée à l'instant $t_V$.

---

1. Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, p. 77.
2. Communication personnelle.
3. Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 255.
4. De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 985.

Jusque-là, un seul référentiel spatio-temporel a été considéré, celui qui est paramétrisé par la coordonnée spatiale $x$ et le temps $t$. Dans ce référentiel, que nous noterons $\mathcal{R}$, l'instant $t_A$ précède l'instant $t_V$ ; la mesure de $A$ sur $S_1$ est réalisée *avant* la mesure de $V$ sur $S_2$ (*cf.* Figure 4.2).

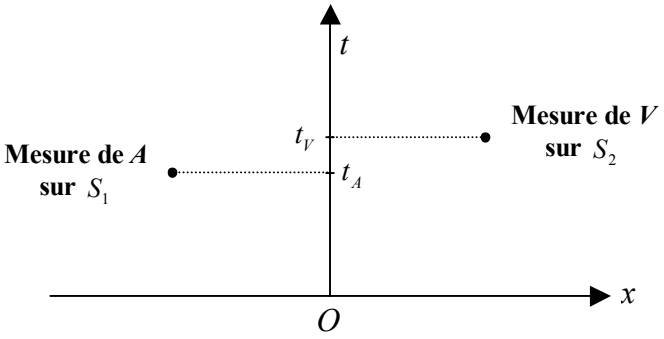



**Figure 4.2** Dans le référentiel $\mathcal{R}$, caractérisé par le repère $Oxt$, la mesure de $A$ sur $S_1$ est réalisée *avant* la mesure de $V$ sur $S_2$

Or, nous pouvons considérer un second référentiel, noté $\mathcal{R}'$ et paramétrisé par la coordonnée spatiale $x'$ et le temps $t'$, qui est en mouvement de translation uniforme par rapport au référentiel $\mathcal{R}$. Dans ce second référentiel, la mesure de $A$ sur $S_1$ survient à l'instant $t'_A$, et la mesure de $V$ sur $S_2$ à l'instant $t'_V$. On peut choisir ce référentiel $\mathcal{R}'$ de sorte que l'instant $t'_A$ est postérieur à l'instant $t'_V$ (*cf.* Figure 4.3). La mesure de $A$ sur $S_1$ est donc réalisée *après* la mesure de $V$ sur $S_2$.

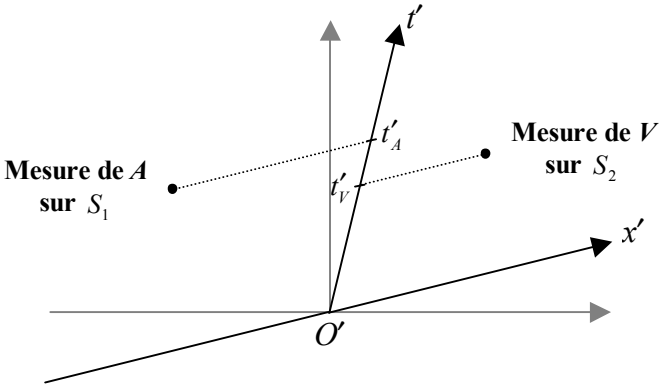



**Figure 4.3** Dans le référentiel $\mathcal{R}'$, caractérisé par le repère $O'x't'$, la mesure de $A$ sur $S_1$ est réalisée *après* la mesure de $V$ sur $S_2$

Immédiatement avant la mesure de $V$ sur $S_2$, le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ est de la forme de l'équation (4.6). Supposons que le résultat de la mesure de $V$ sur $S_2$ soit $v_l$. En vertu du postulat de projection, le nouveau vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$, à l'instant $t'_V$, s'écrit alors :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t'_V) \right\rangle = \left| u_l \right\rangle \otimes \left| v_l \right\rangle \tag{4.11}$$

Ce vecteur d'état est séparable. À l'instant $t'_V$, nous pouvons associer aux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ les vecteurs d'état :

$$\left| \psi^{S_1}(t'_V) \right\rangle = \left| u_l \right\rangle \tag{4.12}$$

$$\left| \psi^{S_2}(t'_V) \right\rangle = \left| v_l \right\rangle \tag{4.13}$$

Nous pouvons reformuler chacun de ces vecteurs d'état comme suit :

$$\left| \psi^{S_1}(t'_V) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} e_i \left| a_i \right\rangle \tag{4.14}$$

$$\left| \psi^{S_2}(t'_V) \right\rangle = \sum_{j=1}^{N} f_j \left| b_j \right\rangle \tag{4.15}$$

où les $\{e_i\}$ et les $\{f_j\}$ sont des nombres complexes. Faisons remarquer que d'après le formalisme quantique (avec postulat de projection), il n'y a plus de corrélation entre les observables $A$ sur $S_1$ et $B$ sur $S_2$, à partir de l'instant $t'_V$. Par conséquent, la mesure de $A$ sur $S_1$, qui est réalisée à l'instant $t'_A$, ne peut être considérée comme une mesure indirecte de $B$ sur $S_2$. Dans le référentiel $\mathcal{R}'$, il faut donc admettre que $B$ ne possède jamais en acte de valeur bien définie.

Nous sommes ainsi confrontés à un paradoxe : *suivant le référentiel dans lequel on se place*, la mesure de $A$ sur $S_1$ peut *ou non* être considérée comme une mesure indirecte de $B$ sur $S_2$. Autrement dit, *suivant le référentiel dans lequel on se place*, l'événement physique de la possession par $B$ d'une valeur actuelle bien définie, au terme de la mesure de $A$ sur $S_1$, survient *ou non*. De notre point de vue, une interprétation, qui implique l'idée que la réalisation d'une mesure (indirecte), ou la survenue d'un événement physique, est tributaire du référentiel spatio-temporel considéré, n'est pas acceptable. Pour être cohérent, il convient selon nous de rejeter la notion même de « mesure indirecte », et à travers elle, l'idée selon laquelle une observable sur un système pourrait acquérir une valeur actuelle bien définie *via* une procédure expérimentale réalisée à distance.

C'est pourquoi, à l'hypothèse de contextualité défendue par Bohr, nous proposons de substituer une hypothèse de contextualité plus restrictive :

> **Contextualité au sens restreint ($C_R$) :** Une observable possède en acte une valeur bien définie à un instant *t si et seulement si* une mesure directe de cette observable est réalisée à cet instant *t*.

L'hypothèse $C_R$ nous met à l'abri des conséquences problématiques mises en lumière ci-dessus. La survenue de l'événement physique de la possession par une observable d'une valeur bien définie au terme d'une mesure n'est pas dépendante du référentiel spatio-temporel considéré. La raison en est qu'un tel événement physique n'est pas réparti dans plusieurs régions distantes de l'espace. Celui-ci survient dans une région spatio-temporelle bien localisée, celle que définit le système étudié et l'appareil de mesure qui interagit directement avec lui. Un tel événement physique ne correspond pas à l'instanciation d'une propriété relative au système étudié en lui-même. Il est le produit de l'interaction entre le système étudié *et* l'appareil de mesure.

Il se dégage ainsi une conception de l'actuel conforme à l'approche pragmatiste défendue plus haut. Suivant $C_R$, il n'y a pas de sens de parler de ce qui est, ou peut être, « actuel » indépendamment de tout appareil de mesure. L'« actuel » tel que nous le constatons au terme d'une mesure, n'est pas conçu comme quelque chose (*i*) qui existerait dans le monde en soi, et qui de plus, (*ii*) serait constaté au terme de la mesure en question. L'« actuel », ce n'est que l'actuel tel que nous le constatons, ou pouvons le constater, au terme d'une mesure directe, par le biais d'un certain instrument. En d'autres termes, suivant $C_R$, l'« actuel » ne peut être dissocié des moyens *instrumentaux* de connaissance qui sont appliqués directement au système étudié.

Comment, au regard de cette conception de l'actuel, faut-il interpréter l'expérience EPR ? En particulier, comment convient-il d'interpréter la mesure directe de *A* sur $S_1$ qui permet de prédire avec certitude la valeur de *B* sur $S_2$ ? Conformément à $C_R$, nous pouvons tirer de cette prédiction certaine la conclusion suivante : si une mesure directe de *B* sur $S_2$ était réalisée à l'aide d'un certain appareil de mesure, noté *M*, alors nous observerions avec certitude la propriété, relative à $S_2$ *et* à cet appareil de mesure *M*, qui correspond à la possession par l'observable *B* de la valeur corrélée au résultat de la mesure directe de *A* sur $S_1$. En d'autres termes, la mesure directe de *A* sur $S_1$ fournit une connaissance non pas sur la réalité physique en soi, mais sur la réalité physique *telle qu'elle pourrait nous apparaître* si une mesure directe

de *B* était effectivement réalisée sur $S_2$. Cette mesure réalisée sur $S_1$ ne produit aucun effet instantané à distance sur $S_2$, pas plus qu'elle ne constitue une mesure indirecte à distance sur $S_2$.

Si cette approche pragmatiste repose sur une hypothèse de localité, cette dernière ne peut être identifiée à *LE*, étant donné que dans la formulation de cette hypothèse, il est question de « la situation de fait, réelle », sous-entendu la réalité physique telle qu'elle est en elle-même. Nous devons donc donner une version pragmatiste à *LE* :

> **Localité einsteinienne au sens pragmatiste ($LE_{pragm}$) :** Si $R_1$ et $R_2$ sont deux régions d'espace-temps spatialement séparées, l'actuel tel que nous le constatons, ou pouvons le constater, dans $R_1$ est indépendant de ce qui est fait dans $R_2$.

Dans les prochaines sous-sections, nous allons examiner la pertinence de $C_R$ pour les interprétations de la violation des inégalités de Bell et des preuves de la contextualité.

### *4.7.4 Les inégalités de Bell*

Comme nous l'avons vu précédemment, Einstein, Podolsky et Rosen ont montré que si l'on accepte les hypothèses *RP* (rappelons que *RP* repose implicitement sur une hypothèse de non-contextualité) et *LE*, on doit conclure que la mécanique quantique ne décrit pas de façon complète la réalité physique, ou plus précisément, qu'une théorie complète devrait nous permettre d'assigner une valeur actuelle bien définie à des observables incompatibles sur un même système au même instant (ce que la mécanique quantique ne permet pas). Si l'on admet cette conclusion, il est permis d'imaginer que la théorie future, qui permettra de décrire de manière complète la réalité physique, sera *totalement déterministe*[1], c'est-à-dire qu'elle permettra de prédire de façon univoque la valeur de toutes les observables sur un même système au même instant (même si certaines de ces observables sont mutuellement incompatibles).

Dans un article de 1964, Bell a mis en évidence les conséquences inattendues d'une telle théorie. Dans l'introduction de cet article, il écrit :

> Le paradoxe d'Einstein, Podolsky et Rosen a été avancé comme un argument en faveur de l'idée que la mécanique quantique ne serait pas une théorie complète, et qu'il faudrait lui ajouter des variables additionnelles. Ces variables additionnelles sont censées restaurer la causalité et la localité. Dans cette

1. Suivant la définition proposée à la Sous-Section 2.2.2

> note [*i.e.* dans l'article de Bell], cette idée sera formulée en termes mathématiques et il sera montré que celle-ci est incompatible avec les prédictions statistiques de la mécanique quantique[1].

En réalité, l'hypothèse du déterminisme total (la restauration de la « causalité ») n'intervient pas dans la démonstration de l'article de Bell. Ce dernier considère une théorie hypothétique, censée compléter la mécanique quantique *via* des variables supplémentaires (lesquelles sont dites « cachées » pour la mécanique quantique), qui pourrait être aussi bien totalement déterministe que partiellement déterministe (les variables cachées pourraient évoluer de façon stochastique[2]). En revanche, l'hypothèse de localité *LE* joue un rôle clé. En clair, ce que montre Bell, c'est que toute théorie à variables cachées locale, censée compléter la mécanique quantique, conduit nécessairement à des inégalités qui, dans certaines conditions, sont en conflit avec les prédictions de la mécanique quantique. Ces inégalités ont été rebaptisées « inégalités de Bell ».

Par la suite, d'autres relations mathématiques ont été dérivées dans le même esprit que Bell[3]. Nous allons présenter ici la dérivation de l'inégalité de Bell proposée par Michael Redhead[4]. Quelles sont les hypothèses décisives qui vont intervenir dans cette dérivation ? La première hypothèse qui sera invoquée est à la base des théories à variables cachées. Elle peut se formuler comme suit :

> **Valeurs bien définies (*VD*) :** Toutes les observables sur un système possèdent, à chaque instant, des valeurs actuelles bien définies.

Nous voudrions attirer l'attention sur une hypothèse sous-jacente à *VD*. Lorsque deux observables sont incompatibles, celles-ci ne sont pas simultanément mesurables sur un même système. Si l'on admet néanmoins que *toutes* les observables sur un système possèdent, à chaque instant, des valeurs bien définies, on suppose implicitement que chacune de ces observables peut posséder une valeur bien définie, *que leur mesure soit effectivement réalisée*

---

1. Bell, J., "On the Einstein-Podosky-Rosen Paradox", *Physics* **1** (1964), 195.
2. Au sujet des théories à variables caches stochastiques, *cf.* par exemple : Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, pp. 98-107.
3. À ce sujet, *cf.* : Bell, J., *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, *op. cit.* ; Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, Chap. 4 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 85-105 ; Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, Chap. 6 ; d'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 156-171 ; Shimony, A., "Bell's Theorem", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/fall2004/entries/bell-theorem/, 2004.
4. Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, pp. 82-90.

*ou non*. *VD* contredit ainsi $C_R$, ou autrement dit, implique l'hypothèse de non-contextualité suivante :

> **Non-contextualité au sens restreint ($NC_R$) :** Une valeur bien définie peut être assignée à une observable sur un système, indépendamment du fait qu'une mesure de cette observable soit effectivement réalisée ou non.

En outre, dans la dérivation des inégalités de Bell, il sera supposé que les valeurs actuelles des observables sur un système sont indépendantes de ce qui est fait à distance. En d'autres termes, *LE* sera respecté[1].

Penchons-nous, à présent, sur l'expérience à laquelle se réfère Redhead pour dériver l'inégalité de Bell. Il s'agit de l'expérience EPR, mais dans la version particulière qu'en a donnée Bohm[2]. Considérons un système $S$ composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ de spin ½. Admettons qu'entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$, les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ interagissent l'un avec l'autre, puis se séparent. Admettons qu'ils se situent, à l'instant $t_3$, dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées, notées respectivement $R_1$ et $R_2$. En $R_1$, est mis en place un appareil de mesure conçu pour mesurer de manière aléatoire, à l'instant $t_3$, soit l'observable $\sigma_{\mathbf{a}}^{S_1}$ représentée par l'opérateur $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1}$, soit l'observable $\sigma_{\mathbf{a}'}^{S_1}$ représentée par l'opérateur $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1}$ ($\sigma_{\mathbf{a}}^{S_1}$ et $\sigma_{\mathbf{a}'}^{S_1}$ étant les observables spin selon la direction respectivement **a** et $\mathbf{a}'$, multiplié par un facteur $\frac{2}{\hbar}$, pouvant être mesurées sur le sous-système $S_1$). De même, en $R_2$, est mis en place un appareil de mesure conçu pour mesurer de manière aléatoire, à l'instant $t_3$, soit l'observable $\sigma_{\mathbf{b}}^{S_2}$ représentée par l'opérateur $\hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2}$, soit l'observable $\sigma_{\mathbf{b}'}^{S_2}$ représentée par l'opérateur $\hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2}$ ($\sigma_{\mathbf{b}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{b}'}^{S_2}$ étant les observables spin selon la direction respectivement **b** et $\mathbf{b}'$, multiplié par un facteur $\frac{2}{\hbar}$, pouvant être mesurées sur le sous-système $S_2$) (*cf.* Figure 4.4). Les résultats possibles pour chacune de ces mesures, que l'on notera respectivement $a$, $a'$, $b$ et $b'$, sont 1 et –1.

---

1. Tenant compte de *VD*, Redhead donne une formulation plus restrictive à l'hypothèse de localité, qu'il note $LOC_3$ : « Une valeur bien définie pour une observable ne peut être changée en une autre valeur bien définie en modifiant la configuration d'une partie distante de l'appareil » (*ibid.*, p. 82).
2. Bohm, D., *Quantum Theory*, *op. cit.*, pp. 614-619.

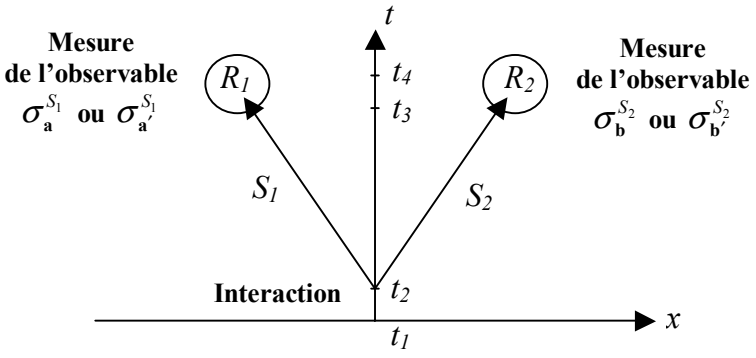



**Figure 4.4** Schéma de l'expérience EPR, suivant la version de Bohm

Dans ce qui suit, la discussion va porter sur l'expression :

$$\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right| \tag{4.16}$$

où $c(\mathbf{a},\mathbf{b})$ est le coefficient de corrélation entre les résultats **a** et **b**, etc.

Comment cette expression est-elle calculée dans le cadre d'une théorie à variables cachées locale ? Considérons, comme le propose Redhead, $N$ expériences équivalentes à celle décrite ci-dessus[1]. Nous pouvons indicer par $n$ chacun des éléments formels mentionnés, indiquant ainsi qu'il s'agit de la $n^{\text{ième}}$ expérience. Dans sa présentation, Redhead définit les coefficients de corrélation comme suit :

$$\left.\begin{aligned} c(\mathbf{a},\mathbf{b}) &\equiv \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} a_n b_n \\ c(\mathbf{a},\mathbf{b}') &\equiv \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} a_n b'_n \\ c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) &\equiv \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} a'_n b_n \\ c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') &\equiv \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} a'_n b'_n \end{aligned}\right\} \tag{4.17}$$

Il nous sera utile, pour calculer une borne à l'expression (4.16), de considérer d'abord l'expression :

$$\gamma_n \equiv a_n b_n + a_n b'_n + a'_n b_n - a'_n b'_n \tag{4.18}$$

Il apparaît évident que si l'on admet *VP*, alors il est légitime d'écrire une telle expression, c'est-à-dire qu'il est légitime de supposer, pour tout $n$, que les observables $\sigma_{\mathbf{a}}^{S_1}$, $\sigma_{\mathbf{a}'}^{S_1}$, $\sigma_{\mathbf{b}}^{S_2}$ et

1. Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, p. 83.

$\sigma_{\mathbf{b}'}^{S_2}$ possèdent toutes des valeurs qui sont bien définies ($a_n$, $a'_n$, $b_n$ et $b'_n$ respectivement). Pour être plus précis, l'écriture de cette expression suppose que les valeurs $a_n$, $a'_n$, $b_n$ et $b'_n$ sont bien définies simultanément, et cela, même si les appareils de mesure permettant de mesurer les observables correspondantes sont mutuellement exclusifs. $NC_R$ est donc présupposé[1].

Il est commode pour la suite des calculs d'opérer dans l'expression (4.18) une double factorisation comme suit :

$$\gamma_n = a_n(b_n + b'_n) + a'_n(b_n - b'_n) \tag{4.19}$$

Il est supposé ici que la valeur de $a_n$ est identique dans les deux produits $a_n b_n$ et $a_n b'_n$, c'est-à-dire que cette valeur, qui est relative au sous-système $S_1$, ne dépend pas de l'observable qui est mesurée sur le sous-système $S_2$ (de même concernant la valeur de $a'_n$ qui figure dans les deux produits $a'_n b_n$ et $a'_n b'_n$). Cela se justifie si l'on suppose *LE*.

Étant donné que les valeurs $a_n$, $a'_n$, $b_n$ et $b'_n$, figurant dans l'expression (4.19), sont chacune égales soit à 1 soit à –1, $\gamma_n$ vaut nécessairement soit 2 soit –2. Cela implique que l'expression suivante :

$$\left|\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\gamma_n\right| = \left|\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}a_n b_n + \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}a_n b'_n + \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}a'_n b_n - \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}a'_n b'_n\right| \tag{4.20}$$

où l'on considère les *N* expériences, est inférieure ou égale à 2. Dans la limite où *N* tend vers l'infini, le membre de droite de (4.20) est équivalent à $\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right|$. Par conséquent :

$$\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right| \leq 2 \tag{4.21}$$

Cette inégalité est l'une des formes possibles des inégalités de Bell.

Considérons maintenant l'expression $\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right|$ dans le cadre de la mécanique quantique. Supposons qu'au système $S = S_1 + S_2$ est associé, à l'instant $t_3$, le vecteur d'état :

1. Sans admettre explicitement qu'une hypothèse de non-contextualité telle que $NC_R$ est ici à l'œuvre, Redhead reconnaît que « les valeurs [$a_n$, $a'_n$, $b_n$ et $b'_n$] sont en général possédées [par leurs observables respectives] de manière contrafactuelle » (*ibid.*, p. 88). Une telle hypothèse contrafactuelle n'est valable que si l'on accepte une hypothèse de non-contextualité telle que $NC_R$.

$$\left| \psi^{S}(t_3) \right\rangle = \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| +^{S_1} \right\rangle \otimes \left| -^{S_2} \right\rangle - \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_2} \right\rangle \right) \tag{4.22}$$

où $\left| +^{S_1} \right\rangle$ et $\left| -^{S_1} \right\rangle$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}$ qui représente l'observable $\sigma_{\mathbf{z}}^{S_1}$ (l'observable spin selon la direction **z**, multiplié par un facteur $\frac{2}{\hbar}$, pouvant être mesurée sur le sous-système $S_1$), avec comme valeur propre respectivement 1 et –1 (de même pour les termes relatifs à $S_2$)[1].

En mécanique quantique, les coefficients de corrélation sont définis comme suit[2] :

$$\left.\begin{aligned} c(\mathbf{a},\mathbf{b}) &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \\ c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \\ c(\mathbf{a},\mathbf{b}') &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \\ c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \end{aligned}\right\} \tag{4.23}$$

Considérons, comme le propose Redhead[3], la situation particulière où **a**, **a′**, **b** et **b′** sont coplanaires, à savoir dans le plan *O***xz**, les vecteurs **a** et **b** sont tous deux dans la direction **z**, et les angles entre **a** et **b′**, et entre **a′** et **b** sont égaux à $\phi$ (*cf.* Figure 4.5).

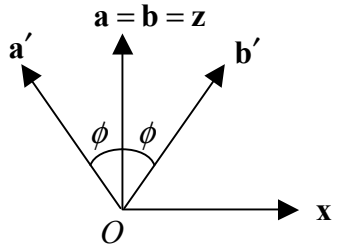



**Figure 4.5** Choix particulier des directions **a**, **a′**, **b** et **b′**

Dans cette situation particulière, on obtient par un calcul matriciel (*cf.* Annexe B, Section 2) :

$$\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right| = \left| 1 + 2\cos\phi - \cos 2\phi \right| \tag{4.24}$$

Pour $\phi$ compris entre 0° et 90°, avec 0° et 90° non inclus, on a :

1. *Cf. infra*, Annexe B, Section 1.
2. Par souci de simplicité, nous noterons, dans ce qui suit, les produits tensoriels d'opérateurs sans le signe ⊗ (pour la notation explicite des produits tensoriels d'opérateurs, *cf. supra* : Sous-Section 2.2.2, équation (2.24))
3. *Ibid.*, p. 85.

$$\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right| > 2 \qquad (4.25)$$

Cette inégalité, qui est tirée de la mécanique quantique, est en conflit avec l'inégalité de Bell de l'équation (4.21).

### *4.7.5 Violation des inégalités de Bell et non-localité*

À partir des années 1970, plusieurs séries d'expériences ont été réalisées, dans différents laboratoires, dont les résultats « violent » les inégalités de Bell et sont en accord avec les prédictions de la mécanique quantique. Les plus célèbres d'entre elles sont celles menées par Alain Aspect et ses collaborateurs dans les années 1981-1982[1].

#### *Les théories à variables cachées peuvent-elles encore être maintenues ?*

À première vue, la violation des inégalités de Bell par l'expérience semble signifier qu'il n'existe pas, en droit, de théorie à variables cachées pouvant compléter la mécanique quantique. Cependant, toutes les théories à variables cachées imaginables ne conduisent pas nécessairement aux inégalités de Bell. Il est possible, par principe, de concevoir des théories à variables cachées qui reproduisent *toutes* les prédictions de la mécanique quantique, y compris celles qui contredisent ces inégalités. Sur le plan formel, cette possibilité a été démontrée sous la forme d'un théorème par Stanley Gudder en 1970[2]. Les théories à variables cachées que considère Gudder sont construites à partir de l'hypothèse suivante :

> L'état *m* d'un système décrit par la mécanique quantique n'est pas complet au sens où une autre variable $\xi$ peut être adjointe à *m* de sorte que la paire ($m$, $\xi$) détermine complètement le système. En d'autres termes, la connaissance de ($m$, $\xi$) permet de prédire précisément le résultat de n'importe quelle expérience singulière. De plus, une moyenne des valeurs de $\xi$ donne l'état quantique habituel $m$[3].

On le voit, Gudder présuppose *VD*, mais non *LE*.

---

1. Aspect, A., Grangier, P. and Roger, G., "Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem", *Physical Review Letters* **47** (1981), 460-467 ; Aspect, A., Grangier, P. and Roger, G., "Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm *Gedankenexperiment*: A New Violation of Bell's Inequalities", *Physical Review Letters* **48** (1982), 91-94 ; Aspect, A., Dalibard, J. and Roger, G., "Experimental Test of Bell's Inequalities using Time-Varying Analysers", *Physical Review Letters* **49** (1982), 1804-1807. Pour les références d'autres expériences, menées par des groupes de physiciens différents, *cf.* par exemple : Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, pp. 107-113 ; Shimony, A., "Bell's Theorem", *op. cit.*.
2. Gudder, S., "On Hidden Variable Theories", *Journal of Mathematical Physics* **11** (1970), 431-436.
3. *Ibid.*, p. 432.

Il est à signaler que dans la conclusion de son article de 1964, Bell avait envisagé la possibilité d'une théorie à variables cachées conforme aux prédictions de la mécanique quantique et avait indiqué qu'une telle théorie devait nécessairement impliquer une forme de non-localité :

> Dans une théorie où des paramètres sont ajoutés à la mécanique quantique pour déterminer les résultats de mesures individuelles, sans modifier les prédictions statistiques, il doit exister un mécanisme par lequel un dispositif de mesure peut influencer le résultat obtenu avec un autre instrument, aussi éloigné soit-il[1].

Ajoutons qu'une théorie à variables cachées qui reproduit exactement les prédictions de la mécanique quantique a *de fait* été élaborée. Il s'agit de la mécanique bohmienne[2]. Cette théorie possède la caractéristique de ne pas respecter *LE*.

Autrement dit, la violation des inégalités de Bell par l'expérience ne permet pas de réfuter toute théorie à variables cachées. En revanche, il semble que cette violation nous impose d'écarter toute théorie à variables cachées qui serait *locale*. Si l'on veut sauver *VD* (et ainsi $NC_R$), ou, en d'autres termes, si l'on tient à maintenir l'idée selon laquelle la mécanique quantique peut être complétée par une théorie à variables cachées, il faut renoncer, semble-t-il, à *LE*. (Nous verrons un peu plus loin que cette conclusion, que tirent de nombreux auteurs, doit être nuancée.)

Le problème qui se pose à toute théorie qui ne respecte pas *LE* est qu'elle est en contradiction avec la théorie de la relativité restreinte. Renoncer à *LE* revient à supposer l'existence d'une action instantanée à distance, en violation avec l'idée que toute action se propage à une vitesse égale ou inférieure à la vitesse de la lumière, qui est l'une des conséquences de la théorie de la relativité restreinte (ou plus précisément, des transformations de Lorentz)[3]. Ce conflit avec la théorie de la relativité restreinte peut s'exprimer également comme suit : toute théorie qui suppose l'existence d'une action instantanée à distance ne peut être invariante sous les transformation de Lorentz. Il n'est donc pas envisageable de trouver une version relativiste d'une théorie à variables cachées non-locale, telle que la mécanique bohmienne : « il serait extrêmement surprenant, écrivent ainsi Bohm et Hiley, d'obtenir une théorie Lorentz-invariante de particules qui seraient connectées de façon non-locale »[4].

---

1. Bell, J., "On the Einstein-Podosky-Rosen Paradox", *op. cit.*, p. 199.
2. *Cf. supra*, Section 3.6.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 1.3.1.
4. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 282.

Si une théorie n'est pas invariante sous les transformations de Lorentz, cela signifie que la forme de certaines des équations de cette théorie n'est pas préservée d'un référentiel spatio-temporel à un autre. Pour sauver une théorie non Lorentz-invariante, on doit supposer l'existence d'un *référentiel absolu*, à savoir le référentiel dans lequel les équations de la théorie seraient valides. Telle est l'hypothèse que les partisans des théories à variables cachées non-locales sont donc conduits à faire. Bohm et Hiley de soutenir : « il y a toujours un unique référentiel dans lequel les connections non-locales opèrent instantanément »[1].

Mais il subsiste alors la difficulté suivante. Considérons les mesures de deux observables sur deux systèmes distants dont les résultats sont corrélés, disons pour reprendre notre exemple, la mesure de $A$ sur $S_1$ et la mesure de $B$ sur $S_2$. Supposons que ces deux mesures soient réalisées *simultanément* relativement au référentiel absolu. En raison de la totale symétrie de la situation, il est alors impossible de dire laquelle des deux mesures (de $A$ sur $S_1$ ou de $B$ sur $S_2$) a produit une action instantanée à distance sur le système distant (resp. $S_2$ ou $S_1$). Il s'agit du problème $P_{sym}$ mis en avant à la Sous-Section 2.3.2 à propos du saut quantique.

Les partisans des théories à variables cachées non-locales, telles que la mécanique bohmienne, estiment que l'incompatibilité de leur théorie avec la théorie de la relativité restreinte n'est pas problématique. Ils invoquent le fait que dans le domaine de validité de la mécanique quantique, quel que soit le référentiel considéré, les théories à variables cachées non-locales sont empiriquement corroborées. Tel est le cas puisque ces théories font les mêmes prédictions que la mécanique quantique. Les effets instantanés à distance, par définition, ne sont pas observables dans le domaine de validité de la mécanique quantique.

Pour sauver l'hypothèse *VD*, il faut donc supposer que la théorie de la relativité restreinte rend compte adéquatement de l'expérience, mais que dans le monde *en soi*, qui se cache derrière le « monde *manifeste* », suivant l'expression de Bohm et Hiley, cette théorie est fausse. Pour ne pas être accusés de faire des affirmations qui ne peuvent être vérifiées en droit, les partisans des théories à variables cachées élaborent une stratégie plutôt subtile. L'idée consiste à troquer leur théorie à variables cachées *non-locale* par une théorie à variables cachées *locale* suivant laquelle certaines actions (celles qui sont responsables des corrélations prédites par la mécanique quantique) se propagent à une vitesse supérieure à celle de la lumière. Il est alors possible d'imaginer que ces actions soient observables en principe,

1. *Ibid.*, p. 285.

bien que, pour l'instant, elles ne soient pas observables en pratique, ce qui permet d'expliquer le succès apparent de la mécanique quantique et de la théorie de la relativité restreinte. Pour mettre ces actions en évidence, il s'agirait par exemple d'effectuer la mesure de la valeur d'une observable sur un système, une première fois, pendant que l'action se propage jusqu'à ce système et, une seconde fois, après que l'action ait agi sur ce système, et ce faisant, de constater la modification de la valeur de l'observable due à cette action. C'est la stratégie évoquée par Bohm et Hiley :

> Notre approche ontologique nous autorise, par exemple, à considérer la possibilité que la mécanique quantique actuelle soit une approximation d'une théorie plus profonde […]. Supposons alors que les connections à longue portée entre des systèmes distants ne soient pas véritablement non-locales, comme l'implique la mécanique quantique, mais qu'elles soient en réalité transmises dans le référentiel préféré à une vitesse qui est finie, mais beaucoup plus grande que celle de la lumière. Pour des mesures réalisées à des niveaux de précision aujourd'hui accessibles, les résultats seront très voisins de ceux prédits par la présente théorie quantique. Mais si nous pouvons faire des mesures dans des périodes plus courtes que celles requises pour la transmission de connections quantiques entre particules, les corrélations prédites par la théorie quantique disparaîtront. En effet, nous pourrions expliquer ainsi la non-localité quantique comme un résultat d'un type plus profond de localité non Lorentz-invariante.
>
> Si nous considérons de telles modifications de la théorie, il devient alors possible d'envisager un test expérimental qui révélerait un référentiel préféré. Dans son essence, ce test consisterait à faire une expérience EPR dans laquelle le temps relatif de la détection des deux particules serait déterminé avec une précision extrême. En principe, l'inégalité de Bell ne serait alors plus violée, car il n'y aurait pas le temps pour que la perturbation de l'une des particules se propage à l'autre particule avant que la mesure soit effectuée sur elle. Et de cela, il suit que la seconde particule n'irait plus dans un état correspondant caractérisé par une corrélation étroite avec la première. Bien entendu, ceci nécessite une mesure d'une précision extrêmement élevée parce que la vitesse de transmission de la connexion quantique est supposée être beaucoup plus grande que celle de la lumière[1].

La violation des inégalités de Bell par l'expérience nous impose d'écarter toute théorie à variables cachées qui serait *locale dans le domaine qui est aujourd'hui observable*. Pour le dire autrement, si l'on veut sauver *VD* (et ainsi $NC_R$), il faut supposer soit l'existence d'actions instantanées à distance (dans ce cas, *LE* est rejetée), soit l'existence d'actions se propageant à une vitesse supérieure à la lumière (dans ce cas, *LE* semble être réfutée au niveau manifeste, mais reste valide au niveau du monde en soi, où les inégalités de Bell ne sont pas violées). Dans le premier cas, on fait une spéculation invérifiable *en droit*, dans le second cas, une spéculation invérifiable *en pratique*. Dans les deux cas, il faut supposer que la

1. *Ibid.*, pp. 293-294.

mécanique quantique ainsi que la théorie de la relativité restreinte, bien qu'elles soient aujourd'hui corroborées à un très haut degré par l'expérience, donnent une description fausse du monde tel qu'il est en soi.

***Pour un rejet de VD***

Il existe une alternative à de telles spéculations. Nous pouvons supposer que l'hypothèse incriminée dans la violation des inégalités de Bell par l'expérience n'est pas *LE*, mais *VD*. Telle est l'option que nous préconisons dans cette thèse en invoquant $C_R$. Accepter $C_R$ revient à rejeter $NC_R$, et ce faisant, *VD*. Nous supposons ainsi que la mécanique quantique rend compte de tout ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel ». De ce point de vue, il n'y a pas de sens à vouloir compléter cette théorie par une théorie à variables cachées. Précisons que l'hypothèse de localité qui est alors maintenue est $LE_{pragm}$ et non *LE*.

***Dépendance à l'égard du résultat et indépendance à l'égard des paramètres***

Il est surprenant de constater que de nombreux spécialistes de la mécanique quantique voient dans la violation expérimentale des inégalités de Bell une preuve de l'existence de phénomènes non-locaux. À titre d'exemple, nous pouvons citer David Albert :

> Ce que Bell nous a offert, c'est une preuve qu'il existe en fait une véritable non-localité dans le fonctionnement réel de la nature, quelle que soit la manière dont nous essayons de la décrire, quelque soit l'époque. Cette non-localité est, pour commencer, une caractéristique de la mécanique quantique elle-même, et il s'avère (*via* le théorème de Bell) qu'elle est aussi nécessairement une caractéristique de toutes les manières de calculer (avec ou sans superposition) qui fournissent les mêmes prédictions statistiques que celles de la mécanique quantique ; et l'on sait aujourd'hui que ces prédictions sont correctes du point de vue expérimental[1].

Certains auteurs, qui prétendent pourtant défendre une approche instrumentaliste, tiennent un discours similaire. C'est le cas d'Asher Peres qui affirme :

> Il n'existe pas de manière d'échapper à la non-localité. La violation expérimentale de l'inégalité de Bell laisse seulement deux possibilités logiques : *soit* certains systèmes physiques simples (tels que des paires de photons corrélés) sont essentiellement non-locaux, *soit* il est interdit de considérer simultanément les résultats possibles d'expériences mutuellement exclusives, même si *chacune* de ces expériences peut en

1. Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, *op. cit.*, p. 70. Albert précise en quoi consiste cette non-localité : « les résultats de mesures dépendent parfois de manière non-locale des résultats d'autres mesures » (*ibid.*, p. 72). Il se réfère à la violation de l'hypothèse de l'« indépendance à l'égard du résultat » (*cf. infra*).

> fait être réalisée. Si vous optez pour [la seconde] option, alors c'est l'univers entier qui est une entité indivisible et non-locale[1].

Pourtant, les expériences qui violent les inégalités de Bell ne prouvent nullement l'existence de phénomènes non-locaux. Pour qu'il en soit ainsi, il faudrait que *toute* théorie (existante ou possible logiquement) qui prédit cette violation soit non-locale. Il est vrai que l'idée selon laquelle la mécanique quantique implique une forme de non-localité s'impose lorsque l'on adhère à certaines interprétations de cette théorie et que l'on considère une expérience de type EPR. Il en va ainsi par exemple dans le cas de l'interprétation standard de Dirac et von Neumann[2]. Cependant, la mécanique quantique peut être interprétée sans le recours à l'idée de non-localité : il suffit d'adopter une interprétation instrumentaliste ou d'invoquer $C_R$ comme nous le proposons[3]. De Muynck a souligné ce point dans plusieurs de ses publications :

> […] la violation des inégalités de Bell dans les […] expériences de type EPR n'est pas acceptable comme une preuve de la non-localité. […] une attitude purement instrumentaliste n'éveille pas la suspicion de la non-localité. Ce n'est que si la mécanique quantique est supposée faire référence à une réalité objective qu'apparaît l'idée de non-localité[4].

En outre, il reste possible d'envisager qu'une théorie à variables cachées *locale* puisse prédire la violation des inégalités de Bell dans le domaine qui est aujourd'hui observable : il faut alors postuler l'existence d'actions supra-lumineuses. Telle est l'option de Bohm et Hiley discutée précédemment.

---

1. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 173. À noter que Peres penche pour la seconde option : il écrit de manière affirmative que « le monde entier est interdépendant. Nous constatons cela dans toutes les expériences où l'inégalité de Bell est violée. » (*ibid.*, p. 172).
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.2.
3. Par la suite, nous verrons néanmoins pourquoi une interprétation instrumentaliste de la mécanique quantique n'est pas satisfaisante (*cf. infra*, Section 5.1 et Sous-Section 6.2.3).
4. De Muynck, W., "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 999. *Cf.* aussi : de Muynck, W. and van den Eijnde, J., "A Derivation of Local Commutativity from Macrocausality Using a Quantum Mechanical Theory of Measurement", *Foundations of Physics* **14** (1984), 111-146 ; de Muynck, W., de Baere, W. and Martens, H., "Interpretations of Quantum Mechanics, Joint Measurement of Incompatible Observables, and Counterfactual Definiteness", *Foundations of Physics* **24** (1994), 1589-1664 ; De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 12, 254, 478 et 480.

Pourquoi certains auteurs, comme Abner Shimony, pensent-ils que « la mécanique quantique est sans aucun doute une théorie non-locale »[1] ? Cette croyance prend sa source, semble-t-il, dans les *corrélations des résultats de mesures* que prédit la mécanique quantique pour des expériences de type EPR qui mettent en jeu des systèmes distants. En raison de ces corrélations, la mécanique quantique viole l'« indépendance à l'égard du résultat », suivant l'expression de Shimony[2]. Dans le cadre de l'expérience EPR telle que nous l'avons présentée dans la Sous-Section 4.7.1, le contenu de cette hypothèse peut être exprimé comme suit :

> **Indépendance à l'égard du résultat (*IR*) :** Les prédictions concernant le résultat de la mesure d'une certaine observable sur le sous-système $S_2$ dans $R_2$ sont indépendantes du *résultat* particulier qui a été obtenu lors de la mesure d'une observable quelconque sur le sous-système $S_1$ dans $R_1$.

Les auteurs qui soutiennent que la mécanique quantique est non-locale font implicitement une certaine *interprétation* des corrélations que prédit la théorie (et ce faisant de la violation de *IR*) : ces corrélations seraient dues à une action non-locale.

Mais si l'expérience confirme les corrélations prédites par la mécanique quantique, elle ne donne aucune indication sur la validité de l'interprétation de ces corrélations en terme d'action non-locale. Il n'existe aucun appui empirique en faveur de l'hypothèse d'une forme de non-localité. Bien au contraire, l'expérience corrobore une hypothèse de *localité*, laquelle intervient lorsque l'on rend compte d'expériences de type EPR à l'aide du formalisme quantique. Il s'agit de l'hypothèse de l'« indépendance à l'égard des paramètres », suivant l'expression de Shimony[3]. Celle-ci peut s'énoncer ainsi :

> **Indépendance à l'égard des paramètres (*IP*) :** Les prédictions concernant le résultat de la mesure d'une certaine observable sur le sous-système $S_2$ dans $R_2$ sont indépendantes du type de mesure qui est éventuellement réalisée sur le sous-système $S_1$ dans $R_1$ (*i.e.* elles sont indépendantes des « *paramètres* » expérimentaux dans $R_1$).

---

1. Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", *op. cit.*, p. 182.
2. *Ibid.*, pp. 188 et 191-192.
3. *Ibid.*, pp. 188. Avant Shimony, Jon Jarrett a fait une distinction similaire entre l'hypothèse de « localité » (équivalente à *IP*) et l'hypothèse de « complétude » (équivalente à *IR*), soulignant que ces deux hypothèses (dont la réunion correspond à ce qu'il nomme l'hypothèse de « localité forte ») sont requises pour la

(On remarquera que les hypothèses *LE* et $LE_{pragm}$ impliquent chacune *IP*.) Cette hypothèse de localité se traduit dans le formalisme par l'hypothèse de la commutativité de deux opérateurs qui représentent des observables pouvant être mesurées sur deux systèmes séparés dans l'espace. Dans l'expérience EPR décrite dans la Sous-Section 4.6.1, faire cette hypothèse revient à supposer, par exemple, que l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$ sur $S_1$ commute avec l'opérateur $\hat{V}$ qui représente l'observable $V$ sur $S_2$. Pour cette raison, de Muynck et van den Eijnde désignent l'hypothèse *IP* par l'expression « commutativité locale »[1].

La corroboration empirique des prédictions qui sont dérivées de la mécanique quantique en recourant à l'hypothèse *IP* jette un sérieux doute sur l'idée du caractère non-local de la mécanique quantique. Comme le soulignent, par exemple, Willy de Baere, A. Mann et Michael Revzen :

> L'allégation de la non-localité de la mécanique quantique comme une explication de [la contradiction entre les prédictions de la mécanique quantique et les inégalités de Bell] est surprenante. Premièrement, on devrait remarquer que le formalisme quantique lui-même est complètement local au sens où les statistiques des résultats de mesure en un lieu ne dépendent pas d'actions distantes simultanées [*i.e. IP*]. De plus, dans toutes les théories quantiques des champs intéressantes à l'heure actuelle, les commutateurs d'observables $[\hat{A}(x), \hat{B}(y)]$ deviennent nuls pour des séparations spatiales $(x-y)^2$, garantissant la localité. Cette propriété de base reflète le fait empirique que jusqu'à présent aucune localité n'a jamais été invalidée, de sorte qu'elle doit être considérée comme l'un des principaux piliers pour l'analyse et la description de tous les phénomènes naturels[2].

Comme l'a montré notamment Philippe Eberhard, en vertu de *IP*, la mécanique quantique exclut la possibilité d'une « transmission d'information, à des vitesses supérieures à celles de la lumière »[3]. Par suite, les auteurs qui interprètent la violation de *IR* en terme de non-localité

---

dérivation des inégalités de Bell (Jarrett, J., "On the Physical Significance of the Locality Conditions in the Bell Arguments", *Noûs* **18** (1984), 569-589).

1. De Muynck, W. and van den Eijnde, J., "A Derivation of Local Commutativity from Macrocausality Using a Quantum Mechanical Theory of Measurement", *op. cit.*. *Cf.* aussi : De Muynck, W., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 10-11.
2. De Baere, W., Mann, A. and Revzen, M., "Locality and Bell's Theorem", *Foundations of Physics* **29** (1999), p. 67.
3. Eberhard, P., "Bell's Theorem and the Different Concepts of Locality", *Nuevo Cimento* **46B** (1978), p. 403. *Cf.* aussi : Ghirardi, G., Rimini, A. and Weber, T., "A General Argument Against Superluminal Transmission Through the Quantum Mechanical Measurement Process", *Lettere al Nuovo Cimento* **27** (1980), 293-298 ;

doivent concéder que cette forme de non-localité ne peut, par principe, être exploitée pour transmettre un signal instantanément à distance. D'Espagnat donne une explication simple à cette impossibilité :

> […] la dépendance à l'égard du résultat ne fournit pas un procédé nouveau, plus puissant que ceux qui sont procurés par la physique classique, pour envoyer des signaux à distance (à vitesse supraluminale, par exemple). Cela tient essentiellement au fait que si le physicien qui effectue les mesures sur [le sous-système $S_1$] peut bien décider du type de mesure qu'il [effectue], il ne saurait évidemment *décider* du résultat de cette mesure[1].

Étant donné que la soi-disant non-localité ne peut être employée pour la transmission d'information (Peres parle, pour cette raison, de « non-localité faible »[2]), celle-ci n'est pas en contradiction *manifeste* avec la théorie de la relativité restreinte. Pour cette raison, écrit Shimony, « il y a une "coexistence pacifique" entre la mécanique quantique et la théorie de la relativité »[3].

Toutefois, comme l'a fait remarqué Bell, cette idée de « coexistence pacifique » repose sur un argument anthropocentrique : *nous* ne pouvons pas utiliser la non-localité de la mécanique quantique pour transmettre une information. Or, l'interprétation de la violation de *IR* en terme d'action non-locale n'a de sens que dans le cadre d'une interprétation réaliste, laquelle est incompatible avec un argument de type anthropocentrique. Bell de soutenir :

> Voulons-nous retomber sur « l'impossibilité de transmettre des signaux plus vite que la lumière » comme l'expression de la structure causale fondamentale de la physique théorique contemporaine ? Cela est difficile à accepter pour moi. Parce qu'une chose que nous avons perdu, c'est la possibilité d'expliquer les corrélations, ou du moins, cette idée attend une reformulation. De manière plus importante, la notion d'« impossibilité de transmettre… » repose sur des concepts qui sont désespérément vagues, ou applicables de façon vague. L'affirmation que « nous ne pouvons transmettre des signaux plus vite que la lumière » suscite immédiatement la question :
>
> Qui sommes-*nous* ?
>
> *Nous* qui faisons des « mesures », *nous* qui pouvons manipuler des « champs externes », *nous* qui pouvons « transmettre des signaux », même si ce n'est pas plus vite que la lumière. Ce *nous* inclut-il les

---

Page, N., "The Einstein-Podolsky-Rosen Physical Reality is Completely Described by Quantum Mechanics", *Physics Letters A* **91** (1982), 57-60 ; Jarrett, J., "On the Physical Significance of the Locality Conditions in the Bell Arguments", *op. cit.*, 573-578 ; D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 129-133.

1. *Ibid.*, p. 129.
2. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 170.
3. Shimony, A., "Events and Processes in the Quantum World", *op. cit.*, p. 193. *Cf.* aussi : Shimony, A., *Search for a Naturalistic World View, Vol. II*, *op. cit.*, p. 177.

> chimistes, ou seulement les physiciens, les plantes, ou seulement les animaux, les calculatrices de poche, ou seulement les ordinateurs[1].

Cette critique a poussé Shimony à renoncer à l'idée d'une coexistence pacifique entre les deux théories au niveau de ce qu'il nomme le monde des « potentialités »[2]. À ce niveau, la théorie de la relativité serait réfutée par la non-localité de la mécanique quantique. Par contre, cette coexistence pacifique subsisterait au niveau du monde des « actualités », c'est-à-dire des phénomènes observables[3]. Quoiqu'il en soit, il apparaît clairement que, chez cet auteur, la non-localité n'est pas tirée directement de la mécanique quantique, mais d'une *interprétation* de cette théorie, une interprétation en termes de potentialités.

Une seconde critique peut être formulée à l'encontre de l'idée de la « coexistence pacifique entre la mécanique quantique et la théorie de la relativité ». Certes, cette idée met l'hypothèse d'une action non-locale à l'abri d'une contradiction apparente avec ce qui est observé (et qui est conforme à la théorie de la relativité restreinte). Néanmoins, l'hypothèse de non-localité échappe, du même coup, à toute mise à l'épreuve expérimentale. Elle apparaît donc comme un ingrédient métaphysique *ad hoc* dont le seul rôle est de maintenir une certaine représentation du monde.

Ajoutons que dans toute interprétation de la mécanique quantique qui introduit l'idée d'une action non-locale, il faut supposer l'existence d'un *référentiel absolu*, sans quoi on doit faire face à la situation paradoxale où les résultats particuliers obtenus peuvent dépendre du référentiel considéré. Nous avons montré ce point concernant l'interprétation standard à la Sous-Section 2.3.2. Outre le fait que cette hypothèse d'un référentiel absolu possède elle aussi un statut *ad hoc*, se pose le problème $P_{sym}$ présenté plus haut à propos des théories à variables cachées non-locales[4] : dans la situation symétrique où sont réalisées *simultanément* (relativement au référentiel absolu) les mesures de deux observables sur deux systèmes distants dont les résultats sont corrélés (par exemple, les mesures de $A$ sur $S_1$ et de $B$ sur $S_2$), rien ne permet de dire laquelle des deux mesures a produit une action instantanée à distance sur le système distant (resp. $S_2$ ou $S_1$).

---

1. Bell, J., "La nouvelle cuisine", in: Sarlemijn, A. and Kroes, P. (eds.), *Between Science and Technology*, Amsterdam: Elsevier, 1990, Sec. 6.12 (cité in : Shimony, A., "Bell's Theorem", *op. cit.*, p. 22).
2. À ce propos, *cf.* : *supra*, Section 3.3.
3. Shimony, A., "Bell's Theorem", *op. cit.*, p. 22.
4. Ce problème a été également été présenté à la Sous-Section 2.3.2 à propos de l'interprétation standard.

***Peut-on prouver que la mécanique quantique est non-locale ?***

Ces dernières années, plusieurs auteurs, tels que Henry Stapp[1] ou Lucien Hardy[2], ont tenté de prouver que la mécanique quantique, *indépendamment de son interprétation* (ou *quelle que soit son interprétation*), est non-locale au sens où elle violerait expressément *IP* (et non pas uniquement *IR* comme le pense la majorité des spécialistes de la mécanique quantique). Ces prétendues « preuves » ont immédiatement suscité de vives critiques[3]. Penchons-nous sur la preuve la plus récente que Stapp a proposé dans son article de 1997, intitulé « Le caractère non-local de la mécanique quantique »[4]. Dans cet article, Stapp prétend fournir la « preuve d'un conflit d'ordre logique entre certaines prédictions de la mécanique quantique et l'idée qu'aucune influence causale ne peut se propager plus vite que la lumière »[5]. Dans cette preuve, on part de l'hypothèse de l'absence d'action instantanée à distance. Selon Stapp, cette hypothèse se traduit, dans la théorie de la relativité, par le fait qu'« aucun libre-choix ne peut

1. Preuve de Stapp, notée (*a*) : Stapp, H., "Noise-induced Reduction of Wave Packets an Faster-than-light Influences", *Physical Review A* **46** (1992), 6860-6868. Preuve de Stapp, notée (*b*) : Stapp, H., "Nonlocal Character of Quantum Theory", *American Journal of Physics* **65** (1997), 300-304.
2. Preuve de Hardy, notée (*c*) : Hardy, L., "Nonlocality for Two Particles without Inequalities for Almost All Entangled States," *Foundations of Physics* **13** (1993), 1665-1668.
3. Pour une critique de la preuve (*a*), *cf.* : Dickson, M., "Stapp's Theorem without Counterfactual Commitments: Why it Fails Nonetheless", *Studies in History and Philosophy of Science Part A* **24** (1993), 791-814. Pour une critique de la preuve (*b*), *cf.* : Mermin, D., "Nonlocality and Bohr's Reply to EPR", *arXiv e-print*, quant-ph/9712003 (1997) ; Mermin, D., "Nonlocal Character of Quantum Theory?", *American Journal of Physics* **66** (1998), 920-924 ; Finkelstein, J., "Yet Another Comment on 'Nonlocal Character of Quantum Theory'", *arXiv e-print*, quant-ph/9801011 (1998) ; Unruh, W., "Nonlocality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics", *Physical Review A* **59** (1999), 126-130 ; Bigaj, T., "Counterfactual and Non-locality of Quantum Mechanics", *PhilSci-Archive*, http://philsci-archive.pitt.edu/archive/00000961/00/Article1.pdf, 2002. Pour une critique de la preuve (*c*), *cf.* : Fine, A., "Locality and the Hardy theorem," in: Butterfield, J. and Pagonis, C. (eds), *From Physics to Philosophy*, Cambridge: Cambridge University Press, 1999, pp. 1-11. À son tour, Stapp a contre-attaqué à la critique de sa preuve (*a*), *cf.* : Stapp, H., "Comment on 'Stapp's Theorem without Counterfactual Commitment'", *Studies in History and Philosophy of Science Part A* **25** (1994), 954-964 ; et à la critique de sa preuve (*b*), *cf.* : Stapp, H., "Meaning of Counterfactual Statements in Quantum Physics", *American Journal of Physics* **66** (1998), 924-926 ; Stapp, H., "Comments on 'Non-locality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics'", *Physical Review A* **60** (1999), 2595-2598. *Cf.* aussi la « contre-contre-attaque » de Unruh : Unruh, W., "Reply to 'Comments on Nonlocality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics'", *Physical Review A* **60** (1999), 2599-2600.
4. Stapp, H., "Nonlocal Character of Quantum Theory", *op. cit.*.
5. *Ibid.*, p. 301.

influencer les phénomènes observables se trouvant en dehors du cône de lumière futur »[1], ce qui constitue une formulation particulière de *IP*. Il suit de cette hypothèse de localité qu'un événement physique qui est survenu à un instant *t* ne peut pas être influencé par le choix des mesures qui sont réalisées dans une région distante à un instant ultérieur à *t*. Stapp estime que cette hypothèse nous autorise à comparer « les conséquences possibles de différents choix », c'est-à-dire à comparer les événements physiques qui pourraient survenir lors de la réalisation d'une certaine mesure avec ceux qui pourraient survenir si une autre mesure était réalisée à la place de la première. Il reconnaît que s'immisce ici une « forme faible de raisonnement contrafactuel »[2], mais soutient que celui-ci est tout à fait légitime. L'histoire de la physique, d'après lui, témoigne de la validité d'un tel raisonnement.

L'expérience de pensée sur laquelle s'appuie la preuve de Stapp est une expérience de type EPR (ou plus précisément de type « Hardy »[3]) qui met en jeu deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ ayant interagi et se retrouvant respectivement dans $R_1$ et $R_2$, deux régions d'espace-temps spatialement séparées. Soient *K* et *L* deux observables incompatibles pouvant être mesurées sur $S_1$, représentées par les opérateur $\hat{K}$ et $\hat{L}$ de l'espace de Hilbert $H^{S_1}$, dont les vecteurs propres sont respectivement $\{|\, k_+ \rangle, |\, k_- \rangle\}$ et $\{|\, l_+ \rangle, |\, l_- \rangle\}$, et dont les valeurs propres sont respectivement $\{k_+, k_-\}$ et $\{l_+, l_-\}$. De même, soient *M* et *N* deux observables incompatibles pouvant être mesurées sur $S_2$, représentées par les opérateur $\hat{M}$ et $\hat{N}$ de l'espace de Hilbert $H^{S_2}$, dont les vecteurs propres sont respectivement $\{|\, m_+ \rangle, |\, m_- \rangle\}$ et $\{|\, n_+ \rangle, |\, n_- \rangle\}$, et dont les valeurs propres sont respectivement $\{m_+, m_-\}$ et $\{n_+, n_-\}$.

Dans ce qui suit, nous allons reprendre la présentation plus explicite de la preuve de Stapp due à David Mermin[4], en modifiant seulement la notation. Admettons que le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$ avant toute mesure soit[5] :

---

1. *Idem*.
2. *Idem*.
3. En référence à l'expérience de pensée imaginée par Hardy dans son article : Hardy, L., "Quantum Mechanics, Local Realistic Theories, and Lorentz-Invariant Realistic Theories", *Physical Review Letters* **68** (1992), 2981-2984.
4. Mermin, D., "Nonlocal Character of Quantum Theory?", *American Journal of Physics* **66** (1998), 920-924 (la pagination indiquée ci-dessous correspond à la version électronique de l'article, in : *arXiv e-print*, quant-ph/9711052).
5. Pour simplifier, nous ne mentionnons pas le temps dans la formulation de ce vecteur d'état.

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \frac{1}{N}\left( \left| k_+, m_- \right\rangle - \left| l_-, n_+ \right\rangle \left\langle l_-, n_+ \right| k_+, m_- \right\rangle \right) \tag{4.26}$$

où $N$ est un facteur de normalisation et les vecteurs de la forme $\left| k_+, m_- \right\rangle$ sont une formulation compacte des produits tensoriels de la forme $\left| k_+ \right\rangle \otimes \left| m_- \right\rangle$. De ce vecteur d'état (4.26), on peut tirer les probabilités conjointes suivantes :

$$\left\langle k_-, n_- \right| \psi^{S_1+S_2} \left\rangle = 0 \quad \Rightarrow \quad p(k_-, n_-) = 0 \tag{4.27}$$

$$\left\langle l_-, n_+ \right| \psi^{S_1+S_2} \left\rangle = 0 \quad \Rightarrow \quad p(l_-, n_+) = 0 \tag{4.28}$$

$$\left\langle l_+, m_+ \right| \psi^{S_1+S_2} \left\rangle = 0 \quad \Rightarrow \quad p(l_+, m_+) = 0 \tag{4.29}$$

De la probabilité conjointe en (4.27), on infère que : si $K$ est mesurée sur $S_1$ et donne comme résultat $k_-$, alors si $N$ est mesurée sur $S_2$, le résultat sera nécessairement $n_+$. On peut formuler cette inférence de façon abrégée comme suit :

$$\left(K \to k_-\right) \quad \Rightarrow \quad \left(N \to n_+\right) \tag{4.30}$$

De la probabilité conjointe en (4.28), on infère que : si $N$ est mesurée sur $S_2$ et donne comme résultat $n_+$, alors si $L$ est mesurée sur $S_1$, le résultat sera nécessairement $l_+$, *i.e.* :

$$\left(N \to n_+\right) \quad \Rightarrow \quad \left(L \to l_+\right) \tag{4.31}$$

De la probabilité conjointe en (4.29), on infère que : si $L$ est mesurée sur $S_1$ et donne comme résultat $l_+$, alors si $M$ est mesurée sur $S_2$, le résultat sera nécessairement $m_-$, *i.e.* :

$$\left(L \to l_+\right) \quad \Rightarrow \quad \left(M \to m_-\right) \tag{4.32}$$

Sous l'hypothèse que ces trois inférences sont valides ensemble, on peut faire la déduction suivante :

$$\left(K \to k_-\right) \quad \Rightarrow \quad \left(N \to n_+\right) \quad \Rightarrow \quad \left(L \to l_+\right) \quad \Rightarrow \quad \left(M \to m_-\right) \tag{4.33}$$

Or, du vecteur d'état (4.26), on peut également tirer la probabilité conjointe suivante :

$$\left\langle k_-, m_+ \right| \psi^{S_1+S_2} \left\rangle \neq 0 \quad \Rightarrow \quad p\left(k_-, m_+\right) \neq 0 \tag{4.34}$$

Et de cette probabilité conjointe, on infère que : si $K$ est mesurée sur $S_1$ et donne comme résultat $k_-$, alors si $M$ est mesurée sur $S_2$, le résultat ne sera pas nécessairement $m_-$, *i.e.* :

$$\left(K \to k_-\right) \quad \not\Rightarrow \quad \left(M \to m_-\right) \tag{4.35}$$

Ce qui contredit la déduction (4.33).

En bref, la preuve de Stapp revient à remarquer qu'avec l'hypothèse de localité *IP*, la déduction (4.33) devrait être valide, et puisque cette hypothèse conduit à une contradiction, elle doit être rejetée. Examinons cette preuve plus attentivement.

Attirons d'abord l'attention sur le fait que la déduction intermédiaire $(N \to n_+) \Rightarrow (M \to m_-)$ s'effectue en deux étapes : d'abord $(N \to n_+) \Rightarrow (L \to l_+)$, puis $(L \to l_+) \Rightarrow (M \to m_-)$. On le voit, il faut supposer que $L$ est mesurée sur $S_1$, pour faire la déduction intermédiaire $(N \to n_+) \Rightarrow (M \to m_-)$. Cette dernière peut donc se lire comme suit :

> **Proposition $P_I$ :** Si $L$ est mesurée sur $S_1$ alors : si $N$ est mesurée sur $S_2$ et donne comme résultat $n_+$, alors si $M$ avait été mesurée sur $S_2$ à la place de $N$, le résultat aurait été $m_-$.

(Cette proposition correspond à l'étape « (5) » de la déduction de Stapp, dans son article original[1].) Posons ainsi que la mesure de $L$ est effectivement réalisée, ce qui rend la déduction intermédiaire $(N \to n_+) \Rightarrow (M \to m_-)$ légitime (du moins, à première vue[2]).

On remarque ensuite que la déduction (4.33) débute par l'hypothèse selon laquelle $K$ est mesurée sur $S_1$, et non $L$. Étant donné que nous avons posé que la mesure de $L$ est un *fait*, et que les mesures portant sur $K$ et $L$ sont mutuellement exclusives (car $K$ et $L$ sont incompatibles), la mesure de $K$ est une *hypothèse contrafactuelle*. Comment rendre cette hypothèse contrafactuelle légitime ? Stapp élabore une stratégie pour montrer que celle-ci est justifiée par l'hypothèse de localité *IP*. Comme l'écrit Mermin :

> Le but de cette stratégie est de réduire tous les énoncés sur les mesures qui auraient pu être réalisées mais ne l'ont pas été, à des déductions qui exploitent le principe général (localité) suivant lequel les décisions concernant le choix de la mesure effectuée [sur $S_1$] ne peut pas altérer le statut factuel du choix, de la réalisation et du résultat d'une mesure [sur $S_2$] *dans le passé*[3].

Quelle est cette stratégie de Stapp ? Imaginons que les deux régions d'espace-temps $R_1$ et $R_2$ soient séparées comme indiqué dans la Figure 4.6, c'est-à-dire que $R_1$ se trouve dans le « passé relatif » de $R_2$, relativement au référentiel $\mathcal{R}$, qui est paramétrisé par la coordonnée

1. Stapp, H., "Nonlocal Character of Quantum Theory", *op. cit.*, p. 302.
2. Nous allons voir ci-dessous qu'après un examen plus poussé, cette déduction intermédiaire est illégitime.
3. Mermin, D., "Nonlocal Character of Quantum Theory?", *op. cit.*, p. 5.

spatiale $x$ et le temps $t$. Dans ce référentiel $\mathcal{R}$, la mesure sur $S_1$ est réalisée (à l'instant $t_1$) *avant* la mesure sur $S_2$ (à l'instant $t_2$).

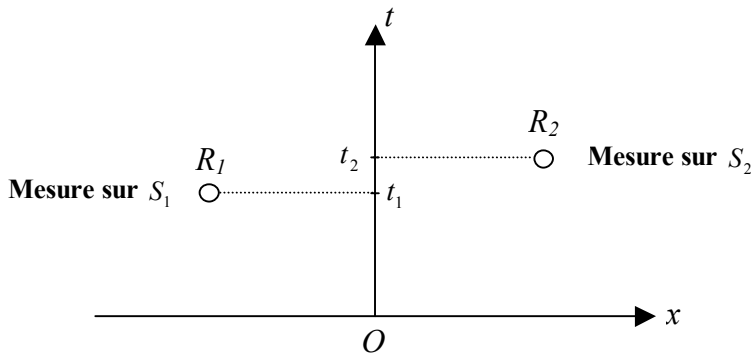



**Figure 4.6** Dans le référentiel $\mathcal{R}$, caractérisé par le repère $Oxt$, la mesure sur $S_1$ est réalisée *avant* la mesure sur $S_2$

Étant donné que dans ce référentiel $\mathcal{R}$, la mesure de $L$ sur $S_1$ est réalisée *avant* la mesure de $M$ ou $N$ sur $S_2$, la proposition $P_I$ semble légitime (à première vue toujours).

Mais nous pouvons aussi considérer un second référentiel, noté $\mathcal{R}'$ et paramétrisé par la coordonnée spatiale $x'$ et le temps $t'$, qui est en mouvement de translation uniforme par rapport au référentiel $\mathcal{R}$. Nous pouvons choisir $\mathcal{R}'$ (*cf.* Figure 4.7), de telle sorte que dans ce second référentiel, $R_1$ se trouve dans le « futur relatif » de $R_2$, et par suite, la mesure sur $S_1$ est réalisée (à l'instant $t'_1$) *après* la mesure sur $S_2$ (à l'instant $t'_2$).

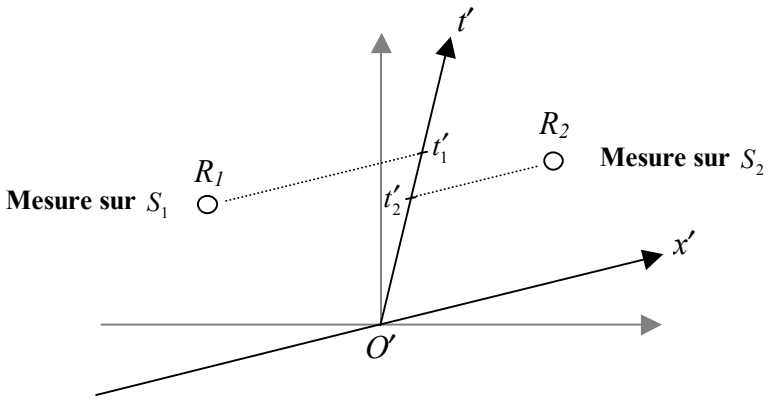



**Figure 4.7** Dans le référentiel $\mathcal{R}'$, caractérisé par le repère $O'x't'$, la mesure sur $S_1$ est réalisée *après* la mesure sur $S_2$

Suivant l'hypothèse de localité *IP*, étant donné que $R_1$ se trouve dans le futur de $R_2$ relativement au référentiel $\mathscr{R}$, le fait que ce soit *L* ou *K* qui est mesurée sur $S_1$ dans $R_1$ ne devrait avoir aucune influence sur les événements physiques qui surviennent dans $R_2$. Stapp prétend pouvoir déduire de $P_I$ la proposition suivante :

> **Proposition $P_{II}$ :** Si *K* est mesurée sur $S_1$ alors : si *N* est mesurée sur $S_2$ et donne comme résultat $n_+$, alors si *M* avait été mesurée sur $S_2$ à la place de *N*, le résultat aurait été $m_-$.

(Cette proposition correspond à l'étape « (6) » de la déduction de Stapp, dans son article original[1].) Par conséquent, il est légitime, selon Stapp, de débuter la déduction (4.33) avec l'hypothèse contrafactuelle selon laquelle *K* est mesurée sur $S_1$ dans $R_1$ (et donne comme résultat $k_-$).

D'après Mermin, si le passage de $P_I$ à $P_{II}$ est bien le point litigieux de la déduction (4.33) et donc la source de la contradiction avec (4. 35), contrairement à Stapp, il estime qu'il ne faut pas incriminer l'hypothèse de localité (*IP*). Il attire l'attention sur l'inférence contrafactuelle qui est incluse dans $P_I$ et $P_{II}$, à savoir :

> **Inférence contrafactuelle ($I_C$) :** Si *M* avait été mesurée sur $S_2$ à la place de *N*, le résultat aurait été $m_-$.

Cette inférence n'est valide, pense Mermin, uniquement si l'on suppose que *L* est mesurée sur $S_1$. Elle ne l'est plus sous l'hypothèse que *K* est mesurée sur $S_1$ à la place de *L* :

> Un morceau d'information qui intervient dans cette inférence [$I_C$] est ce qui est survenu en acte [dans $R_2$] ([*N* est mesurée sur $S_2$ et donne comme résultat $n_+$]). Jusqu'ici tout va bien. Mais l'autre fait, requis pour faire l'inférence, est que le choix subséquent de l'expérience [dans $R_1$] se révèle être, en fait, [la mesure de *L*]. Vous ne pouvez pas faire l'inférence affirmée dans le conditionnel contrafactuel si le choix subséquent de l'expérience [dans $R_1$] se révèle être [la mesure de *K*][2].

La conclusion générale de Mermin s'inspire alors de la conclusion de Bohr dans sa réponse à l'article EPR :

---

1. Stapp, H., "Nonlocal Character of Quantum Theory", *op. cit.*, p. 302.
2. Mermin, D., "Nonlocal Character of Quantum Theory?", *op. cit.*, p. 8.

> […] Stapp […] conclut que dans certains référentiels au moins la vérité d'une proposition se référant uniquement à des phénomènes observables confinés à un instant passé peut dépendre de la mesure que les expérimentateurs choisissent librement de réaliser à un instant futur. Cela ne signifie pas, cependant, que le choix fait dans le futur (entre la mesure de [*L* et *K*]) peut influencer des événements dans le présent [contredisant *IP*, comme le pense Stapp]. Ce que cela signifie, c'est qu'*un choix fait dans le futur peut influencer des propositions concernant des événements dans le présent qui auraient pu survenir mais qui ne sont pas survenus*. C'est cela qui interdit le passage de [$P_I$ à $P_{II}$]. Le choix d'une expérience [dans $R_1$] ne peut pas influencer *ce qui s'est passé en acte* dans le passé [dans $R_2$]. Mais cela peut affecter *le type d'inférences* que l'on peut faire à propos du comportement hypothétique [dans $R_2$][1].

Cette critique apparaît convaincante. Nous ferons toutefois deux reproches à Mermin. Premièrement, son mode d'expression semble mal défini. Que signifie « influencer une proposition » ou « affecter le type d'inférences » ? La conclusion de Mermin devient acceptable, selon nous, si elle est formulée comme suit : « un choix fait dans le futur peut *modifier la validité* des propositions concernant des événements dans le présent qui auraient pu survenir mais qui ne sont pas survenus », et ce choix peut « *modifier* le type d'inférences *valides* que l'on peut faire à propos du comportement hypothétique [dans $R_2$] ».

Deuxièmement, nous pouvons faire remarquer à Mermin que la déduction de Stapp peut être critiquée à une étape préalable : au niveau de la déduction intermédiaire $(N \to n_+) \Rightarrow (M \to m_-)$ elle-même. La critique de cette déduction intermédiaire a été menée par William Unruh. Cet auteur formule d'abord un critère général pour la vérité de certaines propositions que l'on fait en mécanique quantique :

> […] la vérité [d'une] proposition faite à propos du système [$S_1$], qui repose sur la mesure faite sur le système [$S_2$] et sur les corrélations qui ont été établies entre [$S_1$] et [$S_2$] dans l'état du système composé, est entièrement dépendante de la vérité de la mesure réelle qui a été faite sur le système [$S_2$]. Les dissocier revient […] à affirmer que la proposition faite à propos de [$S_1$] peut avoir une valeur en elle-même et d'elle-même, et indépendamment des mesures qui ont été réalisées sur [$S_2$]. Cela revient à affirmer la réalité de la proposition concernant [$S_1$] indépendamment de toute mesure, une affirmation contredite par la mécanique quantique[2].

Unruh invoque ce critère pour préciser les conditions de vérité de $(L \to l_+)$ :

---

1. *Ibid.*, p. 9. Sur le parallèle que fait Mermin de sa conclusion avec celle de Bohr, *cf.* : *ibid.*, pp. 9-11.
2. Unruh, W., "Nonlocality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 127 (à la fin de l'avant-dernière phrase du passage cité, nous avons corrigée l'erreur (supposée) d'Unruh qui a écrit [$S_1$] au lieu de [$S_2$]).

> Ainsi, dans [l'expérience de pensée ci-dessus], le fait de mesurer *N* sur $[S_2]$ et d'obtenir la valeur $[n_+]$ peut nous conduire à assigner la valeur $[l_+]$ à *L* sur $[S_1]$, même si cet attribut n'est pas mesuré directement, en raison de la corrélation entre les deux particules. Cependant, cette valeur pour *L* est entièrement dépendante du fait que *N* a été mesurée en acte et a fourni un certain résultat sur $[S_2]$. En particulier, la causalité ne peut pas être utilisée comme un argument pour dire que la valeur inférée (par opposition à « mesurée ») de *L* doit être indépendante de ce qui a été mesuré sur $[S_2]$. Bien que les deux mesures soient causalement déconnectées, elles ne sont pas logiquement déconnectées. La valeur qui peut être assignée à *L* est reliée logiquement à la mesure effective de *N* et à sa valeur[1].

Cela signifie que $(L \to l_+)$ ne peut être inféré que si *N* a effectivement été mesurée et a fourni le résultat $n_+$. Autrement dit, $(L \to l_+)$ ne peut plus être inféré si *M* a été mesurée à la place de *N*. Mermin de soutenir : « si la valeur obtenue lors d'une mesure de [*N*] est cruciale pour déterminer le fait que [*L*] a la valeur $[l_+]$, alors [*N*] ne peut être remplacée par [*M*], même si elle est causalement déconnectée ou vient plus tard dans le temps »[2]. Dans la déduction $(L \to l_+) \Rightarrow (M \to m_-)$, on suppose que *M* a été mesurée. Par conséquent, on ne peut plus faire l'inférence $(N \to n_+) \Rightarrow (L \to l_+)$. Il s'en suit que la déduction $(N \to n_+) \Rightarrow (M \to m_-)$, qui est une déduction intermédiaire de (4.33), est illégitime. Étant donné que dans la proposition $P_I$, figure la déduction $(N \to n_+) \Rightarrow (M \to m_-)$, cette proposition elle-même n'est pas acceptable. (De ce point de vue, Mermin a tort de concéder que : « Un morceau d'information qui intervient dans cette inférence [$I_C$] est ce qui est survenu en acte [dans $R_2$] ([*N* est mesurée sur $S_2$ et donne comme résultat $n_+$]). Jusqu'ici tout va bien. ». C'est donc déjà l'étape « (5) » de la preuve de Stapp qui est critiquable.)

Tout en approuvant la critique que fait Unruh, nous ferons la réserve suivante. Contrairement à ce que prétend Unruh, lorsque la mécanique quantique prédit la corrélation des résultats de mesures de deux observables *A* et *B* sur deux systèmes $S_1$ et $S_2$, une inférence du type $(A \to a_i) \Rightarrow (B \to b_i)$ ne devrait pas se lire :

> Si *A* est mesurée sur $S_1$ et donne comme résultat $a_i$, alors la valeur de *B* est $b_i$.

1. *Idem*.
2. *Ibid.*, p. 129.

Cette lecture implique que l'on interprète la mesure de $A$ sur $S_1$ comme une *mesure indirecte* de $B$ sur $S_2$. À plusieurs reprises dans son article, Unruh fait référence à une telle mesure indirecte. Il justifie cette idée comme suit :

> Étant donné que l'on a établi une corrélation du système $[S_1]$ avec le système $[S_2]$, on peut faire des mesures sur $[S_1]$, et sur la base des corrélations qui sont connues, faire des inférences concernant $[S_2]$, même si aucune mesure n'a été réalisée directement sur $[S_2]$. Après tout, si un tel raisonnement était interdit, c'est tout l'argument de von Neumann concernant la mesure qui ne serait pas valide. Dans la discussion de von Neumann, c'est précisément l'usage des corrélations des appareils de mesure avec les systèmes qui nous autorise à déduire les propriétés du système à partir des mesures faites sur les appareils de mesure, bien qu'aucune « mesure » directe n'ait été effectuée sur le système[1].

Le défaut de cette justification est qu'elle introduit l'idée selon laquelle il y aurait un sens à parler des propriétés du système étudié en soi, alors même qu'Unruh nous met en garde contre toute incursion du réalisme en mécanique quantique (il écrit par exemple, à la suite du passage cité ci-dessus, qu'« une grande prudence est requise pour que, dans de telles propositions contrafactuelles, on n'importe pas une notion de réalité »[2]). Mais surtout, en approuvant l'idée de « mesure indirecte », il s'expose à la conséquence paradoxale mise en évidence à la Sous-Section 4.7.3.

D'un point de vue strict, la mesure de $A$ sur $S_1$ ne détermine pas indirectement la valeur de $B$ sur $S_2$, mais permet de *prédire* avec certitude le résultat de la mesure directe de $B$ sur $S_2$ si cette dernière était réalisée. Contrairement à ce que suggère Unruh, le formalisme établit des corrélations non pas *entre des systèmes* (ou *entre les propriétés de systèmes*), mais *entre les résultats de mesures pouvant être réalisées sur des systèmes*[3]. C'est pourquoi, à notre avis, l'inférence $(A \to a_i) \Rightarrow (B \to b_i)$ devrait se lire :

> Si $A$ est mesurée sur $S_1$, à l'instant $t_1$, et donne comme résultat $a_i$, alors : si $B$ est mesurée sur $S_2$ à l'instant futur $t_2$ (et si aucune observable incompatible avec $B$ n'est mesurée sur $S_2$ avant cet instant $t_2$), le résultat de cette mesure sera $b_i$.

Cette lecture stricte n'introduit pas l'idée de mesure indirecte et nous met donc à l'abri de toute conséquence problématique.

---

1. *Ibid.*, p. 127.
2. *Idem*.
3. Sur ce point, *cf.* : *supra*, Sous-Section 2.2.6.

Il est à signaler que dans un référentiel où la mesure de $A$ précède la mesure hypothétique de $B$, l'inférence $(A \to a_i) \Rightarrow (B \to b_i)$ constitue une inférence contrafactuelle légitime. Plaçons-nous à l'instant $t_3$ postérieur à $t_1$ et $t_2$, tel que $t_1 < t_2 < t_3$ :

> Si $A$ est mesurée sur $S_1$, à l'instant $t_1$, et donne comme résultat $a_i$, alors : si $B$ avait été mesurée sur $S_2$ à l'instant $t_2$ mais ne l'a pas été (et si aucune observable incompatible avec $B$ n'a été mesurée sur $S_2$ avant cet instant $t_2$), le résultat de cette mesure aurait été $b_i$.

Ainsi, le raisonnement de Stapp n'est pas critiquable parce qu'il use d'inférences contrafactuelles *en général* (et telle n'est pas la critique de Mermin, ni celle d'Unruh), mais parce qu'il fait des inférences contrafactuelles qui sont motivées par un arrière-plan philosophique *réaliste*, c'est-à-dire qui présupposent une forme de *non-contextualité* : il pense que si une observable possède une valeur sur un système en vertu d'une mesure indirecte sur un autre système, cette observable possède cette valeur indépendamment de cette mesure indirecte[1]. Par conséquent, la contradiction entre (4.33) et (4.35) n'est pas une contradiction entre les prédictions de la mécanique quantique et l'hypothèse de localité *IP*, mais entre les prédictions de la mécanique quantique et une certaine hypothèse de non-contextualité. (Nous allons examiner cette contradiction plus attentivement à la prochaine sous-section.) Toute preuve visant à montrer que la mécanique quantique, indépendamment de son interprétation (indépendamment de toute hypothèse réaliste), est non-locale semble être vouée à l'échec.

***Bilan sur l'interprétation de la violation des inégalités de Bell***

La discussion qui précède sur la violation des inégalités de Bell par l'expérience nous a permis de dégager trois options :

- Premièrement, il est possible de défendre une théorie à variables cachées censée être plus complète que la mécanique quantique (maintien de *VD*, et donc de $NC_R$), mais celle-ci sera nécessairement incompatible avec la théorie de la relativité restreinte étant donné qu'elle doit supposer qu'il existe soit des actions non-locales, soit des actions qui se propagent plus vite que la lumière.

1. Comme nous l'avons vu, Stapp fait cette supposition parce que, relativement à un certain référentiel, on peut considérer que cette mesure indirecte est réalisée dans le futur et que ce qui est fait dans le futur ne peut pas influencer le passé.

- Deuxièmement, il est possible de considérer que la mécanique quantique est complète (rejet de *VD*), tout en interprétant les corrélations que prédit cette théorie (lesquelles impliquent la violation de *IR* et des inégalités de Bell) en termes d'actions instantanées à distance, en conflit avec la théorie de la relativité restreinte. Néanmoins, cette forme très particulière de non-localité ne viole pas l'hypothèse de localité *IP* et ne peut être utilisée pour la transmission d'une information instantanée à distance, elle est donc invérifiable. De plus, l'inconvénient de cette interprétation est qu'elle conduit à l'hypothèse d'un référentiel absolu et se heurte, de ce fait, au problème $P_{sym}$.
- Troisièmement, en invoquant $C_R$, il est possible de considérer que la mécanique quantique est complète (rejet de *VD*) et compatible avec la théorie de la relativité restreinte. Au lieu de postuler l'existence d'une forme de non-localité, on attire alors l'attention sur le fait que les prédictions qui sont dérivées de la mécanique quantique, *lorsque l'on fait l'hypothèse de localité IP* (ou $LE_{pragm}$), sont corroborées par l'expérience.

La troisième option semble être la plus satisfaisante dans la mesure où elle ne soulève aucune difficulté.

### *4.7.6 Les preuves de la contextualité*

Contrairement à ce que prétend Bohr, les inégalités d'Heisenberg ne permettent pas de donner une justification satisfaisante à l'hypothèse de la contextualité[1]. Toutefois, depuis les années 1950, plusieurs preuves formelles ont été proposées permettant d'établir l'incompatibilité de la mécanique quantique avec une certaine hypothèse de non-contextualité. En raison de l'intérêt que suscite la question des théories à variables cachées, ces preuves ont le plus souvent été présentées dans leur aspect limitatif : elles montrent qu'il ne peut exister de théorie à variables cachées, reproduisant les prédictions de la mécanique quantique, qui soit non-contextuelle.

Évoquons à cet égard le théorème établi par Andrew Gleason dans un article de 1957[2]. Gleason avait alors pour ambition de clarifier les axiomes de la mécanique quantique[3].

1. *Cf. supra*, Sous-Section 3.2.2.
2. Gleason, A., "Measures on the Closed Subspaces of a Hilbert Space", *Journal of Mathematics and Mechanics* **6** (1957), 885-893.
3. À ce propos, *cf.* : *infra*, Sous-Section 5.3.2.

Quelques années plus tard, il fut mis en évidence que le théorème de Gleason constituait une preuve de l'impossibilité des théories à variables cachées non-contextuelles[1]. Dans un article de 1966, Bell formule un corollaire du théorème Gleason et remarque que celui-ci exclut la possibilité d'une théorie à variables cachées où « il est supposé tacitement que la mesure d'une observable doit fournir la même valeur indépendamment des autres mesures qui peuvent être réalisées simultanément »[2]. Dans le même temps, il souligne qu'une théorie à variables cachées contextuelle reste envisageable. Son diagnostic se veut d'inspiration bohrienne : « le résultat d'une observation doit certainement dépendre non seulement de l'état du système (incluant les variables cachées) mais aussi de la disposition entière de l'appareil »[3]. Mais c'est le théorème établi par Simon Kochen et Ernst Specker, en 1967, qui fera date[4]. Suivant ce théorème, écrit Peres, « toute théorie cryptodéterministe qui attribuerait un résultat défini à chaque mesure quantique, tout en reproduisant les propriétés statistiques de la théorie quantique, est nécessairement *contextuelle* »[5]. Par la suite, des preuves plus simples, mais équivalentes à celle de Kochen et Specker, ont été proposées, notamment par Asher Peres et par David Mermin[6].

---

1. À ce sujet, *cf.* par exemple : Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, pp. 190-196 ; Held, C., "The Kochen-Specker Theorem", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/fall2000/entries/kochen-specker, 2000, pp. 3-4.
2. Bell, J., "On the Problem of Hidden variables in Quantum Mechanics", *Review of Modern Physics* **38** (1966), 447-452; réimprimé in: Bell, J., *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, Cambridge: Cambridge University Press, 1987, p. 9.
3. *Idem*.
4. Kochen, S. and Specker, E., "The Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics", *Journal of Mathematics and Mechanics* **17** (1967), 59-87). Sur le théorème de Kochen et Specker et les hypothèses sous-jacentes, *cf.* : Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, Chap. 5 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 164-170 et 172-175 ; Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, pp. 196-212 ; Held, C., "The Kochen-Specker Theorem", *op. cit.*.
5. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 196. À noter que Kochen et Specker, dans leur article, avaient en réalité l'ambition d'apporter une « preuve de l'inexistence des variables cachées » tout court ("The Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 59). Ils estimaient que la mécanique bohmienne était elle aussi visée par leur preuve (*ibid.*, p. 74 ; *cf.* la réponse de Bohm et Hiley à ce sujet : Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 122).
6. Peres, A., "Incompatible Results of Quantum Measurements", *Physics Letters A* **151** (1990), 107-108 ; Mermin, D., "Simple Unified Form for the Major No-Hidden Variables Theorems", *Physical Review Letters* **65** (1990), 3373-3376. Pour une discussion de ces deux preuves, *cf.* : Galvão, E., *Foundations of Quantum*

Précisons que l'hypothèse qui est réfutée par ces preuves n'est pas directement $NC_R$, mais une hypothèse de non-contextualité qui, d'un point de vue logique, est plus forte que $NC_R$. Cette hypothèse peut s'énoncer ainsi :

> **Non-contextualité au sens fort ($NC_F$) :** La valeur actuelle d'une observable sur un système est indépendante du contexte expérimental dans lequel ce système se trouve en acte.

Considérons, par exemple, trois observables $A$, $B$ et $C$, telles que $A$ est compatible avec $B$, $A$ est compatible avec $C$ et $B$ et $C$ sont incompatibles. Selon $NC_F$, la valeur de l'observable $A$ sur un système $S$ est indépendante du fait que l'on mesure $A$ conjointement avec $B$ ou que l'on mesure $A$ conjointement avec $C$[1].

Pour voir que $NC_F$ est une hypothèse plus forte que $NC_R$, il suffit de remarquer les deux points suivants. Premièrement, si la valeur actuelle d'une observable sur un système est indépendante du contexte expérimental particulier dans lequel se trouve actuellement ce système, c'est qu'*a fortiori*, cette valeur peut être assignée à l'observable indépendamment du fait qu'un appareil conçu pour mesurer cette observable soit actuellement mis en place ou non ($NC_F \Rightarrow NC_R$). Deuxièmement, on peut imaginer qu'une observable possède une valeur qui dépend du contexte expérimental ($\neg NC_F$), tout en supposant que cette observable possède cette valeur sans qu'un dispositif expérimental conçu pour mesurer l'observable en question soit forcément mis en place ($NC_R$). Autrement dit, on peut supposer $NC_R$ sans nécessairement supposer $NC_F$.

Afin de comprendre de quelle manière précisément l'hypothèse $NC_F$ intervient dans les preuves de la contextualité, nous allons présenter une version modifiée de la preuve de Peres[2]. Considérons un système $S$ composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ de spin ½. Admettons qu'entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$, les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ interagissent l'un avec l'autre. Prenons le cas où, à un instant $t_3$ ultérieur, on peut associer au système $S = S_1 + S_2$ le vecteur d'état :

---

*Theory and Quantum Information Applications*, Ph.D. thesis, University of Oxford, 2002, *arXiv e-print*, quant-ph/0212124 (2002), pp. 6-9.

1. *Cf.* : Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 188.
2. Peres, A., "Incompatible Results of Quantum Measurements", *op. cit.*.

$$\left| \psi^{S}(t_3) \right\rangle = \left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| +^{S_1} \right\rangle \otimes \left| -^{S_2} \right\rangle - \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_2} \right\rangle \right) \qquad (4.36)$$

où les différents termes sont définis comme dans la Sous-Section 4.7.4. Il n'est pas besoin ici de supposer que les deux sous-systèmes, à l'instant $t_3$, se trouvent dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées.

Intéressons-nous aux observables $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}$, $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}$, $\sigma_{\mathbf{z}}^{S_1}$, $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$, $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{z}}^{S_2}$ pouvant être mesurées sur ces sous-systèmes, lesquelles sont représentées respectivement par les opérateurs $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2}$ [1]. Les résultats possibles pour chacune de ces mesures, que l'on notera respectivement $x_1$, $y_1$, $z_1$, $x_2$, $y_2$ et $z_2$, sont 1 et $-1$[2].

Pour les besoins de la preuve, plusieurs relations doivent être dérivées du vecteur d'état (4.36)[3]. Remarquons d'abord qu'il existe une corrélation parfaite entre les résultats des mesures de la même composante de l'observable $\boldsymbol{\sigma}$ sur chacun des sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ :

$$\left.\begin{aligned} x_1 x_2 &= \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1 \\ y_1 y_2 &= \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1 \\ z_1 z_2 &= \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1 \end{aligned}\right\} \qquad (4.37)$$

Notons ensuite que les produits d'opérateurs $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}$ commutent l'un avec l'autre, c'est-à-dire que :

$$[\, \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}, \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} \,] = 0 \qquad (4.38)$$

Il est donc possible, suivant la mécanique quantique, de mesurer simultanément les observables conjointes $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$, dont les résultats sont les produits $x_1 x_2$ et $y_1 y_2$.

On peut également montrer la relation suivante :

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} = -\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \qquad (4.39)$$

En vertu de (4.37), il s'en suit que :

$$\left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -\left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = 1 \qquad (4.40)$$

---

1. Pour des précisions formelles concernant ces opérateurs, *cf.* : *infra*, Annexe B, Section 1.
2. La notation de la valeur de ces observables ne doit pas être confondue avec la notation des composantes de l'observable position sur les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$.
3. Pour plus de précisions sur la manière dont les relations suivantes sont établies, *cf.* : *infra*, Annexe B, Section 3.

Autrement dit, si l'on mesure simultanément les observables conjointes $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$, on obtient nécessairement :

$$x_1x_2y_1y_2 = \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = 1 \tag{4.41}$$

Remarquons, de même, que les produits d'opérateurs $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}$ commutent l'un avec l'autre, c'est-à-dire que :

$$[\,\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}, \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\,] = 0 \tag{4.42}$$

Il est donc possible, suivant la mécanique quantique, de mesurer simultanément $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$, dont les résultats sont les produits $x_1y_2$ et $y_1x_2$.

On peut également montrer la relation suivante :

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2} = \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \tag{4.43}$$

En vertu de (4.37), il s'en suit que :

$$\left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}\,\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1 \tag{4.44}$$

Autrement dit, si l'on mesure simultanément les observables conjointes $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$, on obtient nécessairement :

$$x_1y_2y_1x_2 = \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1 \tag{4.45}$$

Précisons enfin que suivant la mécanique quantique, le dispositif expérimental conçu pour effectuer la mesure conjointe des observables conjointes $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$ *et* $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ et le dispositif expérimental conçu pour effectuer la mesure conjointe des observables conjointes $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ *et* $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$ sont mutuellement exclusifs. Il suffit de voir, par exemple, que $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ ne commutent pas :

$$[\,\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}, \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\,] \neq 0 \tag{4.46}$$

À présent, faisons appel à $NC_F$. Suivant cette hypothèse, les valeurs actuelles $x_1$, $y_1$, $x_2$ et $y_2$ des observables $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}$, $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}$, $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$ et $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ sont indépendantes du contexte expérimental dans lequel se trouve $S_1 + S_2$. En particulier, ces valeurs sont supposées être identiques lorsque l'on mesure conjointement $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$ *et* $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$, ou lorsque l'on mesure conjointement $\sigma_{\mathbf{x}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{y}}^{S_2}$ *et* $\sigma_{\mathbf{y}}^{S_1}\sigma_{\mathbf{x}}^{S_2}$. Or, compte tenu des relations (4.41) et (4.45), on a $x_1x_2y_1y_2 \neq x_1y_2y_1x_2$. Par conséquent, l'hypothèse $NC_F$ est en conflit avec les prédictions la mécanique quantique.

De quelle manière faut-il interpréter cette preuve de la contextualité ? Il y a essentiellement deux options qui peuvent être distinguées. La première revient à rejeter $NC_F$, mais à garder *VD* (et donc $NC_R$). C'est l'option que choisissent les partisans des théories à variables cachées. La preuve exposée ci-dessus établit alors le caractère nécessairement *contextuel* de toute théorie à variables cachées qui reproduit les prédictions de la mécanique quantique : la description du système étudié doit inclure la description de tout le contexte expérimental dans lequel ce système se trouve en acte. Rappelons que la mécanique bohmienne satisfait à cette condition[1].

Lorsque des appareils de mesure sont mis en place, ceux-ci modifient le contexte expérimental. Les preuves de la contextualité imposent donc aux théories à variables cachées de tenir compte des éventuels appareils de mesure. Mais au lieu d'interpréter cette dépendance à l'égard des appareils de mesure comme une dépendance à l'égard de nos moyens de connaissance (en l'occurrence, nos moyens *instrumentaux* de connaissance), les partisans des théories à variables cachées incluent ces appareils de mesure dans le domaine de l'ontologie, c'est-à-dire dans le domaine des objets conçus comme existant dans le monde en soi.

En raison de la dimension *ontologique* de cette interprétation des preuves de la contextualité, certains auteurs emploient l'expression « contextualisme »[2]. D'après Michel Bitbol, par exemple :

> Parler de contextualisme des déterminations ou des propriétés […], c'est commencer par poser que les propriétés existent indépendamment de la procédure expérimentale de leur mise en évidence [conformément à $NC_R$], puis signaler que cette procédure, lorsqu'elle est mise en œuvre, les modifie systématiquement [contrairement à $NC_F$][3].

Il est à signaler que dans une théorie à variables cachées contextuelle, les appareils de mesure qui se trouvent en un lieu distant du système étudié peuvent faire partie du contexte expérimental qui détermine la valeur des observables sur ce système. Dans l'exemple de la preuve présentée ci-dessus, on peut supposer que les deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ se trouvent, à l'instant $t_3$, dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées. Il faut

1. *Cf. supra*, Sous-Section 3.6.2.
2. *Cf.* par exemple : d'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, pp. 307-309 ; Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 350-352 ; Zwirn, H., *Les limites de la connaissance*, *op. cit.*, p. 203.
3. Bitbol, M., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 351.

admettre alors, suivant les preuves de la contextualité, que la valeur par exemple de $\sigma_x^{S_1}$ sur $S_1$, à l'instant $t_3$, dépend des mesures qui sont réalisées sur $S_2$ à cet instant $t_3$. Si l'on tient à défendre une théorie à variables cachées contextuelle, il faut introduire l'hypothèse d'une action qui se propage instantanément à distance ou plus vite que la lumière. On retrouve ainsi les difficultés discutées à la précédente sous-section.

La seconde option revient à faire appel à $C_R$, et donc à écarter $NC_R$. Du même coup, les hypothèses *VD* et $NC_F$, qui impliquent chacune $NC_R$, sont elles-aussi écartées. Cette option présente l'avantage d'être dépourvue de conséquence problématique.

À la Sous-Section 4.7.3, nous avons vu que l'adoption de cette hypothèse de contextualité $C_R$ conduit à concevoir l'« actuel » comme étant indissociable des moyens *instrumentaux* de connaissance appliqués directement au système étudié, en accord avec l'approche pragmatiste défendue dans cette thèse. Le fait que l'interprétation des preuves de la contextualité faisant appel à $C_R$ est la seule qui soit non-problématique plaide en faveur de l'approche pragmatiste, et de toute approche philosophique similaire qui insiste sur le rôle joué par nos moyens de connaissance dans la constitution de ce que nous tenons pour « actuel ».

Bien que Bohr ait été le premier à mettre en avant l'hypothèse de la contextualité, la version qu'il a donné de cette hypothèse ($C_B$) a une conséquence paradoxale[1]. En outre, il a pu laisser entendre que cette hypothèse exprime une *limitation* imposée à un idéal réaliste, celui de fournir une « description de la nature » telle qu'elle est en elle-même indépendamment de nos moyens de connaissance[2]. L'avantage du cadre de pensée pragmatiste est qu'il fait apparaître la contextualité comme une *expression* de la dépendance de tout contenu de connaissance vis-à-vis de nos moyens de connaissance. Dans cette approche, les moyens de connaissance propres à une activité de recherche, en même temps qu'ils rendent possible la constitution d'une connaissance, structurent cette connaissance. Il n'est alors pas étonnant si, dans une activité de recherche donnée, il s'avère impossible de dissocier le contenu de la connaissance de certains moyens de connaissance.

1. *Cf. supra*, Sous-Section 4.7.3.
2. Rappelons qu'il ne s'agit là que d'une lecture possible de Bohr. À tout le moins, il peut lui être reproché de n'avoir pas défendu une approche philosophique dépourvue d'ambiguïté. *Cf.* à ce sujet : *supra*, Sous-Section 3.2.2.

## 4.8 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons mis en place un cadre de pensée alternatif au réalisme scientifique, celui du *pragmatisme*. Le rôle essentiel de nos moyens de connaissance dans la pratique scientifique a été mis en évidence. Plusieurs arguments ont été avancés pour montrer qu'il n'est pas possible d'isoler, dans la connaissance expérimentale en physique, un contenu qui soit indépendant de la structuration imposée par ces moyens de connaissance. En particulier, l'idée de l'indépendance d'un tel contenu de connaissance à l'égard de nos moyens *conceptuels* de connaissance se heurtent à des arguments internalistes difficilement réfutables.

Nous inscrivant dans cette perspective pragmatiste, nous avons établi que dans le cadre de la mécanique quantique, ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel » au terme d'une mesure sur un système, ce n'est pas *l'état physique dans lequel se trouve le système étudié* (comme le supposent notamment les tenants de l'interprétation standard), mais uniquement *l'événement physique de la possession par une observable d'une valeur bien définie au terme de la mesure*. Les preuves de la contextualité montrent que cet événement physique ne peut être rapporté au système tel qu'il est en lui-même indépendamment du contexte expérimental dans lequel se trouve ce système. Suivant une lecture pragmatiste, cela signifie que nous devons concevoir l'actuel, en mécanique quantique, comme inextricablement lié aux moyens *instrumentaux* de connaissance appliqués directement au système étudié. Avec l'hypothèse de contextualité $C_R$, sur laquelle repose cette conception de l'actuel, on dispose de la seule interprétation non problématique des preuves de la contextualité, mais aussi de la violation des inégalités de Bell, ce qui donne un argument de poids en faveur de l'approche pragmatiste.

# Chapitre 5
# Une justification pragmatiste de la mécanique quantique

## 5.1 Introduction

L'adoption d'une position *réaliste* pour interpréter la mécanique quantique se révèle problématique. En effet, l'interprétation standard de Dirac et von Neumann, qui repose sur des présupposés réalistes, se heurte à plusieurs difficultés d'ordre conceptuel, et conduit – si l'on concède que l'hypothèse du saut quantique n'est pas acceptable – au problème de la mesure dans ses formulations multiples (*cf.* Chapitre 2). Quant aux interprétations réalistes concurrentes de l'interprétation standard, censées dissoudre le problème de la mesure, elles impliquent, pour la majorité d'entre elles, une modification de la théorie, génèrent de nouvelles difficultés, et offrent parfois une représentation du monde « extravagante » (*cf.* Chapitre 3). Nous en sommes venus à remettre en cause les thèses du réalisme scientifique et à douter qu'une interprétation correcte de la mécanique quantique puisse nous dire comment est le monde en soi[1].

Dans ce chapitre, nous proposons d'interpréter la mécanique quantique à partir du cadre de pensée pragmatiste mis en place au Chapitre 4. Au lieu de modifier cette théorie et de lui arracher une représentation du monde, nous allons étudier la manière dont celle-ci est *utilisée* par les physiciens *dans la pratique*. Il va s'agir de comprendre la mécanique quantique en tant que théorie s'inscrivant dans une certaine activité de recherche, la microphysique.

Plus précisément, nous allons proposer une *justification pragmatiste de la mécanique quantique*. Celle-ci va se déployer en trois étapes. Lors de la première étape (Section 5.4), nous donnerons une *définition pragmatique* à chacun des termes employés par les physiciens dans leur activité de recherche en microphysique. La deuxième étape (Section 5.5) consistera à expliciter les *fonctions pragmatiques* que doit nécessairement remplir une théorie pour que celle-ci permette aux physiciens de mener à bien l'activité de recherche en microphysique.

1. *Cf. supra*, Section 3.10.

Dans la troisième étape (Sections 5.6 à 5.10), il s'agira d'établir le fait que seule la mécanique quantique réalise exactement ces fonctions. Pour ce faire, nous aurons à montrer, d'une part, que chacune des composantes de la théorie contribue à remplir précisément ces fonctions, et d'autre part, que tout changement de la théorie implique que ces fonctions ne peuvent pas toutes être remplies, ou que la théorie se charge d'une « structure formelle de surplus »[1]. De nombreux travaux existants nous aideront à atteindre cet objectif, notamment ceux de R. I. G. Hughes, Bas van Fraassen, Michel Bitbol ou Asher Peres.

Au préalable, la question du caractère probabiliste de la mécanique quantique sera examinée, ce qui nous conduira à identifier la *contrainte empirique* à laquelle toute théorie doit se plier en microphysique (Section 5.2). Nous évoquerons ensuite la tentative de déduction transcendantale de la mécanique quantique de Michel Bitbol, ainsi que la tentative de dérivation axiomatique de la théorie basée sur la notion de « fonction de probabilité généralisée » (Section 5.3). Ces deux tentatives nous seront utiles pour cerner les fonctions que la mécanique quantique remplit sur le plan pratique.

## 5.2 Pourquoi la mécanique quantique est-elle probabiliste ?

### *5.2.1 Le monde est-il intrinsèquement indéterministe ?*

Pourquoi la mécanique quantique est-elle une théorie *probabiliste* (ou *indéterministe*) ? Suivant le réalisme scientifique, la mécanique quantique, en tant que théorie acceptée par la communauté des physiciens, est en correspondance bi-univoque avec le monde tel qu'il est en lui-même. Conformément à ce point de vue, les probabilités dérivées du formalisme quantique peuvent être interprétées comme reflétant une caractéristique du monde, à savoir le fait qu'il est *intrinsèquement indéterministe* (ou *intrinsèquement stochastique*).

Lorsque le système étudié est isolé, l'évolution de son état physique actuel au cours du temps peut être calculée de manière déterministe au moyen de l'équation de Schrödinger. Par contre, lorsque ce système entre en interaction avec un appareil de mesure, il convient de recourir, dans le cas général, à des probabilités. En raison de ce lien entre le processus de la mesure et l'usage des probabilités, une partie des interprétations réalistes de la mécanique quantique identifie le caractère indéterministe du monde aux seules situations physiques mettant en jeu un appareil de mesure. Ainsi est-il supposé, dans l'interprétation standard, que

1. Expression de Michael Redhead et Paul Teller (*cf. supra*, Sous-Section 2.2.3 (en note)).

l'appareil de mesure induit un *saut quantique* de l'état physique actuel du système étudié, ce saut étant instantané, acausal (*i.e.* indéterministe) et irréversible[1].

Dans les interprétations modales, l'indéterminisme est également rapporté au processus de la mesure. Toutefois, les partisans de ces interprétations situent l'indéterminisme, non pas au niveau de l'évolution de l'état physique actuel du système étudié, mais *au niveau du résultat de mesure qui survient*[2].

Dans la théorie GRW, en revanche, tout système microscopique, *qu'il soit ou non en interaction avec un appareil de mesure*, effectue de manière indéterministe des sauts quantiques spécifiques (à savoir, des processus de localisation spontanée)[3]. Le problème de l'interprétation standard qui consistait à justifier l'idée selon laquelle les sauts quantiques sont provoqués uniquement par des appareils de mesure est donc absent. Les processus stochastiques, selon la théorie GRW, surviennent dans le monde en lui-même, indépendamment de l'intervention d'un appareil de mesure.

Les partisans des interprétations en termes de potentialités estiment, eux-aussi, que l'indéterminisme caractérise *tout type* de situation physique, que celle-ci mobilise ou non un appareil de mesure. Cet indéterminisme est lié, selon eux, au caractère *dispositionnel* des propriétés des systèmes qui composent le monde[4]. Les probabilités de la mécanique quantique sont interprétées ici comme une expression mathématique de ces dispositions. Soulignons que cette interprétation n'offre pas une description précise des processus indéterministes, contrairement à la théorie GRW.

Il faut ajouter que certains auteurs comme Peres et van Fraassen, bien qu'ils se disent favorables à une interprétation anti-réaliste de la mécanique quantique, voient l'indéterminisme de cette théorie comme le reflet d'un trait que possède le monde en lui-même. Cette thèse transparaît chez van Fraassen à travers les passages suivants : « étant donné que le monde est indéterministe » ou « c'est un truisme [de dire] que la physique quantique décrit un monde indéterministe », « l'indéterminisme comme une réalité »[5]. De son

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.1.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 3.7.2.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 3.4.1.
4. *Cf. supra*, Section 3.3.
5. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 178, 273 et 494 (note 3).

côté, Peres écrit : « le hasard doit être élevé au statut d'un aspect essentiel du comportement physique »[1].

Cependant, à contre-courant de l'interprétation standard, des interprétations modales, de la théorie GRW ou des interprétations en termes de potentialités, il existe des interprétations réalistes de la mécanique quantique qui n'hypostasient pas les probabilités pour en faire des propriétés du monde. Tel est le cas de la mécanique bohmienne où les probabilités sont rapportées à notre *connaissance incomplète* des processus complexes qui se produisent lors d'une mesure, et qui font intervenir un nombre important de systèmes microscopiques – l'évolution de l'état physique actuel de chacun de ces systèmes microscopiques étant toujours déterministe[2].

D'une manière toute autre, Hugh Everett a également suggéré que l'univers évolue de manière strictement déterministe. Toute description « objective », d'après lui, doit faire appel uniquement à l'équation de Schrödinger. Ce n'est que lorsque l'on se place au niveau « subjectif » d'un observateur que l'évolution de l'état physique actuel d'un système apparaît parfois indéterministe, et que les probabilités sont alors requises. Les probabilités de la mécanique quantique, selon cette interprétation, ne reflète que *l'apparence indéterministe* de certains processus physiques pour une subjectivité[3].

Par conséquent, eu égard à la mécanique quantique et aux expériences dont elle permet de rendre compte, il s'avère possible de défendre deux thèses antagoniques : (*i*) il existe dans le monde certains processus physiques qui sont indéterministes, et (*ii*) tous les processus physiques qui se produisent dans le monde sont strictement déterministes. Rien ne semble pouvoir trancher en faveur de l'une de ces deux thèses. Faisant référence à la mécanique quantique, mais également à d'autres théories comme celle du chaos, Michel Bitbol soutient en ce sens que :

> La question de savoir si le hasard est « ontologique » ou non, si les « lois ultimes de la nature » sont intrinsèquement indéterministes ou non, est indécidable. Les développements récents des sciences de l'aléatoire ne font qu'illustrer cette indécidabilité. On montre en effet que des apparences déterministes peuvent résulter de l'application de la loi des grands nombres à des événements stochastiques, et qu'inversement des apparences indéterministes peuvent traduire des processus de chaos déterministe sous-jacents[4].

1. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 7.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 3.6.1.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 3.8.2.
4. Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel*, *op. cit.*, p. 305.

### *5.2.2 Les probabilités dans la pratique scientifique*

Plutôt que d'affirmer que la mécanique quantique est probabiliste parce que le monde en lui-même est indéterministe (ou probabiliste), c'est-à-dire plutôt que de projeter un trait du formalisme quantique sur le monde pris en lui-même, nous proposons, conformément à l'approche pragmatiste avancée au Chapitre 4, de cerner le rôle des probabilités dans l'activité de recherche en microphysique. Il s'agit non pas de chercher à identifier quel pourrait être le correspondant du concept de probabilité dans le monde en soi, mais de déterminer quand et à quelle fin nous employons ce concept dans la pratique.

Dans l'activité de recherche en microphysique, de même que dans l'activité de recherche en physique macroscopique, nous avons recours aux probabilités lorsque *nous ne savons pas* si un événement donné est survenu ou non à un instant passé ou présent / va survenir ou non à un instant futur. En d'autres termes, il est fait usage des probabilités dans le cas d'une *incertitude* concernant la survenue d'un événement. À ce niveau de la discussion, nous ne préjugeons pas du statut de cette incertitude : celle-ci pourrait résulter de notre ignorance partielle de la situation physique considérée, mais elle pourrait également correspondre à une incertitude résiduelle de principe, une incertitude qui subsisterait même si nous possédions une connaissance « complète »[1] de la situation physique considérée[2]. Nous reviendrons sur ce point plus précisément à la prochaine sous-section.

Quelle est alors la fonction des probabilités ? En faisant appel à ces dernières, nous pouvons assigner une *valeur numérique* à la possibilité de survenue d'un événement pour lequel subsiste une incertitude. Autrement dit, les probabilités correspondent à un outil mathématique au moyen duquel nous pouvons effectuer une *évaluation* précise de la possibilité de survenue d'un tel événement.

Cette évaluation, selon le cas, équivaut à une prédiction ou peut donner lieu à une prédiction. En effet, considérons les deux cas suivants, premièrement celui où nous ne savons pas si un certain événement, noté *e*, est survenu ou non *à un instant passé ou présent*. Dans ce cas, l'évaluation probabiliste concernant la possibilité de survenue de l'événement *e* ne constitue pas une prédiction, puisque l'on admet que cet événement soit est survenu, soit n'est

1. Pour une définition de la connaissance « complète », *cf.*: *infra*, Sous-Section 5.4.1.
2. En ce sens, nous n'adhérons pas ici à une interprétation de type « subjective », comme celle de Bruno de Finetti pour qui l'« incertitude » à laquelle renvoient les probabilités a *toujours* pour origine notre « ignorance » (de Finetti, B., *Theory of Probability*, *op. cit.*, pp. x-xii).

pas survenu. En revanche, cette évaluation peut donner lieu à une prédiction, celle qui concerne l'éventuel futur constat du fait de la survenue ou du fait de la non-survenue de l'événement *e* (ce constat se fait, par exemple, en recherchant une trace de la survenue ou de la non-survenue de l'événement *e*). Pour être explicite, supposons que l'évaluation probabiliste consiste à attribuer une probabilité $p(e) = p_e$ à la survenue de l'événement *e* à l'instant *t*, avec $p_e$ une certaine valeur numérique et *t* un instant passé ou présent. Nous pouvons alors prédire, suivant cette évaluation probabiliste, que si, à un instant $t'$ futur (tel que $t \leq t'$), nous procédions à une vérification du fait de la survenue ou du fait de la non-survenue de l'événement *e* à l'instant *t*, alors la probabilité du constat du fait de la survenue de l'événement *e* à cet instant *t* serait égale à $p_e$.

Considérons deuxièmement le cas où nous ne savons pas si un certain événement, noté *e*, va survenir ou non *à un instant futur*. Dans ce cas, il va de soi que l'évaluation probabiliste concernant la possibilité de survenue de l'événement *e* équivaut à une prédiction. Soulignons qu'à partir de cette évaluation-prédiction, nous pouvons tirer un second type de prédiction, similaire à celui du cas précédent. En effet, supposons que l'évaluation-prédiction consiste à attribuer une probabilité $p(e) = p_e$ à la survenue de l'événement *e* à l'instant *t*, avec $p_e$ une certaine valeur numérique et *t* un instant futur. Suivant cette évaluation-prédiction, nous pouvons prédire (comme dans le cas précédent), que si, à un instant $t'$ futur (tel que $t \leq t'$), nous procédions à une vérification du fait que l'événement *e* va survenir ou du fait qu'il ne va pas survenir à l'instant *t*, alors la probabilité du constat du fait que cet événement va survenir à cet instant *t* serait $p_e$.

La probabilité prend la forme d'une valeur numérique que *nous* assignons à la possibilité de survenue d'un événement donné. Néanmoins, cela n'implique pas que la probabilité soit identifiable à un « degré de croyance » d'un sujet rationnel (*cf.* interprétations classique ou logique des probabilités[1]) ou d'un individu particulier (*cf.* interprétation subjective des probabilités[2]) concernant la survenue ou non de cet événement. Il nous semble plus juste de concéder simplement que l'évaluation probabiliste concernant la survenue d'un événement donné *peut conduire* à la croyance que cet événement est survenu, avec un degré

1. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.4.
2. *Idem*.

correspondant à la valeur de la probabilité. Mais il faudrait encore donner une définition précise de ce qu'est un « degré de croyance »[1].

Suivant le point de vue pragmatiste que nous défendons, les probabilités ne sont pas non plus équivalentes à des fréquences relatives limites (*cf.* interprétation fréquentiste des probabilités[2]). Par contre, les valeurs des probabilités peuvent être *confrontées* aux valeurs des fréquences relatives établies empiriquement, c'est-à-dire en répétant un grand nombre de fois les expériences auxquelles se rapportent les probabilités en question. Par exemple, la valeur $p_e$ que nous attribuons à la probabilité $p(e)$ de survenue de l'événement *e* dans une expérience *E* peut être comparée avec la valeur $n_e/N$ de la fréquence relative $f(e)$ de survenue de cet événement établie en répétant un nombre *N* de fois l'expérience *E*, avec $n_e$ le nombre de fois que survient l'événement *e*.

Ou encore, les probabilités sont parfois *déterminées par le truchement* des fréquences relatives. Mais il s'agit alors d'une *méthode* de détermination des probabilités, en l'occurrence la méthode *a posteriori*[3]. Celle-ci n'est pertinente que si les fréquences relatives des résultats de l'expérience à laquelle se rapportent les probabilités en question se stabilisent autour de certaines valeurs lorsque cette expérience est répétée un très grand nombre de fois. Pour déterminer, par exemple, la valeur de la probabilité $p(e)$ de survenue de l'événement *e* dans une expérience *E*, nous pouvons effectuer un très grand nombre de fois la même expérience *E*, disons *N* fois, et poser que $p(e) \equiv n_e/N$, où $n_e/N$ est la valeur de la fréquence relative $f(e)$ de survenue de l'événement *e* qui est établie empiriquement.

---

1. Sur ce point, *cf.* : Ramsey, F., "Truth and Probability", *op. cit.*, § 3. D'après Franck Ramsey, un « degré de croyance est une propriété causale de celle-ci [*i.e.* de cette croyance], que nous pouvons exprimer grossièrement comme le degré avec lequel nous sommes préparés à agir sur la base de celle-ci » (*ibid.*, p. 169). Or, de même que nous avons admis que « l'évaluation probabiliste concernant la survenue d'un événement donné *peut conduire* à la croyance que cet événement est survenu, avec un degré correspondant à la valeur de la probabilité », nous admettons que l'évaluation probabiliste concernant la survenue d'un événement donné *peut conduire* à être préparé à agir conformément à cette évaluation probabiliste, avec un degré correspondant à la valeur de la probabilité. Mais d'après nous, il n'y a pas lieu d'*identifier* la probabilité de survenue d'un événement donné au degré de notre disposition à agir conformément à la croyance que cet événement est survenu.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.4.
3. *Idem*.

### *5.2.3 Probabilités réductibles et probabilités irréductibles*

À la Sous-Section 1.2.4, nous avions distingué trois aspects différents des probabilités :

**1.** L'axiomatique des probabilités

**2.** La détermination concrète des probabilités

**3.** Le statut des probabilités

Nous avions mis entre parenthèses la question de l'*axiomatisation des probabilités*. À l'instar de nombreux philosophes qui discutent l'interprétation des probabilités, nous considérerons ici uniquement l'axiomatique d'Andreï Kolmogorov (ou « théorie classique des probabilités »), même si cette dernière n'est pas la seule axiomatique envisageable[1].

À propos de la *détermination concrète des probabilités*, nous avions indiqué qu'il existe deux méthodes distinctes, qui permettent chacune aux physiciens de déterminer en pratique la valeur des probabilités auxquelles ils ont recours pour faire des prédictions à propos d'une expérience donnée : les probabilités peuvent être déterminées de manière *a priori* (*via* un modèle théorique) ou de manière *a posteriori* (*via* les fréquences relatives).

Qu'en est-il du statut des probabilités ? À la Sous-Section 1.2.4, nous avions admis que dans le cadre d'une interprétation *réaliste* de la mécanique classique, un statut *subjectif* doit être assigné aux probabilités : celles-ci permettent d'insérer dans une structure mathématique précise *notre connaissance incomplète* de ce qui est ou sera actuel. À condition d'entendre la notion d'actuel, non plus en un sens ontologique (l'actuel en soi), mais en un sens pragmatiste (l'actuel tel qu'il nous apparaît, ou peut nous apparaître, lors d'une expérience, suivant nos moyens sensoriels, instrumentaux et conceptuels de connaissance), cette conception des probabilités peut également convenir à une interprétation *pragmatiste* de la mécanique classique, et plus largement, à une interprétation *pragmatiste* de la description commune que nous faisons des événements de la vie quotidienne (accident de voiture, succès à des examens, coup de téléphone, etc.).

Mais est-il légitime d'attribuer un statut subjectif aux probabilités dérivées du vecteur d'état de la mécanique quantique ? Dans la situation où le résultat d'une mesure sur un système microscopique est survenu, mais où celui-ci est encore inconnu de nous parce que nous n'avons pas encore observé l'appareil de mesure, la réponse est positive. Les probabilités dérivées du vecteur d'état associé au système étudié ne font alors que refléter

1. Ce qui a été mentionné en note dans la Sous-Section 1.2.4.

notre ignorance partielle concernant ce résultat. Nous tenterons d'apporter une justification à ce point de vue à la Sous-Section 6.4.2.

En revanche, il semble difficile d'apporter une réponse positive dans la situation où la mesure sur un système microscopique n'a pas encore produit de résultat et que les probabilités dérivées du vecteur d'état associé au système étudié permettent de faire des prédictions à propos du résultat pouvant survenir. À l'exception des partisans de la mécanique bohmienne[1], les spécialistes de la mécanique quantique rejettent l'idée selon laquelle, dans cette situation, les probabilités dérivées du vecteur d'état reflètent une connaissance incomplète. L'incertitude concernant le résultat particulier qui va survenir correspond à une incertitude résiduelle de principe.

Par conséquent, le statut des probabilités dérivées du vecteur d'état change en fonction de la situation considérée. Avant qu'une certaine mesure soit effectuée, ces probabilités *ne possèdent pas un statut subjectif*. Au terme de la mesure, lorsque le résultat survenu n'est pas encore constaté, ces probabilités *possèdent un statut subjectif*.

Le terme « subjectif » est employé ici en un sens restreint : les probabilités possèdent un statut « subjectif » lorsqu'elles renvoient à notre connaissance incomplète de la situation physique considérée, laquelle connaissance peut en droit être complétée. Le défaut du terme « subjectif » est que celui-ci pourrait également être entendu en un sens plus large et faire référence à notre incertitude en général, que celle-ci résulte de notre connaissance incomplète de la situation physique considérée, ou qu'elle soit une incertitude résiduelle de principe. L'« incertitude » désigne un trait de la connaissance d'un *sujet*, il est question de *son* incertitude.

Henry Margenau opère une distinction entre « probabilités réductibles » et « probabilités irréductibles »[2] qui semble judicieuse pour cerner le statut des probabilités dans le cas de la mécanique quantique, et qui permet d'éviter le caractère équivoque du terme « subjectif ». Le propre des probabilités *réductibles* est de pouvoir être « converties en des certitudes »[3]. Cette réduction de l'ignorance peut se faire au moins de deux manières : *via* l'acquisition de nouvelles données expérimentales et *via* la connaissance plus fine des conditions initiales de

1. Dans ce qui suit, nous laisserons de côté la mécanique bohmienne, laquelle soulève de nombreuses difficultés (*cf. supra*, Section 3.6).
2. Margenau, H., "Measurements and Quantum States", *op. cit.*, pp. 7-11.
3. *Ibid.*, p. 8.

l'expérience. Les probabilités sont réductibles si elles renvoient à l'ignorance partielle du sujet connaissant, relativement à une connaissance qu'il pourrait *en principe* acquérir.

Eu égard à la mécanique classique, les probabilités sont toutes réductibles en ce sens[1]. Margenau donne l'exemple du jet d'un dé où l'on se contente en pratique de faire des prédictions probabilistes. Dans ce cas, les probabilités sont réductibles puisque « les lois classiques admettent l'existence de configurations qui, lorsque les conditions du jet du dé sont connues précisément, nous permettent de déterminer avec certitude la position du dé à la suite du jet »[2].

Pour ce qui est des expériences dans le domaine de la microscophysique dont on rend compte au moyen de la mécanique quantique, il n'est question de probabilités réductibles qu'au terme d'une mesure, c'est-à-dire lorsque le résultat est effectivement survenu mais que nous n'avons pas encore observé l'appareil de mesure pour constater ce résultat. Il s'agit des probabilités auxquelles nous avons assignées ci-dessus un statut subjectif. Ces probabilités, bien qu'elles soient dérivées du vecteur d'état, sont réductibles étant donné qu'il nous suffit d'observer l'appareil de mesure pour réduire l'état de notre ignorance.

Les probabilités sont *irréductibles* dans le cas contraire, c'est-à-dire dans le cas où il se révèle impossible en droit de convertir les prédictions probabilistes en des prédictions déterministes. C'est en faisant référence à la mécanique quantique que Margenau introduit l'expression « probabilité irréductible » : « parce que la théorie quantique offre [une] résistance d'ordre logique à la conversion indifférenciée des probabilités en certitudes, je propose d'appeler les probabilités [de cette théorie] *irréductibles* »[3]. Nous disposons ainsi d'un qualificatif pour désigner les probabilités dérivées du vecteur d'état avant la réalisation de la mesure, les probabilités auxquelles nous ne pouvons attribuer un statut subjectif : ces probabilités sont irréductibles.

### *5.2.4 Une justification instrumentaliste ?*

La question du caractère probabiliste de la mécanique quantique peut maintenant être précisée. Pourquoi les probabilités dérivées du vecteur d'état avant la réalisation d'une

1. Rappelons que certains auteurs comme Popper ne sont pas de cet avis (*cf. supra*, Sous-Section 1.2.4).
2. *Ibid.*, p. 11.
3. *Ibid.*, p. 10.

mesure sont-elles irréductibles ? En d'autres termes, pourquoi certaines des prédictions en mécanique quantique sont-elles *au mieux* probabilistes ?

À la Sous-Section 5.2.1, nous avons écarté l'explication réaliste suivant laquelle le caractère probabiliste (ou irréductiblement probabiliste) de la mécanique quantique serait le reflet du caractère intrinsèquement indéterministe du monde. Les partisans d'une interprétation instrumentaliste de la mécanique quantique ont-ils proposé une explication plus satisfaisante ? Voici ce que soutient Peres :

> Nous sommes libres de choisir les préparations et les tests [ou mesures] que nous réalisons. […] Cependant, notre libre-arbitre s'arrête là. Nous ne sommes pas libres de choisir le résultat futur d'un test (à moins qu'il s'agisse d'un test trivial pour lequel il n'existe qu'un unique résultat possible). Nous pouvons maintenant définir le champ d'application de la théorie quantique : *En un sens strict, la théorie quantique est un ensemble de règles permettant de calculer les* probabilités *pour les résultats de tests qui suivent des préparations spécifiques*[1].

De notre point de vue, la justification donnée par Peres du caractère irréductiblement probabiliste de la mécanique quantique repose sur une idée non pertinente. En effet, la question n'est pas de savoir si nous sommes libres de choisir le résultat particulier qui va survenir lors d'une mesure. Il n'est guère discutable que dans les expériences réalisées dans le domaine de la microphysique, nous ne sommes pas les auteurs des résultats de mesures. Ce n'est pas nous qui déplaçons l'aiguille indicatrice des appareils de mesure. Et donc *a fortiori*, nous *ne choisissons pas* les résultats particuliers des mesures. En revanche, la question est de savoir si nous sommes capables d'*anticiper* les résultats des mesures. Il se trouve que, dans le domaine de la microphysique, nous ne sommes capables de les anticiper que de manière *probabiliste*. Pourquoi ? Affirmer, comme le fait Peres, que nous ne sommes pas libres de choisir le résultat de mesure ne constitue pas une explication.

### *5.2.5 Condition* a priori *?*

Comment le caractère probabiliste de la mécanique quantique est-il justifié dans le cadre d'une approche néo-kantienne ? Examinons la justification avancée par Michel Bitbol[2]. Ce dernier commence par se pencher sur la physique classique. La physique classique permet à un individu « d'anticiper le résultat de chacun de ses actes »[3]. Ce qui, d'après lui, permet de

1. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 13.
2. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, pp. 85-86.
3. *Ibid.*, p. 86.

remplir cette fonction, c'est le recours à l'hypothèse de l'existence d'« objets physiques », lesquels sont conçus comme permanents, *i.e.* réidentifiables à travers le temps. Cette hypothèse permet, en effet, d'organiser l'expérience : les phénomènes sont ainsi interprétés comme les manifestations variables des objets physiques permanents – Bitbol parle d'« organisation pluriobjectuelle » des phénomènes[1]. Ce mode d'organisation des phénomènes implique une forme de *déterminisme* :

> [La] fonction prospective [des objets physiques] repose […] sur une possibilité de réidentification à travers le temps, de focalisation sur un pôle invariant par-delà les altérations qu'il permet d'anticiper ; et l'acte de réidentification, à son tour, requiert un certain degré de continuité et de déterminisme dans l'évolution des phénomènes[2].

Néanmoins, Bitbol estime que les « objets physiques ne sont pas les unités anticipatrices les plus *générales* que l'on puisse concevoir ». Selon lui, les deux conditions *a priori* qui caractérisent l'organisation pluriobjectuelle, à savoir la réidentification et le déterminisme, sont des conditions trop restrictives :

> Il n'est pas certain que ces conditions drastiques puissent être satisfaites dans tous les domaines accessibles à l'expérimentation (on a d'ailleurs de bonnes raisons d'en douter dans le domaine microscopique)[3].

Ce faisant, il justifie le recours à un mode d'organisation de l'expérience *plus général*, où il s'agit de « remplacer le critère d'identité d'un objet par celui de reproduction d'un type de situation (perceptive ou expérimentale), et de généraliser la demande d'anticipation à une simple évaluation *probabiliste* »[4]. La mécanique quantique renvoie à un tel mode d'organisation de l'expérience. En d'autres termes, Bitbol justifie le caractère probabiliste de la mécanique quantique en soutenant que les situations expérimentales dans lesquelles il est possible de faire des prédictions probabilistes sont plus nombreuses que celles où il est possible de faire des prédictions déterministes. Le mode d'anticipation probabiliste est *a priori* préférable parce qu'il est *plus général* que le mode d'anticipation déterministe, et qu'il s'applique donc *par principe* à un ensemble plus vaste de situations expérimentales.

---

1. *Ibid.*, p. 85.
2. *Ibid.*, p. 86.
3. *Idem*.
4. *Idem*. *Cf.* aussi : Bitbol, M., "Some Steps towards a Transcendental Deduction of Quantum Mechanics", *Philosophia Naturalis* **35** (1998), pp. 258-260.

### *5.2.6 Contrainte empirique*

Suivant l'approche pragmatiste que nous défendons, les physiciens ont pour objectif d'élaborer la théorie qui leur permet d'anticiper avec la plus grande précision possible les résultats des expériences qu'ils mènent dans le cadre d'une activité de recherche donnée[1]. Or, il est certain qu'une théorie qui permet de prédire de manière déterministe ces résultats répond plus adéquatement à l'intérêt de précision qu'une théorie qui permet de les anticiper de manière seulement probabiliste. De ce point de vue, une théorie totalement déterministe[2] est donc *a priori* préférable à une théorie probabiliste pour assurer le succès de l'activité de recherche des physiciens.

Comment alors expliquer le fait que la théorie employée aujourd'hui par les physiciens en microphysique est seulement probabiliste ? Selon nous, l'abandon d'un instrument prédictif déterministe et l'acceptation d'un instrument prédictif probabiliste n'a pu se faire que sous la pression d'une *contrainte empirique*. Nous noterons cette dernière *CE*. Il n'est nul besoin ici de retourner à une forme de réalisme et d'affirmer que la contrainte en question correspond à la manifestation d'une caractéristique du monde en soi (*i.e.* à la manifestation de son indéterminisme intrinsèque). Il convient de remarquer que cette contrainte n'a pas de sens en dehors d'une certaine activité de recherche, elle ne s'impose aux physiciens que dans le cadre de la microphysique. Elle est donc inséparable des moyens de connaissance, des procédures expérimentales et des techniques de traitement des événements expérimentaux qui sont propres à l'activité de recherche en microphysique. Il s'agit d'une contrainte *empirique* dans la mesure où elle résulte d'une *résistance de l'expérience* à un certain type d'instruments prédictifs : elle est la traduction de la résistance qu'opposent les résultats de l'expérience en microphysique aux instruments prédictifs strictement déterministes.

Historiquement, cette contrainte empirique ne s'est pas imposée d'emblée de façon claire. Dans les années 1930-1932, Heisenberg ne parlait encore que d'une remise en cause particulière ou partielle du modèle théorique déterministe, faisant référence au phénomène de désintégration des atomes radioactifs :

> Pour un atome de radium B isolé, nous ne pouvons pas – et c'est là que se manifeste effectivement une certaine défaillance de la loi de causalité – indiquer la cause qui fait qu'il se transforme précisément à cet

1. *Cf. supra*, Sous-Section 4.4.3.
2. Pour la définition d'une théorie « totalement déterministe », *cf.* : *supra*, Sous-Section 2.2.2.

> instant-là et non pas plus tôt ou plus tard, qu'il émet l'électron dans la direction-là et non pas dans telle autre. Et pour de nombreuses raisons, d'ailleurs, nous sommes persuadés qu'une telle cause n'existe pas[1].

Comme le montrait David Bohm dans un article de 1952, il se révélait d'ailleurs possible de construire une théorie qui préserve l'hypothèse d'un déterminisme strict[2]. Toutefois, il fallait concéder, d'une part, que ce déterminisme implique la non-localité des processus physiques, et d'autre part, que le modèle théorique en question ne permet pas en pratique de faire mieux que des prédictions probabilistes (en l'occurrence, les mêmes prédictions que celles de la mécanique quantique). Ce n'est qu'à la suite des développements théoriques des années 1960, et à la suite des expériences réalisées dans les années 1980, que la résistance de l'expérience pris la forme d'une contrainte empirique bien établie[3].

Ainsi, selon le point de vue pragmatiste, le caractère *irréductiblement* probabiliste de certaines des prédictions en mécanique quantique ne renvoie pas à une condition *a priori* de la physique en général, mais résulte de la reconnaissance d'une contrainte empirique dans le cadre de la microphysique. Ce n'est qu'en prenant acte de cette contrainte empirique au niveau du formalisme prédictif que les physiciens se voient capables de mener à bien leur activité de recherche.

## 5.3 Deux tentatives de dérivation de la mécanique quantique

Dans ce qui suit, nous allons nous pencher sur deux tentatives de dérivation de la mécanique quantique : la première repose sur une approche transcendantale, la seconde se base sur la notion de « fonction de probabilité généralisée ». Ces deux tentatives devraient nous apporter un éclairage sur les fonctions que remplit la théorie sur le plan pratique.

### *5.3.1 Approche transcendantale*

Adoptant une démarche *pragmatico-transcendantale*[4], Michel Bitbol a tenté de dériver la mécanique quantique à partir des conditions de possibilité de la connaissance en microphysique. Sa démarche consiste à identifier ce que l'on attend d'une théorie en

1. Heisenberg, W., *La partie et le tout*, *op. cit.*, p. 165.
2. *Cf. supra*, Section 3.6.
3. Nous pensons en particulier aux développements théoriques de Bell et aux expériences du groupe d'Alain Aspect (*cf. supra*, Sous-Section 4.7.5).
4. *Cf. supra*, Sous-Section 4.3.7.

microphysique, puis à montrer que la mécanique quantique (ou plus exactement, son « noyau structural »[1] identifiable au formalisme des espaces de Hilbert et à la règle de Born) répond précisément à cette attente. Ce faisant, Bitbol entend procéder à une *déduction transcendantale* (ou *pragmatico-transcendantale*) de la mécanique quantique, *i.e.* « une régression d'un ensemble minimal d'exigences à propos du processus d'anticipation des phénomènes vers une structure anticipative forte comme la condition de possibilité de la satisfaction de ces exigences »[2].

Comme évoqué à la Sous-Section 5.2.5, pour Bitbol, la mécanique quantique renvoie à un mode particulier d'organisation des phénomènes, à savoir un mode d'organisation où l'on traite d'*expériences reproductibles* (et non d'objets permanents dotés de propriétés) et où il s'agit de faire des prédictions *probabilistes* (et non déterministes) concernant les résultats possibles de ces expériences. Le point de départ de la déduction transcendantale revient donc à identifier les attentes des physiciens relativement à un tel mode d'organisation des phénomènes. Quelles sont ces attentes, ou « contraintes de départ » ? D'après Bitbol :

> La première est que la prédiction doit s'appliquer à des phénomènes *contextuels*. Il s'agit là d'une clause extrêmement générale qui consiste plutôt à relaxer la contrainte standard d'invariance des phénomènes à l'égard de divers changements de contexte expérimental, qu'à en imposer une nouvelle.
>
> La seconde consiste à imposer qu'à *chaque préparation expérimentale* corresponde *un outil de prédiction unifié*, valant pour n'importe quelle opération de mesure (et pour n'importe quel contexte instrumental associé) qui pourrait suivre la préparation[3].

Le point d'arrivée de la déduction transcendantale revient à trouver une structure prédictive qui satisfait à ces deux contraintes. Comme le souligne Bitbol, tel est le cas du formalisme quantique, c'est-à-dire du formalisme des espaces de Hilbert auquel est adjointe la règle de Born.

Cependant, n'est-il pas question d'une *déduction* transcendantale du formalisme quantique que si l'on montre que ce dernier est l'*unique* formalisme répondant aux deux contraintes ? Nous pouvons nous référer ici à Kant, pour qui la « déduction transcendantale » des catégories de l'entendement visait bien à établir l'*unicité* de ces derniers :

---

1. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, p. 87.
2. Bitbol, M., "Some Steps towards a Transcendental Deduction of Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 262. Pour les détails de cette déduction transcendantale, *cf.* aussi : Bitbol, M., *Mécanique* quantique, *op. cit.*, pp. 146-173.
3. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, p. 88.

> La valeur objective des catégories comme concepts *a priori* repos[e] sur le fait que *par elles seules* l'expérience (quant à la forme de la pensée) est possible. Car elles se rapportent nécessairement et *a priori* à des objets de l'expérience, puisque ce n'est que par leur intermédiaire en général qu'un quelconque objet de l'expérience peut être pensé[1].

Sur ce point, Bitbol écrit que « l'armature formelle de la mécanique quantique […] est la structure prédictive *la plus simple possible* répondant [aux] deux [contraintes] »[2], ou encore que « le formalisme des vecteurs de l'espace de Hilbert, complété par la règle de Born […], est *l'un des plus simples* parmi les formalismes qui obéissent aux deux clauses de contextualité et d'unicité de l'outil prédictif pour une préparation donnée. »[3]. Il ne soutient pas que le formalisme quantique serait le seul formalisme satisfaisant aux deux contraintes. Et pour cause, le formalisme sur lequel repose la mécanique bohmienne[4] constitue un exemple alternatif de formalisme satisfaisant aux deux contraintes. La substitution du critère de *simplicité* à celui d'*unicité* exprime, semble-t-il, les limites du programme d'une véritable *déduction* transcendantale du formalisme quantique.

Toutefois, à défaut d'offrir une déduction stricte, la démarche pragmatico-transcendantale contribue à exhiber les fonctions que le formalisme de base de la mécanique quantique permet de remplir dans le cadre de l'activité de recherche en microphysique. Comme le montre Bitbol, ce formalisme permet de répondre aux deux contraintes de la contextualité et de l'unité de l'outil de prédiction.

### *5.3.2 Approche en terme de fonction de probabilité généralisée*

Une manière différente de cerner l'utilité de la mécanique quantique consiste à la présenter comme une *théorie généralisée des probabilités*. Comme le souligne Alexander Wilce :

> Il n'est pas controversé (bien que remarquable) que l'appareil formel de la mécanique quantique se réduit à une *généralisation des probabilités classiques* dans laquelle le rôle joué par une algèbre booléenne

1. Kant, I., *Critique de la raison pure*, *op. cit.*, A 93, B 126 (c'est nous qui soulignons « par elles seules »).
2. Bitbol, M., « Relations, synthèses, arrière-plans, sur la philosophie transcendantale et la physique moderne », *Archives de Philosophie* **63** (2000), p. 606 (c'est nous qui soulignons « la plus simple possible »).
3. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, pp. 88-89 (c'est nous qui soulignons « l'un des plus simples »).
4. *Cf. supra*, Section 3.6.

d'événements est repris par la « logique quantique » des opérateurs de projection sur un espace de Hilbert[1].

Pour comprendre de quelle manière la mécanique quantique peut se ramener à une théorie généralisée des probabilités, considérons pour commencer la mesure d'une certaine observable $A$ sur un système $S$, ainsi que l'ensemble $\{a_i\}$ des résultats possibles de cette mesure, avec $i = 1,...,N$[2]. D'après l'expérience, si cette mesure est réalisée, (*i*) chaque résultat $a_i$ soit survient, soit ne survient pas, et (*ii*) seul l'un des résultats $\{a_i\}$ survient – *i.e.* les résultats $\{a_i\}$ sont *mutuellement exclusifs*, ils ne surviennent jamais simultanément[3].

Prenons pour modèle la présentation de R. I. G. Hughes[4] et considérons les différents sous-ensembles de résultats de la mesure de $A$, par exemple, le sous-ensemble $\{a_1, a_2\}$, le sous-ensemble $\{a_1, a_2, a_3\}$, le sous-ensemble $\{a_4, a_5\}$, etc. Par convention, de tels sous-ensembles de résultats sont appelés des « événements ». Notons $\{e_i^A\}$ l'ensemble des événements relatifs à la mesure de $A$. Par convention encore, on dit qu'un événement $e_i^A$ « survient » si *l'un* des résultats du sous-ensemble auquel correspond cet événement survient (ou la seconde occurrence du terme « survient » est entendue au sens habituel). Par exemple, l'événement $\{a_1, a_2\}$ « survient » si le résultat $a_1$ *ou* le résultat $a_2$ survient (dans le laboratoire). Notons $0^A$ et $1^A$ les événements, relatifs à la mesure de $A$, qui correspondent respectivement au sous-ensemble vide (*i.e.* aucun résultat) et au sous-ensemble incluant tous les résultats (*i.e.* $\{a_i\}$).

Admettons que l'ensemble $\{e_i^A\}$ soit muni des opérations d'*union* $\vee$, d'*intersection* $\wedge$ et de *complémentation* $^{\perp}$ qui, pour trois événements $a$, $b$ et $c$ de l'ensemble $\{e_i^A\}$, vérifient les axiomes suivants[5] :

**Axiome B1 :** $a \vee b = b \vee a$ et $a \wedge b = b \wedge a$

**Axiome B2 :** $a \vee (b \vee c) = (a \vee b) \vee c$ et $a \wedge (b \wedge c) = (a \wedge b) \wedge c$

---

1. Wilce, A., "Quantum Logic and Quantum Probability", *op. cit.*, p. 1 (c'est nous qui soulignons « généralisation des probabilités classiques »).
2. Pour simplifier la discussion, nous prenons ici un ensemble discret de résultats.
3. Ces deux caractéristiques des résultats d'une mesure ont été présentées à la Sous-Section 1.5.3.
4. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 87 et 95.
5. *Cf.* : *ibid.*, p. 182.

**Axiome B3 :** $a \vee (a \wedge b) = a$ et $a \wedge (a \vee b) = a$

**Axiome B4 :** $a \wedge (b \vee c) = (a \wedge b) \vee (a \wedge c)$ et $a \vee (b \wedge c) = (a \vee b) \wedge (a \vee c)$

**Axiome B5 :** $a \vee (b \wedge b^{\perp}) = a$ et $a \wedge (b \vee b^{\perp}) = a$

La structure mathématique $B_A = < \{ e_i^A \}, \vee, \wedge, ^{\perp} >$ correspond à ce que l'on nomme une « algèbre de Boole ». Un tel ensemble d'événements $\{ e_i^A \}$, auquel est associée une algèbre de Boole, peut être décrit au moyen de la *logique classique*[1].

Une *probabilité* au sens de la « théorie classique des probabilités »[2], ou *fonction de probabilité classique*, est une fonction $p$ définie sur un ensemble d'événements $E$ (tel que $\{ e_i^A \}$) auquel est associée une algèbre de Boole (telle que $B_A$), et qui, pour tout événement $a$ de l'ensemble $E$, vérifie[3] :

**Axiome 1 :** $0 \leq p(a) \leq 1$

**Axiome 2 :** $p(0^A) = 0$ et $p(1^A) = 1$

et, pour toute paire de deux événements $a$ et $b$ de l'ensemble $E$ qui sont mutuellement exclusifs (*i.e.* : $a \wedge b = 0^A$), vérifie :

**Axiome 3 :** $p(a \vee b) = p(a) + p(b)$

À présent, considérons la mesure d'une seconde observable, notée $B$, sur le même système $S$, ainsi que l'ensemble $\{ b_j \}$ des résultats possibles de cette mesure, avec $j = 1,...,M$. De manière équivalente au cas précédent où il s'agissait de la mesure de $A$, définissons l'ensemble des événements $\{ e_j^B \}$ et associons lui une algèbre de Boole $B_B = < \{ e_j^B \}, \vee, \wedge, ^{\perp} >$. La fonction de probabilité classique $p$ s'applique alors aussi aux événements $\{ e_j^B \}$.

---

1. Concernant le lien entre *algèbre de Boole* et *logique classique*, *cf.* par exemple : van Fraassen, B., "Assumptions and Interpretations of Quantum Logic", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, *op. cit.*, p. 18.
2. Ou « axiomatique moderne de la théorie des probabilités », due à Andreï Kolmogorov (*cf. supra*, Sous-Section 1.2.4).
3. Ces axiomes, que nous avons déjà énoncés à la Sous-Section 1.2.4, sont tirés de : Ross, S., *Initiation aux probabilités*, *op. cit.*, p. 27.

Gardons pour modèle la présentation de Hughes[1] et portons notre attention sur l'ensemble des événements $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$ qui correspond à l'union des deux ensembles d'événements $\{e_i^A\}$ et $\{e_j^B\}$. Chaque événement de cet ensemble est relatif soit à la mesure de *A*, soit à la mesure de *B*. Définissons 0 comme l'événement qui correspond à la fois à $0^A$ et $0^B$, et 1 l'événement qui correspond à la fois à $1^A$ et $1^B$.

Admettons que l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$ soit muni de la relation d'*orthogonalité* $\perp$, de l'opération de *somme orthogonale* $\oplus$ et de l'opération de *complémentation* $^\perp$. Deux événements *a* et *b* de l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$ sont dits « orthogonaux », *i.e.* $a \perp b$, s'ils correspondent à deux sous-ensembles *disjoints* de résultats relatifs à la *même* mesure. L'opération $\oplus$ s'applique à deux événements *a* et *b* de l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$ *si et seulement si* $a \perp b$, et donc *a fortiori*, seulement s'ils correspondent à deux sous-ensembles disjoints de résultats relatifs à la même mesure. Pour un événement *a* de l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$, $a^\perp$ correspond au « complément » de *a* relativement à la *même* mesure. Admettons, en outre, que pour deux événements *a* et *b* de l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$, la relation $\perp$ et les opérations $\oplus$ et $^\perp$ vérifient les axiomes suivants[2] :

**Axiome O1 :** si $a \perp b$, alors $b \perp a$ et $a \oplus b = b \oplus a$

**Axiome O2 :** $a \perp 0$ et $a \oplus 0 = a$

**Axiome O3 :** $a \perp a^\perp$ et $a \oplus a^\perp = 1$

**Axiome O4 :** $a \perp a^\perp \oplus b$ seulement si $b = 0$

**Axiome O5 :** $a \perp a \oplus b$ seulement si $a = 0$

**Axiome O6 :** si $a \perp b$, alors $a \perp (a \oplus b)^\perp$ et $b^\perp = a \oplus (a \oplus b)^\perp$

La structure mathématique $O_{A,B} = < \{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}, \perp, \oplus, ^\perp, 0, 1 >$ correspond à ce que l'on nomme une « orthoalgèbre ». Admettons, enfin, que pour trois événements *a*, *b* et *c* de l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$, l'opération $\oplus$ soit telle que :

---

1. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 219-222.
2. *Cf.* : Hardegree, G. and Frazer, P., "Charting the Labyrinth of Quantum Logic: A Progress Report", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, *op. cit.*, p. 55 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 220 (à noter que l'énoncé de l'axiome O6 comporte une erreur dans la présentation de Hughes).

**Axiome O7 :** $a \oplus (b \oplus c) = (a \oplus b) \oplus c$

En vertu de l'axiome O7, la structure mathématique $O_{A,B} = < \{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}, \perp, \oplus, ^{\perp}, 0, 1 >$ correspond à une orthoalgèbre dite « associative ».

Examinons les deux cas suivants. Supposons d'abord que l'observable *B* soit *compatible* avec l'observable *A*. Dans ce cas, il est possible, en droit, de réaliser simultanément la mesure de *A* et de *B*, et d'assigner simultanément une valeur bien définie à ces deux observables. Autrement dit, pour toute paire de deux événements $e_i^A$ et $e_j^B$ de l'ensemble respectivement $\{e_i^A\}$ et $\{e_j^B\}$, il est légitime d'envisager leur survenue simultanée. Suivant la définition de Hughes[1], tous les ensembles d'événements de l'ensemble $\{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}$ sont alors « conjointement compatibles ». En vertu de cette propriété, d'après Hughes, l'orthoalgèbre associative $O_{A,B}$ associée à $\{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}$ peut être identifiée à une *algèbre de Boole*, et la *fonction de probabilité classique* s'applique aux événements de l'ensemble $\{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}$. Rien ne distingue ici, sur le plan formel, la description des événements de l'ensemble $\{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}$ de la *description classique*[2], où les événements sont considérés comme survenant dans le monde indépendamment de nos moyens de connaissance, et en particulier, indépendamment des appareils de mesure – dont les résultats ne sont censés que *révéler* leur survenue.

Supposons maintenant que l'observable *B* soit *incompatible* avec l'observable *A*. Dans ce cas, il est *impossible*, en droit, de réaliser simultanément la mesure de *A* et de *B*, et d'assigner simultanément une valeur bien définie à ces deux observables. Tous les ensembles d'événements de l'ensemble $\{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}$ ne sont alors pas « conjointement compatibles ». Par conséquent, l'orthoalgèbre associative $O_{A,B}$ associée à $\{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}$ ne peut pas être identifiée à une algèbre de Boole, et il n'existe pas de fonction de probabilité classique unique qui s'appliquerait à tous les événements de l'ensemble $\{e_i^A\} \cup \{e_j^B\}$. Par contre, pour un ensemble auquel est associé une orthoalgèbre associative, nous pouvons définir une « fonction de probabilité généralisée ». D'après la définition de G. Hardegree et P. Frazer[3], et

1. *Ibid.*, pp. 221-222.
2. *Cf. supra*, Chapitre 1.
3. Hardegree, G. and Frazer, P., "Charting the Labyrinth of Quantum Logic: A Progress Report", *op. cit.*, p. 65.

celle de Hughes[1], une *fonction de probabilité généralisée* est une fonction $p$ définie sur un ensemble d'événements $E$ (tel que $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$) auquel est associée une orthoalgèbre associative (telle que $O_{A,B}$), qui, pour tout événement $a$ de l'ensemble $E$, vérifie :

**Axiome 1* :** $0 \leq p(a) \leq 1$

**Axiome 2* :** $p(0) = 0$ et $p(1) = 1$

et, pour toute paire de deux événements $a$ et $b$ de l'ensemble $E$ qui sont orthogonaux (*i.e.* : $a \perp b$), vérifie :

**Axiome 3* :** $p(a \oplus b) = p(a) + p(b)$

Par construction, l'orthoalgèbre associative $O_{A,B}$ contient les algèbres de Boole $B_A$ et $B_B$ comme sous-structures[2]. Si l'on restreint l'ensemble sur lequel une fonction de probabilité généralisée est définie à un sous-ensemble auquel est associée une algèbre de Boole, alors les axiomes 1*, 2* et 3* se réduisent aux axiomes 1, 2 et 3 que vérifie une fonction de probabilité classique, ce que soulignent Hardegree et Frazer[3] ainsi que Hughes[4]. La fonction de probabilité généralisée équivaut alors à une fonction de probabilité classique. Dans le cas de notre exemple, la fonction de probabilité généralisée $p$ définie sur l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$ se réduit à une fonction de probabilité classique sur chacun des sous-ensembles $\{e_i^A\}$ et $\{e_j^B\}$.

Or, il se trouve que le vecteur d'état de la mécanique quantique constitue un outil théorique unifié à partir duquel il est possible de dériver la probabilité de survenue pour tous les événements de l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$ auquel est associée une orthoalgèbre associative possédant certaines propriétés qu'il n'est pas besoin de spécifier ici (*cf.* ci-dessous). Soit $\left|\psi^S(t_1)\right\rangle$ le vecteur d'état que nous associons à un système $S$ à l'instant $t_1$ en vertu d'une certaine préparation $\mathscr{P}$. À partir de ce vecteur d'état, nous pouvons définir, pour tout

1. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 222.
2. Indiquons que, de manière générale, toute orthoalgèbre contient des algèbres de Boole comme sous-structures (*cf.* : Hardegree, G. and Frazer, P., "Charting the Labyrinth of Quantum Logic: A Progress Report", *op. cit.*, pp. 59-61 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 222).
3. Hardegree, G. and Frazer, P., "Charting the Labyrinth of Quantum Logic: A Progress Report", *op. cit.*, p. 65.
4. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 222.

événement $a$ de l'ensemble $\{e_i^A\}\cup\{e_j^B\}$ qui correspond à un ensemble de résultats noté $\{r_k\}$ [1], la fonction de probabilité généralisée suivante :

$$p(a)=\sum_k \left|\left\langle r_k \mid \psi^S(t_1)\right\rangle\right|^2 \tag{5.1}$$

Ou, de manière équivalente, cette fonction de probabilité généralisée peut être dérivée de l'opérateur densité $\hat{\rho}^S(t_1)=\hat{P}_{|\psi^S(t_1)\rangle}$ comme suit :

$$p(a)=Tr\left(\hat{P}_a\hat{\rho}^S(t_1)\right) \tag{5.2}$$

où $\hat{P}_a$ est le projecteur sur le sous-espace de Hilbert associé aux résultats $\{r_k\}$.

Ces conclusions, qui valent pour deux observables $A$ et $B$, se généralisent à l'ensemble des observables pouvant être mesurées sur un même système. De ce point de vue, la mécanique quantique peut se voir comme une *théorie des probabilités généralisée* qui porte sur des événements (ou ensembles de résultats possibles) définis relativement à des observables pouvant être *incompatibles*.

Michel Bitbol a clairement formulé la contrainte qu'impose la prise en compte de la contextualité à tout formalisme prédictif dans le domaine de la microphysique :

> L'apparition d'obstacles à la conjonction des contextes, ou le constat d'une absence d'indépendance des phénomènes vis-à-vis de l'ordre d'utilisation des contextes, comme c'est le cas en physique microscopique lorsqu'on essaye de mesurer des variables canoniquement conjuguées, rendent [l]es méthodes traditionnelles [*i.e.* celles du langage ordinaire et de la physique classique] inutilisables. La stratégie consistant à ne pas tenir compte des contextes expérimentaux échoue, et l'explication de la contextualité des déterminations devient impérative. Dans cette situation qu'affronte la physique quantique, la logique booléenne et les probabilités kolomogoroviennes ne subsistent en première analyse que fragmentées en plusieurs sous-logiques et plusieurs sous-structures probabilistes, chacune d'entre elles étant associée à un contexte particulier. À chaque contexte expérimental s'associent une gamme de déterminations possibles et une gamme de propositions attributives qui relèvent d'une sous-logique classique, booléenne ; et à chaque détermination choisie parmi l'ensemble des déterminations possibles correspondant à un contexte donné, peut être attaché un nombre réel qui obéit aux axiomes de la théorie des probabilités de Kolmogorov. Mais ces sous-logiques et ces sous-structures probabilistes ne peuvent pas fusionner, car elles dépendent de contextes distincts qui ne peuvent en général être conjoints. On

1. Par exemple, l'événement $a$ peut correspondre à $\{a_1,a_2\}$ (qui est un certain ensemble de résultats de l'observable $A$), ou à $\{b_1,b_2,b_3\}$ (qui est un certain ensemble de résultats de l'observable $B$).

> cherche dans ces conditions à les articuler les unes aux autres, respectivement dans le cadre d'une méta-logique et d'un formalisme probabiliste méta-contextuel[1].

Pour répondre à cette attente d'une « méta-logique » et d'un « formalisme probabiliste méta-contextuel », il suffit, comme nous l'avons vu, de recourir respectivement à une orthoalgèbre associative et à une fonction de probabilité généralisée. Mais Bitbol ne s'en tient pas là ; il ajoute :

> Ce qui est remarquable est que lorsqu'on construit une telle méta-logique, en tenant seulement compte de l'impossibilité de conjoindre les diverses gammes de possibles, on en arrive à des structures isomorphes à la célèbre « logique quantique » non-distributive de Birkhoff et von Neumann. Et par ailleurs, quand on essaie de construire un formalisme probabiliste méta-contextuel, en s'imposant seulement de respecter les axiomes de Kolmogorov séparément pour chaque gamme de possibles, et d'utiliser un unique symbole générateur de sous-fonctions de probabilités pour chaque préparation, on parvient à une classe de structures dont le formalisme de vecteurs dans des espaces de Hilbert de la mécanique quantique est un cas à peine particulier[2].

On retrouve dans ce second passage l'idée discutée à la Sous-Section 5.3.1 suivant laquelle le formalisme de base de la mécanique quantique pourrait être *déduit* à partir des deux contraintes de la contextualité et de l'unité. Nous avions émis des réserves quant à l'existence d'une déduction *stricte* de ce type, c'est-à-dire une déduction conduisant de manière *univoque* au noyau formel de la mécanique quantique et non à un ensemble de formalismes possibles. Cette critique reçoit un appui dans le cadre de la présente discussion qui porte sur la théorie des probabilités généralisée. Il est vrai que plusieurs physiciens se sont penchés sur le programme d'une déduction de la structure de base de la mécanique quantique à partir d'un ensemble restreint d'axiomes qui postule une forme nouvelle de fonction de probabilité[3],

---

1. Bitbol, M., « La mécanique quantique comme théorie des probabilités généralisée », in : Klein, E. et Sacquin, Y. (éd.), *Prédiction et probabilité dans les sciences*, Gif-sur-Yvette : Éditions Frontières, 1998.
2. *Idem*.
3. Pour une présentation de ce programme et de ces résultats, *cf.* : Wilce, A., "Quantum Logic and Quantum Probability", *op. cit.*. Les travaux visant à réaliser ce programme s'inscrivent dans le domaine de recherche, plus général, où il est question de clarifier la structure logique sous-jacente à la mécanique quantique, *i.e.* le domaine de la *logique quantique* (*cf.* les références bibliographiques données à la Sous-Section 2.2.5). Concernant la place qu'occupent les approches en termes de probabilités par rapport aux autres approches dans le domaine de la logique quantique, *cf.* : Mittelstaedt, P., "Classification of Different Areas of Work Afferent to Quantum Logic", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, *op. cit.*, pp. 3-16.

programme explicité pour la première fois par George Mackey[1]. Et l'on compte plusieurs avancées dans la réalisation de ce programme. Mentionnons, par exemple, le théorème de Gleason qui établit que la fonction de probabilité généralisée formulée en terme d'un opérateur densité (de la forme de l'équation (5.2)) correspond à l'*unique* fonction de probabilité généralisée pouvant être définie sur l'ensemble des projecteurs sur l'espace de Hilbert (de dimension 3 ou plus) qui sont associés aux ensembles de résultats possibles d'une mesure[2]. Cependant, plusieurs spécialistes dans le domaine de la logique quantique reconnaissent qu'une déduction complète de la structure de base de la mécanique quantique à partir d'un ensemble d'axiomes, pouvant être justifiés, demeure encore à l'état de *programme*[3]. En particulier, les différentes structures algébriques ayant été avancées pour caractériser la structure de l'ensemble des sous-espaces de Hilbert de la mécanique quantique (par exemple, l'*algèbre de Boole partielle* ou le *treillis orthomodulaire*[4]), sont moins riches que la structure de l'ensemble des sous-espaces de Hilbert, c'est-à-dire qu'elles ne possèdent pas toutes les propriétés que possède cette structure. Il existe encore un « gap », écrit Hughes, « entre les structures algébriques pouvant être définies et la structure de $S(H)$ [*i.e.* la structure de l'ensemble des sous-espaces de Hilbert] »[5].

Cette dérivation axiomatique du formalisme de base de la mécanique quantique, malgré son échec partiel, a de l'intérêt pour une approche pragmatiste, laquelle consiste à mettre en lumière les fonctions que remplit la mécanique quantique dans l'activité de recherche en microphysique, et à cerner les caractéristiques de son formalisme qui permettent de remplir ces fonctions. En effet, cette dérivation a permis d'établir qu'une théorie des probabilités généralisée, c'est-à-dire une théorie dont la fonction consiste à fournir un outil de prédiction

1. Mackey, G., *The Mathematical Foundations of Quantum Mechanics: A Lecture-Note Volume*, New York: Benjamin, 1963, pp. 61-81.
2. Gleason, A., "Measures on the Closed Subspaces of a Hilbert Space", *op. cit.*. Pour une discussion de ce théorème, *cf.* par exemple : Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, pp. 27-30 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 146-148 et 223 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 165-170.
3. *Cf.* par exemple : Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Ch. 7 ; Wilce, A., "Quantum Logic and Quantum Probability", *op. cit.*.
4. *Cf.* par exemple : Hardegree, G. and Frazer, P., "Charting the Labyrinth of Quantum Logic: A Progress Report", *op. cit.*, pp. 63-64 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 190-194.
5. *Ibid.*, p. 201.

unifié permettant de calculer la probabilité de survenue pour tous les événements (ou ensembles de résultats possibles) définis relativement à des observables pouvant être incompatibles, doit associer à l'ensemble des événements sur lesquels portent les prédictions probabilistes une *orthoalgèbre associative*. À cet égard, il est donc suffisant de constater que la structure de l'ensemble des sous-espaces de Hilbert de la mécanique quantique correspond à une *orthoalgèbre associative* avec certaines propriétés supplémentaires non spécifiées, pour montrer que l'on peut voir la mécanique quantique comme une *théorie des probabilités généralisée*.

## 5.4 Définitions pragmatiques

Tournons-nous à présent vers la *justification pragmatiste de la mécanique quantique* dont la démarche a été présentée dans l'introduction de ce chapitre. La *première étape* de cette justification consiste à expliciter la signification pragmatique des termes dont les physiciens font usage dans leur activité de recherche en microphysique. Il va s'agir de leur donner une *définition pragmatique* appropriée.

À la Sous-Section 4.3.6, nous appuyant sur la philosophie du second Wittgenstein, nous avions fait remarquer que la signification attachée à un terme est complexe et comporte plusieurs dimensions. Nous avions schématiquement distingué la *dimension pragmatique* de la *dimension subjective*. La « dimension subjective » d'un terme, selon la définition proposée, relève d'un locuteur particulier, ou d'un groupe limité de locuteurs, mais pas de l'ensemble des membres d'une communauté. Elle renvoie à la part d'investissement personnel, à la fois en terme affectif et en termes de représentations. Dans ce qui suit, nous allons évacuer cette dimension subjective des termes employés en microphysique, et nous focaliser sur leur dimension pragmatique. Rappelons que la « dimension pragmatique » d'un terme renvoie, selon notre définition, à l'ensemble des conséquences pratiques de l'emploi de ce terme, dans un contexte donné, pour tous les membres d'une communauté. Dans le cas présent, le « contexte » et la « communauté » considérés correspondent respectivement au contexte de la microphysique et à la communauté des physiciens.

Les définitions pragmatiques que nous allons proposer ne se veulent ni définitives, ni exhaustives. Notre objectif est, premièrement, de montrer la possibilité de formuler de telles définitions, et deuxièmement, de disposer de termes ayant une signification claire et

dépourvue de toute charge ontologique, qui nous permettent d'exprimer les fonctions pragmatiques lors de la prochaine section.

### *5.4.1 Préparation*

Pour décrire une expérience dans le domaine de la microphysique, il se révèle pertinent d'opérer une distinction entre *préparation* et *mesure*, distinction qui a d'abord été proposée par Henry Margenau dans une perspective réaliste. Supposant qu'il est légitime de parler de l'« état physique actuel » d'un système, Margenau définit l'opération de la préparation comme suit : « en général, la préparation d'un état est une opération physique quelconque qui assure qu'un système, s'il a été soumis à cette opération, se trouvera dans un état quantique spécifique »[1]. Quant à l'opération de la mesure, elle possède la caractéristique de produire un résultat bien défini, un résultat qui peut prendre la forme d'un nombre : « une mesure c'est plus qu'une expérience, plus qu'une observation ; elle diffère des deux en ce qu'elle aboutit à l'émergence d'une *valeur numérique*. Sans cette production [d'une valeur numérique], ce qui était censé être une mesure correspond simplement à une *opération* »[2]. Aussi est-ce par contraste avec la notion de mesure que se comprend celle de préparation. Selon Margenau, en effet, l'opération de la préparation d'un état diffère de l'opération de la mesure en ce qu'elle n'aboutit pas à la production d'une valeur numérique[3]. Il illustre son propos en écrivant : « un monochromateur ou un canon à électrons préparent un état. Ce n'est que couplés à un dispositif d'absorption que ceux-ci fonctionnent comme des instruments de mesure »[4].

Il est possible de redéfinir la notion de « préparation » en se passant de toute hypothèse réaliste, en particulier, en évitant de faire référence à l'« état physique actuel » du système étudié. C'est ainsi que Peres avance la définition suivante :

> Une préparation est une procédure expérimentale qui est complètement spécifiée, comme une recette dans un livre de cuisine. […] De préférence, les règles d'une préparation devraient être non ambiguës, mais *il se peut* qu'elles incluent des processus stochastiques, tels que des fluctuations thermiques, à condition que les propriétés statistiques du processus stochastique soient connues, ou du moins, reproductibles[5].

1. Margenau, H., "Measurements and Quantum States", *op. cit.*, p. 6.
2. Margenau, H., *The Nature of Physical Reality*, *op. cit.*, pp. 370-371.
3. *Ibid.*, p. 375.
4. *Ibid.*, p. 375 (note 2).
5. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 12.

En ce qui concerne la mesure, ou « test », Peres écrit qu'elle « débute comme une préparation, mais inclut aussi une étape finale lors de laquelle une *information*, inconnue jusque là, est transmise à un *observateur* (*i.e.*, le physicien qui effectue l'expérience) »[1]. Indiquons que selon Peres, le « physicien » peut être assimilé aussi bien à un « être vivant » qu'à un « automate inanimé »[2].

Nous proposons de reprendre les termes « préparation » et « mesure » dans une perspective anti-réaliste proche de celle de Peres. Une *préparation* renvoie ainsi à une série de manipulations que les physiciens effectuent en vue d'une mesure éventuelle à venir. Il est précisé ici « *en vue* d'une mesure éventuelle à venir » pour souligner le fait qu'une préparation, en général, n'est pas réalisée gratuitement, mais dans la perspective d'une action future.

Chaque série de manipulations implique ce que nous appellerons des « conséquences observables potentielles ». Les conséquences « observables » désignent ici les conséquences *qui peuvent être observées au moyen de nos organes sensoriels*. Il est question de conséquences observables « potentielles » au sens où leur actualisation est tributaire des manipulations qui seront *éventuellement* effectuées par la suite.

Il se peut que deux séries de manipulations distinctes aient certaines conséquences observables potentielles identiques. C'est pourquoi nous proposons la définition suivante :

> ***D*<sub>1</sub> :** Une « préparation », notée $\mathcal{P}$, renvoie à une collection de séries de manipulations ayant en commun un ensemble de conséquences observables potentielles.

Une préparation $\mathcal{P}$ ne se rapporte pas à *une* série particulière de manipulations $\Sigma$, mais à une *collection* $\{\Sigma_i\}$ de séries de manipulations qui partagent un même ensemble de conséquences observables potentielles. Par exemple, si les physiciens réalisent la série de manipulations $\Sigma_1$ ainsi que la série de manipulations $\Sigma_2$, et si ces deux séries de manipulations ont un ensemble de conséquences observables potentielles identiques, alors, suivant $D_1$, ils effectuent deux fois une même préparation, notée $\mathcal{P}$.

En se référant à une préparation $\mathcal{P}$, les physiciens ne doivent plus spécifier quelles sont les manipulations particulières qu'ils effectuent. Ils peuvent se concentrer uniquement sur les conséquences qui peuvent être observées à la suite de ces manipulations.

---

1. *Idem*.
2. *Ibid.*, p. 12 (note 11).

Dans le cas où les physiciens effectuent une série de manipulations en vue d'une mesure éventuelle à venir et qu'ils savent que cette série de manipulations correspond à un certaine préparation $\mathscr{P}$, nous dirons qu'ils ont une « connaissance complète » de la préparation qu'ils effectuent. Dans le cas où les physiciens savent que cette série de manipulations correspond à l'une des préparations $\{\mathscr{P}_i\}$ (avec $i = 1,...,N$), sans savoir exactement laquelle, nous dirons qu'ils ont une « connaissance incomplète » de la préparation qu'ils effectuent.

### *5.4.2 Mesure*

Une *mesure* correspond à une série de manipulations qui conduit à la production d'un résultat. Il n'est donc pas question, dans ce cas, de plusieurs conséquences observables potentielles, mais d'une unique conséquence observée en acte. Le terme « mesure » est employé ici en un sens restreint. À la différence de Peres, nous n'incluons pas, dans l'opération de la mesure, la phase durant laquelle un observateur fait le constat du résultat produit par la mesure, et ce faisant acquiert une information. Une distinction est ainsi opérée entre la phase de la mesure proprement dite, laquelle s'achève par la survenue d'un résultat, et la *phase du constat du résultat de mesure*[1].

Un résultat de mesure correspond à un *événement physique* dont la survenue est inférée à partir du constat de la survenue d'un *événement expérimental* (ou de la trace de la survenue d'un événement expérimental)[2]. Les termes nécessaires à la définition des « événements physiques » auxquels correspondent les résultats de mesure en *microphysique* n'ont pas encore été introduits. Par contre, les termes servant à décrire les « événements expérimentaux » – indices de la survenue de ces événements physiques – sont ceux du langage de la vie quotidienne. Un événement expérimental correspond, par exemple, au déplacement d'une aiguille sur le cadran d'un appareil. C'est donc relativement à cette notion d'événement expérimental que nous définirons, à ce niveau de la discussion, ce qu'est une « mesure » :

> ***D*₂ :** Une « mesure », notée $\mathscr{M}$, correspond à une série de manipulations qui provoque la survenue d'un événement expérimental.

1. À propos de la phase du constat du résultat de mesure, *cf.* : *infra*, Sous-Section 6.2.3.
2. *Cf.* : *supra*, Sous-Section 4.2.5.

Une *même* mesure $\mathscr{M}$, lorsqu'elle est répétée plusieurs fois, peut provoquer la survenue de *différents* événements expérimentaux. Nous appellerons ainsi le « spectre » des événements expérimentaux d'une mesure $\mathscr{M}$, l'ensemble des événements expérimentaux distincts qui surviennent lorsque cette mesure $\mathscr{M}$ est répétée un très grand nombre de fois.

Pour réaliser une mesure, les physiciens font usage d'un certain appareil, appelé communément « appareil de mesure ». Ce dernier correspond à un objet macroscopique que les physiciens peuvent manipuler et dont une composante est le lieu de la survenue de l'événement expérimental qui indique le résultat obtenu. Cette composante correspond, par exemple, à un cadran où figure une échelle graduée sur laquelle peut se déplacer une aiguille.

### *5.4.3 Phase intermédiaire*

Entre la série des manipulations qui constitue la préparation et celle qui constitue la mesure, un certain temps peut s'écouler, il peut exister ce que nous nommerons une « phase intermédiaire ». Cette phase se caractérise par l'absence d'intervention humaine, d'où la définition suivante :

> ***D*$_3$ :** Une « phase intermédiaire » est une phase se situant entre une préparation et une mesure, et durant laquelle aucune manipulation n'est effectuée.

La détermination de la limite entre les trois phases que sont la préparation, la phase intermédiaire et la mesure, dans une expérience donnée, est une question de convention. La préparation comme la mesure renvoient à une série de manipulations. Le seul trait qui distingue la mesure de la préparation est la production d'un résultat. Quant à la phase intermédiaire, elle pourrait tout aussi bien être considérée comme faisant partie de la phase « préparation » ou de la phase « mesure ». Dans ce qui suit, nous ferons référence à la distinction entre préparation, phase intermédiaire et mesure telle que la font (explicitement ou non) les physiciens dans la pratique. Comme exemples de préparations, mentionnons les manipulations qui font intervenir un monochromateur, un canon à électrons[1] ou encore un laser. Comme exemples de mesures, mentionnons les manipulations qui font intervenir un spectromètre, une chambre à bulles ou un appareil de Stern-Gerlach. Quant aux phases intermédiaires, elles mettent en jeu, par exemple, un semi-conducteur, une fibre optique ou une cavité où règne un certain champ magnétique.

1. Ce sont les deux exemples de Margenau cités plus haut.

Nous sommes ainsi conduits à décrire une expérience en microphysique comme étant composée de quatre phases : la première correspond à la *préparation*, la deuxième à une *phase intermédiaire*, la troisième à la *mesure* et la quatrième à la *phase du constat du résultat de mesure* (*cf.* Figure 5.1).

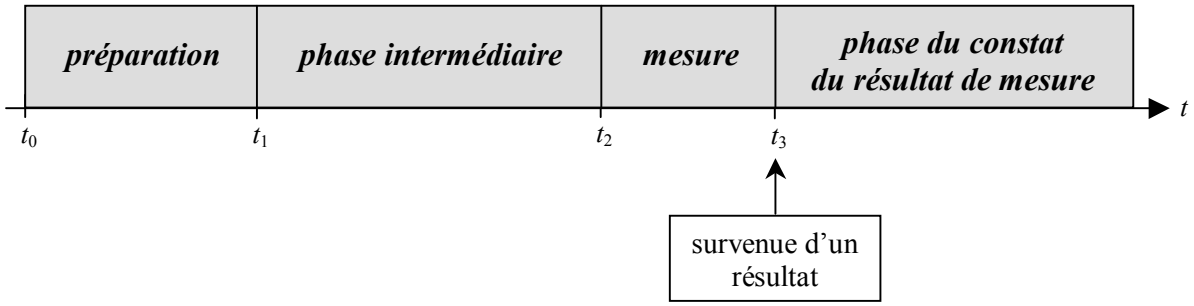



**Figure 5.1** Les quatre phases d'une expérience en microphysique

### *5.4.4 Observable*

*De quoi* une mesure en microphysique est-elle la mesure ? Pour répondre à cette question, penchons-nous sur les conséquences observables potentielles de la mesure. D'après l'expérience, il existe des mesures qui, lorsqu'elles produisent chacune un résultat donné, sont toutes équivalentes à une même préparation, c'est-à-dire qu'elles ont en commun un ensemble de conséquences observables potentielles. Cette équivalence met en lumière un *invariant* que les physiciens désignent par le terme « observable »[1]. Nous pouvons donc donner à ce terme la définition suivante :

> ***D*$_4$ :** Une « observable », notée *A*, est l'invariant d'un ensemble de mesures qui sont équivalentes à une même préparation lorsqu'elles provoquent chacune la survenue d'un certain événement expérimental.

1. Il convient de ne pas confondre le terme « observable », employé ici comme substantif, avec le terme « observable » lorsqu'il est employé comme adjectif (comme dans la phrase précédente). Pour éviter toute confusion, il aurait été préférable de recourir à un autre terme que « observable » (par exemple : « grandeur physique »). Néanmoins, « observable » est le terme habituel que les physiciens utilisent en microphysique. C'est donc celui-ci que nous retiendrons dans ce qui suit.

Ainsi, deux mesures $\mathscr{M}_\alpha$ et $\mathscr{M}_\beta$ correspondent à la *mesure de la même observable*, notée *A*, *si et seulement si* $\mathscr{M}_\alpha$ et $\mathscr{M}_\beta$ sont équivalentes à une même préparation $\mathscr{P}$ lorsqu'elles provoquent chacune la survenue d'un certain événement expérimental, noté respectivement $e_\alpha$ et $e_\beta$.

Chaque événement expérimental qui survient à la suite de la mesure d'une observable permet d'assigner à cette observable une certaine *valeur numérique*[1] à laquelle est attachée une *unité*[2]. La correspondance entre l'événement expérimental et la valeur numérique comporte un élément de convention. Une fois que cette correspondance biunivoque est choisie pour le spectre des événements expérimentaux d'une mesure donnée, une telle correspondance biunivoque est fixée pour tous les spectres des événements expérimentaux de mesures qui portent sur la même observable. Par exemple, soient deux mesures $\mathscr{M}_\alpha$ et $\mathscr{M}_\beta$ qui correspondent à la mesure de la même observable *A*. $\mathscr{M}_\alpha$ et $\mathscr{M}_\beta$ sont équivalentes à la même préparation $\mathscr{P}_1$ lorsqu'elles provoquent la survenue de l'événement expérimental respectivement $e_{\alpha 1}$ et $e_{\beta 1}$, elles sont équivalentes à la même préparation $\mathscr{P}_2$ lorsqu'elles provoquent la survenue de l'événement expérimental respectivement $e_{\alpha 2}$ et $e_{\beta 2}$, etc. Si l'on pose que le spectre des événements expérimentaux $\{e_{\alpha 1}, e_{\alpha 2}, \ldots\}$ est en correspondance biunivoque avec les valeurs $\{a_1, a_2, \ldots\}$ de *A*, alors le spectre des événements expérimentaux $\{e_{\beta 1}, e_{\beta 2}, \ldots\}$ est lui-aussi en correspondance biunivoque avec les valeurs $\{a_1, a_2, \ldots\}$ de *A*.

De même que nous avons appeler $\{e_{\alpha 1}, e_{\alpha 2}, \ldots\}$ le « spectre » des événements expérimentaux de la mesure $\mathscr{M}_\alpha$, nous parlerons de $\{a_1, a_2, \ldots\}$ comme du « spectre » des valeurs de l'observable *A*.

### *5.4.5 Système*

En microphysique, lorsque les physiciens rendent compte d'une expérience en termes de « préparation » et de « mesure », ils se réfèrent également à un certain « système

1. La mesure d'une observable peut être réalisée de telle sorte que le résultat obtenu permet d'assigner un certain *ensemble de valeurs numériques* à l'observable en question. On parle alors de « mesure imprécise » (*cf.* par exemple : Busch, P., Lahti, P. and Mittelstaedt, P., *The Quantum Theory of Measurement*, *op. cit.*, pp. 128-129).
2. Sur le choix d'un certain « système d'unités », *cf.* par exemple : Alonso, M. et Finn, E., *Physique générale, T. 1*, *op. cit.*, pp. 17-20 ; Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, pp. 23-25.

microscopique » (ou plus brièvement « système »)[1] – tel qu'un « électron » ou un « photon ». Ils décrivent la préparation comme « mettant en jeu un système »[2], tandis que la mesure d'une certaine observable est censée être réalisée « *sur* le système » en question. Il est donc question de « la réalisation de la mesure d'une observable *sur* un système, au moyen d'un appareil de mesure, à la suite d'une préparation donnée ». La notion de système permet ainsi aux physiciens de concevoir *le lien entre une préparation et une mesure*, lors d'une expérience particulière.

Quelle définition pragmatique pouvons-nous donner au terme « système » ? Il faut remarquer que la mention du *système* que met en jeu la préparation permet de désigner un ensemble particulier de préparations. C'est ce qui conduit Asher Peres à écrire :

> Un système quantique est défini par une *classe d'équivalence de préparations*. […] Par exemple, il existe de nombreuses procédures macroscopiques pour produire ce que nous appelons un photon, ou un atome d'hydrogène, etc. L'*équivalence* de différentes procédures de préparation devrait être vérifiable par des tests appropriés[3].

Nous pouvons apporter une précision à cette définition. L'ensemble particulier des préparations qui renvoie à un « système » possède la caractéristique suivante : à la suite de chacune des préparations d'un tel ensemble, on trouve la même valeur lors de la mesure d'une observable appartenant à un certain groupe d'observables. Ces observables sont dites « constantes ». Parmi ce groupe d'observables constantes, figurent la « masse » et la « charge ». Illustrons la caractéristique indiquée : pour toutes les préparations qui mettent en jeu un « électron », la mesure de l'observable constante « charge » donne toujours la valeur de $\approx 1{,}6022 \times 10^{-19}$ Coulomb, où « Coulomb » désigne l'unité attachée à cette observable. C'est pourquoi, nous proposons de formuler la définition du terme « système » comme suit :

1. On parle également du « système étudié ».
2. Selon certains physiciens, lors d'une préparation, « un système est préparé dans un certain état physique actuel », lequel est alors représenté par un vecteur d'état approprié. Dans le cadre de l'approche pragmatiste, il est possible de se passer de la notion d'« état physique actuel » pour rendre compte d'une expérience en microphysique. Les notions de préparation, d'observable, de mesure et de système sont suffisantes à cet effet. Comme nous le verrons plus loin (*cf. infra*, Section 5.6), un vecteur d'état de la mécanique quantique est mis en correspondance avec une préparation et non avec l'état physique actuel d'un système.
3. Peres, A., *Quantum Theory*, *op. cit.*, p. 24.

***D*$_5$ :** Un « système », noté *S*, est l'invariant d'un ensemble de préparations telles que la mesure d'une observable constante, réalisée à la suite de chacune de ces préparations, donne la même valeur.

Pour être explicite, suivant la définition $D_1$, un système est l'invariant d'un ensemble $\{\{\Sigma_{1,j}\},\ldots,\{\Sigma_{i,j}\},\ldots\}$ de collections de séries de manipulations telles que la mesure d'une observable constante, réalisée à la suite de chacune de ces séries de manipulations, donne la même valeur (*cf.* Figure 5.2).

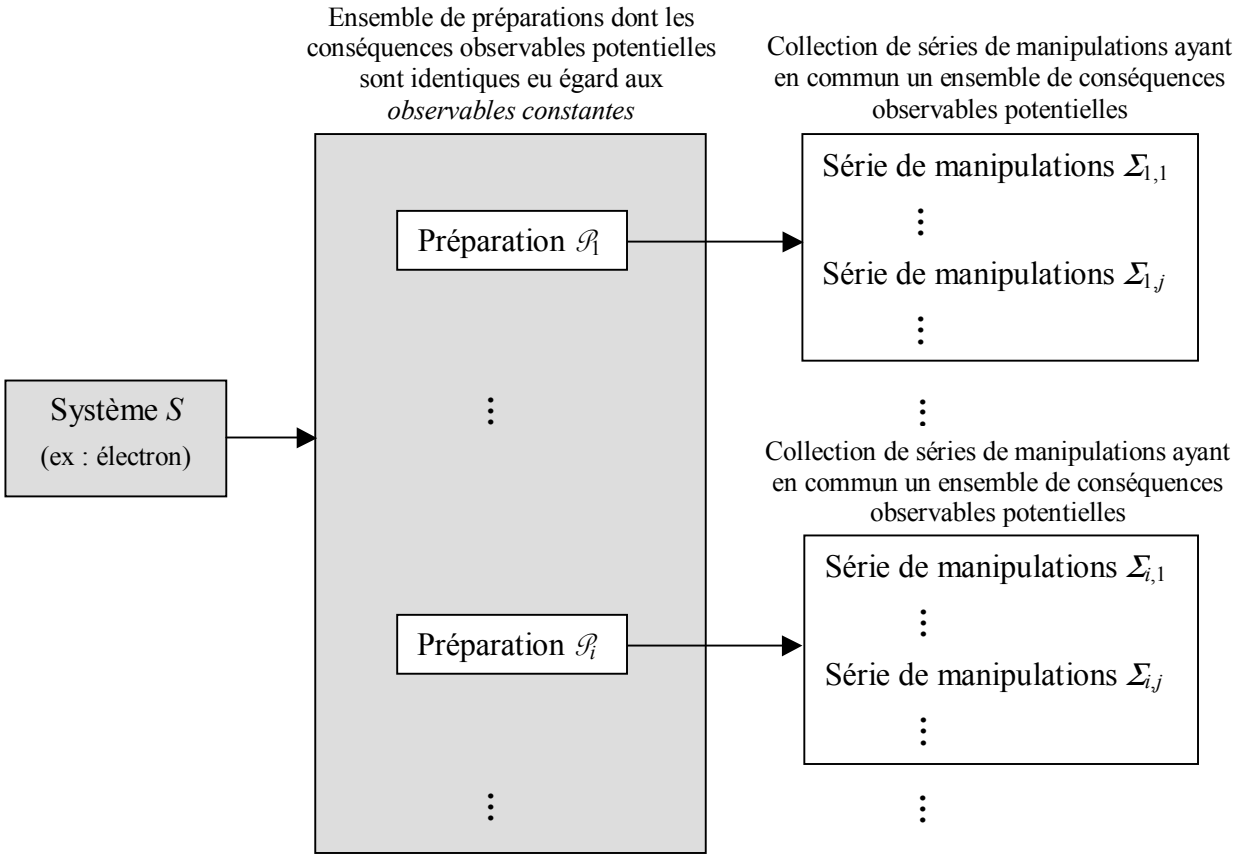



**Figure 5.2** Lien entre un système *S*, un ensemble $\{\mathcal{P}_i\}$ de préparations et un ensemble $\{\{\Sigma_{1,j}\},\ldots,\{\Sigma_{i,j}\},\ldots\}$ de collections de séries de manipulations

En avançant cette définition pragmatique de la notion de système, nous ne soutenons pas, comme le font les instrumentalistes, que les systèmes, tels que les électrons ou les photons, se réduisent à de purs et simples instruments théoriques. Suivant l'approche pragmatiste, il y a un sens à soutenir que ces systèmes « existent » : il existent, non pas dans l'absolu, mais

relativement à l'activité de recherche en microphysique, c'est-à-dire relativement à un certain cadre théorique et à certaines procédures expérimentales. Dans le contexte de la microphysique, l'existence de systèmes tels que les électrons ou les photons correspond à une hypothèse viable, qui conduit les physiciens à mener des actions couronnées de succès. Mais chercher à constituer une image de ce que sont les électrons ou les photons au-delà de ce que ces systèmes signifient sur le plan pratique, nous l'avons vu, s'avère fort problématique[1]. Gardons-nous, par conséquent, d'investir la notion de système de tout poids ontologique.

Une telle prudence à l'égard de la signification du terme « système » est préconisée notamment par R. I. G. Hughes. Discutant de la manière dont il convient de concevoir une expérience en microphysique, il écrit :

> Tout ce que nous supposons est qu'il y a une interaction physique entre une partie de l'équipement, l'appareil de préparation, et une autre, l'appareil de mesure ; nous exprimons cela en disant que le système préparé par l'une [des deux parties de l'équipement] est testé par l'autre, mais ceci peut se voir simplement comme une manière de parler.
>
> Peut-être que la situation devient plus problématique lorsque nous discutons de la manière dont les résultats expérimentaux obtenus en utilisant un appareil sont reliés aux résultats obtenus avec un autre appareil. Il est certain que le terme *système* réfère alors (ou, pour ceux qui sont scrupuleux, « semble référer ») à ce qui est commun entre deux procédures préparation-mesure pouvant être très différentes. Mais […] l'hypothèse qu'il y aurait quelque chose de commun entre deux processus différents n'est guère *problématique*[2].

L'idée selon laquelle la signification du terme « système » est indissociable des procédures expérimentales en microphysique est également défendue par Günther Ludwig :

> Les micro-systèmes ne peuvent être complètement séparés des procédures de préparation et de mesure. Les micro-systèmes sont plutôt « faits » par les procédures de préparation et « agissent » sur les dispositifs de mesure, une action qui ne peut être expliquée uniquement par les structures objectives des micro-systèmes[3].

Toutefois, par l'emploi de l'expression « structures objectives des micro-systèmes », Ludwig maintient une certaine ambiguïté. Il laisse entendre qu'il existerait en soi des systèmes microscopiques possédant en propre certains attributs, et ce, malgré la dépendance de ceux-ci

1. *Cf. supra*, Sous-Sections 2.2.3 et 4.6.2.
2. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 83-84.
3. Ludwig, G., *An Axiomatic Basis for Quantum Mechanics, Vol. 1: Derivation of Hibert Space Structure*, Berlin: Springer, p. 128.

vis-à-vis des procédures expérimentales. À travers notre approche pragmatiste, nous voulons précisément éviter une telle ambiguïté.

### *5.4.6 Un résultat de mesure*

À la Sous-Section 4.6.2, nous avions conclu que, eu égard à la mécanique quantique, ce qui peut être tenu pour « actuel » au terme d'une mesure, ce n'est pas *l'état physique d'un système*, mais *la valeur d'une observable qui est mesurée sur un système au moyen d'un appareil de mesure*. Ainsi, un *événement expérimental* auquel il est fait référence par une proposition du type « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée vers la position $x_k$. » doit être interprété en terme d'un *événement physique* dont on rend compte par une proposition du type « Au terme de la mesure de l'observable *A* sur le système *S* au moyen de l'appareil de mesure *M*, la valeur $a_k$ a été obtenue. ». Nous pouvons exprimer cela en disant qu'un « résultat de mesure » correspond à l'événement physique de *la possession par une observable, mesurée sur un système au moyen d'un appareil de mesure, d'une valeur bien définie au terme de la mesure*. (La précision « au terme de la mesure » indique le fait que l'événement physique en question ne préexiste pas à la mesure, il est le « résultat » de cette mesure au sens premier du terme.) En vertu des définitions pragmatiques des termes « mesure », « observable » et « système », qui ont été avancées dans les sous-sections précédentes, il est possible de comprendre un tel *résultat de mesure* selon un point de vue strictement pragmatiste. Il n'est plus question d'identifier *la possession par l'observable d'une valeur actuelle bien définie au terme de la mesure* à une *propriété d'un système considéré comme une réalité physique autonome*. Le « système » sur lequel porte la mesure est l'invariant d'un ensemble de préparations (*cf.* $D_5$). De même, l'« observable » mesurée est l'invariant d'un ensemble de mesures (*cf.* $D_4$). Les préparations et les mesures étant elles-mêmes relatives à des collections de séries de manipulations (*cf.* $D_1$ et $D_2$).

Soulignons à nouveau que la réalité des systèmes ou des événements physiques n'est pas niée. Toutefois, suivant notre approche pragmatiste, cette « réalité » est indissociable de la pratique des physiciens. Les *systèmes*, sur lesquels les physiciens réalisent leurs mesures, et les *événements physiques*, qui surviennent au terme de ces mesures, ne sont que les systèmes et les événements physiques *tels qu'ils apparaissent aux physiciens dans le cadre de l'activité de recherche en microphysique*.

### *5.4.7 Système composé et interaction*

Dans la situation expérimentale où plusieurs préparations distinctes $\mathcal{P}_1$, $\mathcal{P}_2$,…, et $\mathcal{P}_N$, qui mettent en jeu les systèmes respectivement $S_1$, $S_2$,…, et $S_N$, sont réalisées simultanément, nous pouvons poser que l'ensemble de ces systèmes $S_1$, $S_2$,…, et $S_N$ sont les « sous-systèmes » d'un « système composé » noté $S = S_1 + S_2 + ... + S_N$. Rappelons que tout « système », d'après la définition $D_5$, est l'invariant d'un ensemble de préparations telles que la mesure d'une observable constante, réalisée à la suite de chacune de ces préparations, donne la même valeur. Considérons une observable constante, notée *C*, telle que le résultat de la mesure de *C* sur $S_1$ est $c_1$, le résultat de la mesure de *C* sur $S_2$ est $c_2$,…, et le résultat de la mesure de *C* sur $S_N$ est $c_N$. Suivant la construction proposée du système composé *S*, nous devons admettre que le résultat de la mesure de *C* sur *S* est égale à $\sum_{i=1}^{N} c_i$, c'est-à-dire à la somme des valeurs $c_1$, $c_2$,…, et $c_N$. Or, il est également possible de réaliser une unique préparation, notée $\mathcal{P}$, mettant en jeu un système $S'$, telle que le résultat de la mesure de *C* sur $S'$ à la suite de $\mathcal{P}$ est égale à cette même valeur $\sum_{i=1}^{N} c_i$. Nous pouvons ainsi donner la définition suivante de l'expression « système composé » :

> ***D*$_6$ :** Un « système composé » de $N$ sous-systèmes, noté $S = S_1 + S_2 + ... + S_N$, est l'invariant d'un ensemble de préparations telles que, pour toute observable constante *C*, le résultat de la mesure de *C* à la suite de chacune de ces préparations est égale à la somme des valeurs obtenues lors des mesures de *C* à la suite de *N* préparations, notées $\mathcal{P}_1$, $\mathcal{P}_2$,…, et $\mathcal{P}_N$, mettant en jeu les systèmes respectivement $S_1$, $S_2$,…, et $S_N$.

Lorsque deux préparations distinctes $\mathcal{P}_1$ et $\mathcal{P}_2$, qui mettent en jeu les systèmes respectivement $S_1$ et $S_2$, sont réalisées simultanément, il se peut que les conséquences observables potentielles de $\mathcal{P}_1$ (ou $\mathcal{P}_2$) soient différentes de la situation où seule la préparation $\mathcal{P}_1$ (resp. $\mathcal{P}_2$) est réalisée. Si tel est le cas, nous dirons que $S_1$ et $S_2$ ont « interagi » l'un avec l'autre :

***D*$_7$ :** Deux systèmes, notés $S_1$ et $S_2$, mis en jeu par deux préparations distinctes respectivement $\mathscr{P}_1$ et $\mathscr{P}_2$ réalisées simultanément, ont « interagi » l'un avec l'autre *si et seulement si* les conséquences observables potentielles de $\mathscr{P}_1$ (ou $\mathscr{P}_2$) sont différentes de la situation où seule la préparation $\mathscr{P}_1$ (resp. $\mathscr{P}_2$) est réalisée.

Pour rendre ce point plus explicite, considérons deux expériences $E$ et $E'$ répétées chacune un très grand nombre de fois. L'expérience $E$ consiste à réaliser simultanément les deux préparations $\mathscr{P}_1$ et $\mathscr{P}_2$, puis à mesurer une observable, notée $A$, sur $S_1$. L'expérience $E'$ consiste à réaliser uniquement la préparation $\mathscr{P}_1$ , puis à mesurer cette même observable $A$ sur $S_1$. Suivant $D_7$, $S_1$ et $S_2$ « interagissent » l'un avec l'autre lors de l'expérience $E$ *si et seulement si* les fréquences relatives de survenue des différents résultats possibles de la mesure de $A$ sur $S_1$, lors de cette expérience $E$, sont différentes des fréquences relatives de survenue des différents résultats possibles de la mesure de $A$ sur $S_1$, lors de l'expérience $E'$.

### *5.4.8 Observables compatibles et observables incompatibles*

Lors de la Sous-Section 5.2.6, nous avons expliqué *le rejet de tout instrument prédictif déterministe au profit d'un instrument prédictif probabiliste* comme le résultat d'une *contrainte empirique* (notée *CE*) qui s'impose à toute théorie en microphysique. Dans les termes définis ci-dessus, cette contrainte empirique s'exprime de la manière suivante. Considérons d'abord l'expérience où deux mesures de la même observable $A$ sont réalisées consécutivement sur un même système $S$, à la suite d'une préparation donnée $\mathscr{P}$. Admettons que cette expérience soit répétée un nombre $N$ de fois qui est très élevé. Lors de chacune des $N$ expériences, on constate que les résultats des deux mesures sont identiques[1]. Il y a « reproductibilité du résultat de mesure »[2].

À titre d'exemple, supposons que le système $S$ étudié soit un électron (mis en jeu par une préparation $\mathscr{P}$quelconque) et que l'observable $A$ soit l'observable « spin selon la direction **d** », notée $S_{\mathbf{d}}$. Lors de chacune des $N$ expériences, on constate que si le résultat de la première

1. On constate cela sous certaines conditions, c'est-à-dire (*i*) sous la condition que l'ensemble des résultats possibles de ces deux mesures est discret et (*ii*) sous la condition que l'erreur expérimentale pour chacune des deux mesures est inférieure à l'écart minimal entre les différents résultats possibles.
2. *Cf.* aussi *supra*, Sous-Section 2.3.1 et *infra*, Sous-Section 5.10.2.

mesure donne la valeur $+\hbar/2$ (ou $-\hbar/2$), le résultat de la seconde mesure sera lui aussi $+\hbar/2$ (resp. $-\hbar/2$).

Considérons ensuite l'expérience où, entre les deux mesures de $A$ sur $S$ (à la suite d'une préparation donnée $\mathscr{P}$), la mesure d'une observable *différente* $B$ est réalisée sur $S$ – les trois mesures étant consécutives. Admettons que cette expérience soit répétée un nombre $N$ de fois qui est très élevé. En fonction des paires d'observables $A$ et $B$ choisies, deux cas de figure se présentent. Dans le premier cas de figure, on constate que les résultats des deux mesures de $A$ sont *identiques*, lors de chacune des $N$ expériences, et ce, malgré le fait que la mesure de $B$ a été effectuée entre deux. Dans le second cas de figure, on constate qu'à chaque fois qu'un résultat donné, noté $a_k$, survient lors de la première mesure de $A$, celui-ci peut être suivi par *différents* résultats, notés $a_1$, $a_2$,…, lors de la seconde mesure de $A$.

Reprenons l'exemple précédent où le système $S$ est un électron (mis en jeu par une préparation $\mathscr{P}$ quelconque) et l'observable $A$ est $S_{\mathbf{d}}$. Pour illustrer le premier cas de figure, admettons que l'observable $B$ soit l'observable « position selon la direction **u** (quelconque) », notée $Q_{\mathbf{u}}$. Lors de chacune des $N$ expériences, on constate que si le résultat de la première mesure de $A$ donne la valeur $+\hbar/2$ (ou $-\hbar/2$), le résultat de la seconde mesure de $A$ sera lui aussi $+\hbar/2$ (resp. $-\hbar/2$), et ce malgré le fait que la mesure de $Q_{\mathbf{u}}$ a été effectuée entre deux. Pour illustrer le second cas de figure, admettons que l'observable $B$ soit l'observable « spin selon la direction $\mathbf{d}'$ » (avec $\mathbf{d}' \neq \mathbf{d}$), notée $S_{\mathbf{d}'}$. On constate que le résultat $+\hbar/2$, lors de la première mesure de $S_{\mathbf{d}}$ peut être suivi soit par $+\hbar/2$, soit par $-\hbar/2$, lors de la seconde mesure de $S_{\mathbf{d}}$. (On constate, de même, que le résultat $-\hbar/2$, lors de la première mesure de $S_{\mathbf{d}}$ peut être suivi soit par $+\hbar/2$, soit par $-\hbar/2$, lors de la seconde mesure de $S_{\mathbf{d}}$.)

Dans le premier cas de figure, on dit des observables $A$ et $B$ qu'elles sont « compatibles », et dans le second cas de figure, qu'elles sont « incompatibles ». En bref :

**$D_8$ :** Deux observables $A$ et $B$ sont « compatibles » *si et seulement si* deux mesures consécutives de $A$ sur un système $S$ donnent toujours un résultat identique lorsqu'une mesure de $B$ sur $S$ est réalisée entre deux.

**$D_9$ :** Deux observables $A$ et $B$ sont « incompatibles » *si et seulement si* deux mesures consécutives de $A$ sur un système $S$ ne donnent pas toujours un résultat identique lorsqu'une mesure de $B$ sur $S$ est réalisée entre deux.

Dans le premier cas de figure où nous avons affaire à des observables *A* et *B* qui sont *compatibles*, la connaissance empirique liée au constat du résultat de la première mesure de *A* peut être convertie en une *prédiction certaine* : la connaissance du résultat de la mesure de *A* sur *S* permet de prédire avec certitude que le résultat de la mesure consécutive de *A* sur *S* fournira le même résultat, et ce, même si la mesure de *B* sur *S* est réalisée entre deux. Dans le cas où nous avons affaire uniquement à des observables compatibles, rien ne s'oppose à l'idée selon laquelle il existe une théorie qui nous permet de dériver ces prédictions certaines de façon *a priori*.

Dans le second cas de figure où nous avons affaire à des observables *A* et *B* qui sont *incompatibles*, la connaissance empirique liée au constat du résultat de la première mesure de *A ne* peut *pas* être convertie en une prédiction certaine : la connaissance du résultat de la mesure de *A* sur *S ne* permet *pas* de prédire quel sera le résultat de la seconde mesure de *A* sur *S*, lorsque la mesure de *B* sur *S* est réalisée entre deux.

En outre, dans ce second cas de figure, on constate qu'à chaque fois qu'un résultat donné, noté $b_l$, survient lors de la mesure de *B*, celui-ci peut être suivi par *différents* résultats, notés $a_1$, $a_2$,…, lors de la seconde mesure de *A*. Ainsi, la connaissance du résultat de la mesure de *B ne* permet *pas*, lui non plus, de prédire quel sera le résultat de la seconde mesure de *A* sur *S*.

Par conséquent, en raison de la relation d'incompatibilité entre certaines observables en microphysique, il ne peut pas exister de théorie qui soit totalement déterministe, c'est-à-dire qui nous permette d'établir de façon *a priori* des prédictions certaines dans toutes les situations, quelles que soient les observables mesurées.

Néanmoins, il existe une *relation statistique stable* entre les résultats de mesures de deux observables incompatibles. Dans le second cas de figure discuté ci-dessus, considérons uniquement la mesure de *B* sur *S* et la mesure consécutive de *A* sur *S* (*i.e.* la seconde mesure de *A* sur *S*). Soient $\{b_i\}$ le spectre des résultats de la mesure de *B* sur *S*, et $\{a_j\}$ le spectre des résultats de la mesure de *A* sur *S*. On constate que la *fréquence relative* de l'occurrence du couple de résultats $(b_i, a_j)$ se *stabilise* autour d'une certaine valeur, notée $f_{ij}$, lorsque *N* est de plus en plus élevé, et ce $\forall\, i$ et $j$. En raison de cette stabilité, la connaissance empirique liée au constat du résultat de mesure de *B* peut être convertie en une *prédiction probabiliste* : si nous savons que le résultat de la mesure de *B* sur *S* est $b_l$, nous pouvons prédire que le résultat de la mesure consécutive de *A* sur *S* fournira le résultat $a_1$ avec une probabilité $p(a_1) = f_{l1}$, le résultat $b_2$ avec une probabilité $p(a_2) = f_{l2}$, etc. Nous pouvons alors

envisager l'existence d'une théorie qui nous permette de dériver ces prédictions probabilistes de façon *a priori*.

C'est donc dans la relation spécifique entre certaines observables, relation dite d'« incompatibilité », que se situe l'origine de la contrainte empirique *CE*.

Il nous faut apporter une précision importante concernant les relations de compatibilité et d'incompatibilité entre les observables. D'après l'expérience, si $A$ et $B$ sont incompatibles, l'inversion de l'ordre des mesures de $A$ et de $B$ modifie les conséquences observables potentielles de ces deux mesures lorsque celles-ci fournissent chacune un résultat donné. Par suite, dans une situation où l'intervalle de temps qui sépare la mesure de $A$ de la mesure de $B$ est très petit par rapport à toute autre considération temporelle, cet intervalle de temps ne peut jamais être considéré comme nul, car cela reviendrait à ignorer l'ordre des deux mesures, lequel a pourtant des conséquences observables potentielles non négligeables (comme nous venons de l'indiquer). Pour cette raison, nous dirons que deux observables $A$ et $B$, si elles sont incompatibles, ne peuvent pas être mesurées « simultanément ».

En revanche, si $A$ et $B$ sont compatibles, l'inversion de l'ordre des mesures de $A$ et de $B$ *ne* modifie *pas* les conséquences observables potentielles de ces deux mesures lorsque celles-ci fournissent chacune un résultat donné. Par suite, dans une situation où l'intervalle de temps qui sépare la mesure de $A$ de la mesure de $B$ est très petit par rapport à toute autre considération temporelle, cet intervalle de temps *peut* être considéré comme nul. C'est pourquoi nous dirons que deux observables $A$ et $B$, si elles sont compatibles, *peuvent* être mesurées « simultanément ».

## 5.5 Les fonctions pragmatiques

Abordons la seconde étape de la justification pragmatiste de la mécanique quantique. Il va s'agir d'expliciter les fonctions que doit remplir toute théorie pour que celle-ci permette aux physiciens de mener à bien leur activité de recherche en microphysique. Ces fonctions sont strictement d'ordre pragmatique. C'est pourquoi, nous avons choisi de les nommer « fonctions pragmatiques ».

### *5.5.1 Caractériser une préparation de manière synthétique*

D'après la définition $D_1$, une « préparation », notée $\mathscr{P}$, renvoie à une collection de séries de manipulations ayant en commun un ensemble de conséquences observables potentielles. Cela

signifie qu'en faisant référence à une préparation $\mathscr{P}$, les physiciens peuvent s'affranchir de la mention des détails concernant les manipulations particulières qu'ils effectuent, pour se focaliser uniquement sur les conséquences observables potentielles de ces manipulations[1]. Toutefois, en pratique, il reste difficile, voir impossible, de caractériser une préparation $\mathscr{P}$ en spécifiant explicitement l'ensemble des conséquences observables potentielles commun à la collection des séries de manipulations à laquelle renvoie cette préparation $\mathscr{P}$. Il est donc indispensable pour les physiciens de disposer d'un outil théorique permettant de faire référence à une préparation $\mathscr{P}$ de manière *synthétique*, de sorte que l'ensemble des conséquences observables potentielles, qui est commun à la collection des séries de manipulations à laquelle renvoie cette préparation $\mathscr{P}$, puisse être *tiré* de cet outil théorique. Nous pouvons ainsi dégager la *première fonction pragmatique* :

> **$F_1$ :** Pour toute préparation $\mathscr{P}$, la théorie doit permettre aux physiciens de caractériser $\mathscr{P}$ de manière synthétique.

Faisons remarquer que cette fonction correspond à la version pragmatiste de la condition d'*unité* de l'outil prédictif, qui a été mise en avant par Michel Bitbol dans le cadre de son approche transcendantale[2].

### *5.5.2 Déterminer de manière* a priori *l'ensemble des résultats de mesure possibles*

À la suite d'une préparation, les physiciens peuvent réaliser toutes sortes de mesures. Guidés par l'intérêt de prédiction[3], ils cherchent à anticiper au mieux les résultats de ces mesures. Pour ce faire, il leur faut une théorie leur permettant de remplir deux fonctions essentielles. La première de ces deux fonctions, que nous désignerons comme la *deuxième fonction pragmatique*, est la suivante :

> **$F_2$ :** Pour toute observable $A$, la théorie doit permettre aux physiciens de déterminer de manière *a priori* l'ensemble des valeurs qui peuvent être obtenues au terme de la mesure de $A$.

Il est sous-entendu, dans l'énoncé de $F_2$, que l'ensemble des valeurs qui peuvent être obtenues au terme de la mesure de $A$, suivant la dérivation *a priori* de la théorie, correspond à

1. Ce qui a été souligné à la Sous-Section 5.4.1.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 5.3.1.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 4.4.3.

l'ensemble des valeurs qui ont été (ou qui vont être) effectivement obtenues lorsque la mesure de $A$ a été (resp. va être) répétée un très grand nombre de fois. En d'autres termes, une théorie qui remplit la fonction $F_2$ est une théorie conforme à ce qui a été (ou ce qui va être) constaté dans l'expérience en ce qui concerne l'ensemble des résultats de mesure possibles.

### *5.5.3 Déterminer de manière* a priori *la probabilité de survenue de chaque résultat de mesure possible*

La deuxième fonction essentielle que doit remplir une théorie permettant aux physiciens d'anticiper au mieux les résultats des mesures qu'ils réalisent à la suite d'une préparation donnée, et que nous désignerons comme la *troisième fonction pragmatique*, peut s'énoncer comme suit :

> **$F_3$ :** Pour toute préparation $\mathscr{P}$ et pour toute observable $A$, la théorie doit permettre aux physiciens de calculer de manière *a priori* la probabilité de survenue de chaque valeur qui peut être obtenue au terme de la mesure de $A$ à la suite de $\mathscr{P}$.

Suivant $F_3$, il est question de calculer la *probabilité* de survenue de chacune des valeurs qui peuvent être obtenues, et non de prédire *avec certitude* la valeur qui va effectivement être obtenue. À travers cette formulation, nous tenons compte de la *contrainte empirique* qui s'impose à toute théorie en microphysique. Celle-ci a son origine dans la relation particulière de certaines observables – appelée relation d'« incompatibilité » –, et s'exprime par le rejet de toute théorie totalement déterministe au profit d'une théorie seulement probabiliste[1].

Dans l'énoncé de $F_3$, nous supposons tacitement que pour chaque valeur pouvant être obtenue au terme de la mesure de $A$ à la suite de $\mathscr{P}$, la probabilité de sa survenue, suivant la dérivation *a priori* de la théorie, correspond à la probabilité de sa survenue qui a été (ou qui va être) déterminée de manière *a posteriori*. (Rappelons que la probabilité de survenue d'une valeur peut être déterminée de manière *a posteriori* en répétant l'expérience un nombre de fois, noté $N$, qui est très élevé. On pose alors que cette probabilité est égale à la fréquence relative de l'occurrence de la valeur en question lors de la séquence de ces $N$ expériences[2].) En résumé, une théorie qui remplit la fonction $F_3$ est une théorie conforme à ce qui a été (ou

1. *Cf. supra*, Sous-Sections 5.2.6 et 5.4.8.
2. *Cf. supra*, Sous-Sections 1.2.4 et 5.2.2.

ce qui va être) constaté dans l'expérience en ce qui concerne la probabilité de survenue de chaque résultat de mesure possible.

### *5.5.4 Cas d'un système composé*

Comme indiqué à la Sous-Section 5.4.7, dans les expériences en microphysique, certaines préparations mettent en jeu des systèmes composés de plusieurs sous-systèmes. C'est pourquoi, nous devons spécifier une *quatrième fonction pragmatique* que doit remplir toute théorie en microphysique :

> ***F*4 :** La théorie doit permettre aux physiciens de remplir les fonctions $F_1$ à $F_3$ lorsque la préparation considérée met en jeu un système composé de plusieurs sous-systèmes.

### *5.5.5 Cas d'une phase intermédiaire de durée non-nulle*

Dans une expérience en microphysique, la mesure peut suivre immédiatement la préparation. Néanmoins, lors de certaines expériences, il peut exister, entre la préparation et la mesure, une phase intermédiaire de durée non-nulle[1]. Il nous faut donc expliciter une *cinquième fonction pragmatique* :

> ***F*5 :** La théorie doit permettre aux physiciens de remplir les fonctions $F_2$ à $F_4$ lorsqu'il existe, entre la préparation et la mesure, une phase intermédiaire de durée non nulle.

Il n'est pas fait mention ici de la fonction $F_1$, puisque celle-ci concerne uniquement la préparation, c'est-à-dire la phase qui précède l'éventuelle phase intermédiaire.

### *5.5.6 Cas d'une connaissance incomplète de la préparation*

Considérons une expérience lors de laquelle les physiciens effectuent une certaine série de manipulations. Supposons qu'ils savent que cette série de manipulations correspond à l'une des préparations $\{\mathcal{P}_i\}$ (avec $i = 1,...,N$), sans savoir exactement laquelle. Par définition, les physiciens n'ont alors qu'une connaissance *incomplète* de la préparation qu'ils effectuent[2]. Cette incomplétude introduit une incertitude pouvant se traduire par une évaluation

1. *Cf. supra*, Sous-Section 5.4.3.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 5.4.1.

probabiliste. En fonction de certains paramètres expérimentaux, les physiciens peuvent estimer que la série des manipulations qu'ils effectuent correspond à la préparation $\mathscr{P}_1$ avec une probabilité $p_1$, à la préparation $\mathscr{P}_2$ avec une probabilité $p_2$,…, et à la préparation $\mathscr{P}_N$ avec une probabilité $p_N$. Dans la pratique, il est fréquent que les physiciens n'ont qu'une connaissance *incomplète* de la préparation qu'ils effectuent. Pour cette raison, toute théorie en microphysique doit remplir une *sixième fonction pragmatique* que nous pouvons énoncer ainsi :

**$F_6$ :** Lorsque les physiciens n'ont qu'une connaissance incomplète de la préparation qu'ils effectuent, la théorie doit leur permettre de remplir les fonctions $F_1$ à $F_5$ à l'incertitude près qu'introduit cette incomplétude.

### *5.5.7 Prendre en compte le résultat d'une mesure*

Soit une mesure $\mathscr{M}$ pouvant produire un ensemble de résultats $\{r_i\}$. Chaque couple $(\mathscr{M}, r_i)$ – qui désigne la mesure $\mathscr{M}$ produisant le résultat $r_i$ – équivaut à une préparation différente. Par suite, la connaissance du résultat d'une mesure constitue une information essentielle pour anticiper les résultats d'une éventuelle seconde mesure. Or, les physiciens effectuent parfois plusieurs mesures successives à la suite d'une préparation donnée. Nous pouvons ainsi dégager une *septième fonction pragmatique* :

**$F_7$ :** La théorie doit permettre aux physiciens d'intégrer la connaissance empirique acquise par le biais du constat du résultat d'une mesure, afin qu'il soit possible de remplir les fonctions $F_1$ à $F_6$ à la suite de cette mesure.

## 5.6 Le formalisme des espaces de Hilbert

Penchons-nous maintenant sur la *troisième étape* de la justification pragmatiste de la mécanique quantique. Celle-ci consiste à montrer que la mécanique quantique est l'unique théorie qui réalise exactement les 7 fonctions pragmatiques énoncées lors de la précédente section. Notre démarche sera double. D'une part, nous allons reconstruire le formalisme de la mécanique quantique, en partant d'un simple espace vectoriel et en intégrant successivement chacune des composantes constitutives de la théorie. Il nous faudra dégager l'utilité de chacune de ces composantes pour comprendre comment elles permettent à la théorie de remplir les fonctions pragmatiques. D'autre part, nous allons nous efforcer de montrer que

toute modification de la théorie a pour conséquence que celle-ci n'est plus en mesure de remplir les 7 fonctions pragmatiques, ou qu'elle se dote d'une capacité formelle sans intérêt sur le plan pratique.

Dans la présente section, nous allons voir comment le formalisme des espaces de Hilbert, qui constitue la structure de base de la mécanique quantique, permet de remplir les trois premières fonctions pragmatiques, c'est-à-dire $F_1$, $F_2$ et $F_3$. La présentation qui va suivre prend appui, en particulier, sur l'important travail de clarification du formalisme de la mécanique quantique dû à R. I. G. Hughes[1] et à Bas van Fraassen[2].

### *5.6.1 Espace vectoriel réel muni d'un produit scalaire*

Un *espace de Hilbert* correspond à un espace vectoriel complexe, muni d'un produit scalaire, complet et séparable[3]. Cherchons d'abord à déterminer quel est l'intérêt de recourir à un espace vectoriel réel muni d'un produit scalaire[4]. Nous verrons, par la suite, pourquoi il importe de faire appel, plus généralement, aux nombres complexes, plutôt qu'aux nombres réels. De même, laissons pour l'instant de côté les deux caractéristiques que sont la complétude et la séparabilité.

Soient $\mathcal{P}$ une préparation qui met en jeu un système noté *S*, et *A* une observable pouvant être mesurée sur *S*. Supposons que les physiciens disposent d'une certaine connaissance empirique relativement à $\mathcal{P}$ et à *A*. Plus précisément, supposons qu'ils connaissent le spectre $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$, des valeurs qui peuvent être obtenues lors de la mesure de *A* sur *S*, ainsi que les probabilités $\{p(a_i)\}$, avec $i = 1,...,N$, de survenue de ces valeurs lorsque la mesure de *A* sur *S* est réalisée à la suite de $\mathcal{P}$. Les valeurs $\{a_i\}$ étant mutuellement exclusives (elles ne peuvent survenir simultanément au terme d'une mesure singulière de *A*) et

1. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Chap. 1, 2, 3 et 4.
2. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Chap. 5 et 6.
3. Pour les définitions mathématiques d'un *espace vectoriel*, d'un *produit scalaire*, de la *complétude* et de la *séparabilité*, *cf.* : von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 24-32 ; Jauch, J., *Foundations of Quantum Mechanics*, Reading (Mass.): Addison-Wesley, 1968, pp. 18-22 ; Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Ch. 1. Ces références bibliographiques ont déjà été données en note à la Sous-Section 2.2.2.
4. Un espace vectoriel (réel ou complexe) muni d'un produit scalaire (resp. réel ou complexe) est aussi appelé « espace préhilbertien » (*cf.* par exemple : Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 202).

conjointement exhaustives (elles correspondent à l'ensemble des résultats possibles de la mesure de *A*), nous avons, conformément à la théorie classique des probabilités[1] :

$$\sum_{i=1}^{N} p(a_i) = 1 \tag{5.3}$$

Il s'avère possible d'exprimer les ensembles $\{ a_i \}$ et $\{ p(a_i) \}$ au moyen, respectivement, d'un opérateur linéaire et d'un vecteur définis sur un *espace vectoriel réel muni d'un produit scalaire* construit de façon approprié. Voyons comment. Considérons un espace vectoriel réel à *N* dimensions, noté $V_R$. Admettons qu'il soit muni d'un *produit scalaire réel*, noté $(\mathbf{u}, \mathbf{v})$, avec $\mathbf{u}, \mathbf{v} \in V_R$ [2]. En vertu de ce produit scalaire, pour tout vecteur $\mathbf{v}$ de $V_R$, nous pouvons définir sa *norme*, notée $\|\mathbf{v}\|$, comme suit :

$$\|\mathbf{v}\| \equiv \sqrt{(\mathbf{v}, \mathbf{v})} \tag{5.4}$$

Nous pouvons également définir la relation d'*orthogonalité* : deux vecteurs $\mathbf{u}$ et $\mathbf{v}$ de $V_R$ sont dits « orthogonaux » lorsque :

$$(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = 0 \tag{5.5}$$

Soit $\{ \mathbf{v}_i \}$ un ensemble de *N* vecteurs de $V_R$ qui sont mutuellement orthogonaux et normés, c'est-à-dire tels que :

$$(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j) = \delta_{ij} \quad \forall\, i, j \tag{5.6}$$

Un tel ensemble $\{ \mathbf{v}_i \}$ forme une *base orthonormée* de $V_R$ (*i.e.* il génère tout l'espace vectoriel $V_R$)[3]. À chaque vecteur de base $\mathbf{v}_i$ peut être associé un *opérateur linéaire*, noté $\hat{P}_{\mathbf{v}_i}$, défini par l'équation :

$$\hat{P}_{\mathbf{v}_i} \mathbf{v} \equiv (\mathbf{v}_i, \mathbf{v}) \mathbf{v}_i \tag{5.7}$$

pour tout vecteur $\mathbf{v}$ de $V_R$. Un tel opérateur est appelé « projecteur » ou « opérateur de projection ».

1. *Cf. supra*, Sous-Sections 1.2.4 et 5.3.2.
2. Pour la définition du *produit scalaire réel*, *cf.* par exemple : Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 202.
3. Cet ensemble forme une *base* de $V_R$ puisque tous ses éléments sont linéairement indépendants (en effet, ils sont mutuellement orthogonaux) et sont au nombre de *N* – la dimension de $V_R$ (*cf.* par exemple : *ibid.*, p. 151).

Au moyen de ces projecteurs $\{\hat{P}_{\mathbf{v}_i}\}$, nous pouvons construire un *opérateur linéaire* où figure l'ensemble $\{a_i\}$ des valeurs pouvant être obtenues lors de la mesure de l'observable *A* sur *S*. Cet opérateur, noté $\hat{A}$, peut être défini ainsi :

$$\hat{A} \equiv \sum_{i=1}^{N} a_i \hat{P}_{\mathbf{v}_i} \tag{5.8}$$

Pour tout $\mathbf{v}_i$, cet opérateur satisfait à la relation :

$$\hat{A}\mathbf{v}_i = a_i \mathbf{v}_i \tag{5.9}$$

En d'autres termes, les $\{\mathbf{v}_i\}$ sont *vecteurs propres* de $\hat{A}$, et les $\{a_i\}$ sont les *valeurs propres* correspondantes. Cela signifie qu'à chaque vecteur de base $\mathbf{v}_i$, correspond une valeur possible de *A* – cette valeur de *A* pouvant être dérivée de $\hat{A}$ par la relation (5.9). Conformément à l'usage, nous dirons que l'opérateur $\hat{A}$ « représente » l'observable *A*.

La contrainte formelle qui s'impose à $V_R$ pour que la construction d'un tel opérateur linéaire soit possible est la suivante : la dimension de $V_R$ doit être égale ou supérieure au nombre *N* de valeurs possibles de *A*. Il va de soi que si la dimension de $V_R$ était inférieure à *N*, il n'y aurait pas suffisamment de vecteurs de base auxquels nous pourrions faire correspondre l'ensemble des valeurs possibles de *A*. (Dans ce qui précède, nous avons posé, pour simplifier, que la dimension de $V_R$ est égale à *N*.)

Indiquons, en outre, que tout vecteur **v** de $V_R$ peut se décomposer sur les vecteurs de base $\{\mathbf{v}_i\}$ comme suit :

$$\mathbf{v} = \sum_{i=1}^{N} c_i \mathbf{v}_i \tag{5.10}$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres réels.

Par suite, en choisissant convenablement les coefficients $\{c_i\}$, nous pouvons construire un *vecteur*, noté $\mathbf{v}^S$, où figurent les probabilités $\{p(a_i)\}$ de survenue des valeurs $\{a_i\}$ lorsque la mesure de *A* sur *S* est réalisée à la suite de $\mathcal{P}$. Nous pouvons poser que :

$$c_i \equiv \sqrt{p(a_i)} \tag{5.11}$$

(Nous verrons plus loin que le choix de cette relation, au signe près figurant devant $\sqrt{p(a_i)}$, n'est pas seulement une *possibilité*, mais une *nécessité*[1].) Autrement dit, nous posons que :

1. *Cf. infra*, Sous-Section 5.6.4.

$$\mathbf{v}^S \equiv \sum_{i=1}^{N} \sqrt{p(a_i)}\, \mathbf{v}_i \tag{5.12}$$

La base $\{\mathbf{v}_i\}$ étant orthonormée, la probabilité $p(a_i)$ de survenue de la valeur $a_i$, pour tout *i*, peut donc être dérivée de $\mathbf{v}^S$ par la relation :

$$p(a_i) = \left(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}^S\right)^2 \tag{5.13}$$

qui n'est autre que la *règle de Born*. Les coefficients $\{c_i\}$ d'un *vecteur* de $V_R$ peuvent ainsi servir à représenter les probabilités $\{p(a_i)\}$ de survenue des valeurs $\{a_i\}$ lorsque la mesure de *A* sur *S* est réalisée à la suite de $\mathcal{P}$. Dans le cas où la dimension de l'espace vectoriel $V_R$ est égale à 2, le vecteur $\mathbf{v}^S$ peut être représenté comme ci-dessous.

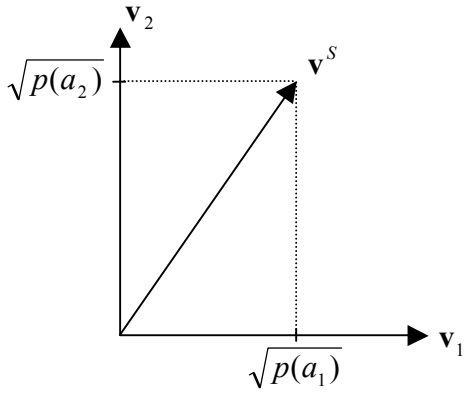



**Figure 5.3** Représentation du vecteur $\mathbf{v}^S$ relativement à la base orthonormée $\{\mathbf{v}_i\}$ (cas particulier où la dimension de l'espace vectoriel $V_R$ est égale à 2)

Dans ce qui suit, nous dirons que le vecteur $\mathbf{v}^S$ est « associé » au système *S* mis en jeu par la préparation $\mathcal{P}$.

Il faut préciser qu'en vertu de la linéarité du produit scalaire et du fait que la base $\{\mathbf{v}_i\}$ est orthonormée, nous avons, pour tout vecteur **v** de $V_R$ de la forme de (5.10) :

$$(\mathbf{v}, \mathbf{v}) = \left(\sum_{i=1}^{N} c_i \mathbf{v}_i, \sum_{i=1}^{N} c_i \mathbf{v}_i\right) = \sum_{i=1}^{N} {c_i}^2 \tag{5.14}$$

Cette relation correspond à la version généralisée du théorème de Pythagore[1]. En particulier, pour $\mathbf{v}^S$ :

$$\left(\mathbf{v}^S, \mathbf{v}^S\right) = \sum_{i=1}^{N} p(a_i) \tag{5.15}$$

Cela implique, eu égard à (5.3), que $\mathbf{v}^S$ doit être construit avec une norme égale à 1.

Illustrons notre propos par un exemple. Considérons l'expérience, notée *Exp*, consistant à effectuer une préparation $\mathcal{P}$, mettant en jeu un « électron » noté *E*, puis à réaliser la mesure sur *E* de l'observable « spin **S** selon la direction **z** », notée $S_z$. Pour faire cette mesure, les physiciens peuvent utiliser un appareil de Stern-Gerlach qui se compose d'un champ magnétique orienté selon la direction **z** et d'une plaque détectrice[2]. Cette expérience *Exp* est représentée schématiquement par la Figure 5.4 (pour simplifier, nous dirons que la préparation $\mathcal{P}$ mobilise une « source »).

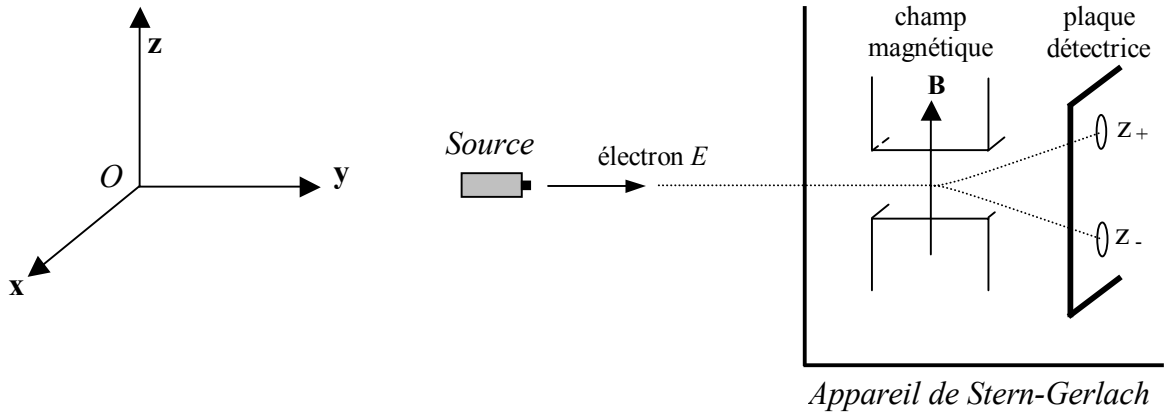



**Figure 5.4** Expérience *Exp* : mesure de $S_z$ sur *E*, au moyen d'un appareil de Stern-Gerlach, à la suite de la préparation $\mathcal{P}$

1. Hughes et van Fraassen ont tous deux souligné l'importance du théorème de Pythagore (généralisé) dans le formalisme des espaces de Hilbert (Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 83-84 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 115).
2. Pour une présentation du dispositif de Stern-Gerlach, *cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 386-390.

Supposons que les physiciens répètent un grand nombre de fois l'expérience *Exp*. Ils connaissent ainsi le spectre des valeurs qui peuvent être obtenues lors de la mesure de $S_{\mathbf{z}}$ sur $E$ : les deux valeurs possibles sont $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$ (pour simplifier, nous les noterons + et –). Ils peuvent également constater la fréquence relative d'occurrence de chaque valeur possible : celle de la valeur + sera notée $f_+$, celle de la valeur – sera notée $f_-$ (ces fréquences relatives vérifiant la relation $f_+ + f_- = 1$ [1]). Suivant la méthode *a posteriori*[2], ils peuvent ainsi déterminer, pour une nouvelle expérience *Exp*, quelles sont les probabilités de survenue des différents résultats possibles de la mesure de $S_{\mathbf{z}}$ sur $E$ à la suite de $\mathscr{P}$: la probabilité de survenue de la valeur + est $p(+) \equiv f_+$, celle de – est $p(-) \equiv f_-$ (ces probabilités vérifiant la relation $p(+) + p(-) = 1$ [3], conformément à la théorie classique des probabilités).

Il est possible de représenter les valeurs $\{+,-\}$ et les probabilités $\{p(+), p(-)\}$ au moyen d'un espace vectoriel réel $V_R$ à 2 dimensions, muni d'un produit scalaire réel noté $(\mathbf{v},\mathbf{u})$, où $\mathbf{v},\mathbf{u} \in V_R$. Définissons $\{\mathbf{v}_+, \mathbf{v}_-\}$ comme une base orthonormée de $V_R$, avec $\mathbf{v}_+$ et $\mathbf{v}_-$ les vecteurs de base qui se trouvent en correspondance avec les valeurs respectivement + et –.

Aux vecteurs de base $\mathbf{v}_+$ et $\mathbf{v}_-$, associons les opérateurs linéaires :

$$\left.\begin{aligned} \hat{P}_{\mathbf{v}_+}\mathbf{v} &\equiv (\mathbf{v}_+, \mathbf{v})\,\mathbf{v}_+ \\ \hat{P}_{\mathbf{v}_-}\mathbf{v} &\equiv (\mathbf{v}_-, \mathbf{v})\,\mathbf{v}_- \end{aligned}\right\} \tag{5.16}$$

pour tout vecteur $\mathbf{v}$ de $V_R$. Nous pouvons ainsi construire un opérateur linéaire qui représente $S_{\mathbf{z}}$, noté $\hat{S}_{\mathbf{z}}$, où figurent les valeurs $\{+,-\}$ :

$$\hat{S}_{\mathbf{z}} \equiv +\hat{P}_{\mathbf{v}_+} - \hat{P}_{\mathbf{v}_-} \tag{5.17}$$

Par construction, les vecteurs $\{\mathbf{v}_+, \mathbf{v}_-\}$ et les valeurs $\{+,-\}$ sont respectivement vecteurs propres et valeurs propres de $\hat{S}_{\mathbf{z}}$, c'est-à-dire que :

$$\left.\begin{aligned} \hat{S}_{\mathbf{z}}\mathbf{v}_+ &= +\mathbf{v}_+ \\ \hat{S}_{\mathbf{z}}\mathbf{v}_- &= -\mathbf{v}_- \end{aligned}\right\} \tag{5.18}$$

L'équation aux valeurs propres de $\hat{S}_{\mathbf{z}}$ permet donc de retrouver les valeurs pouvant être obtenues lors de la mesure de l'observable $S_{\mathbf{z}}$ sur $E$.

---

1. En effet, + et – sont les seules valeurs qui surviennent lors de la répétition de la mesure de $S_{\mathbf{z}}$ à la suite de $\mathscr{P}$.
2. *Cf. supra*, Sous-Sections 1.2.4 et 5.2.3.
3. En vertu de la relation $f_+ + f_- = 1$.

Nous pouvons, en outre, construire un vecteur associé à l'électron $E$ mis en jeu par la préparation $\mathcal{P}$, noté $\mathbf{v}^E$, où figurent les probabilités $\{ p(+), p(-) \}$ :

$$\mathbf{v}^E \equiv \sqrt{p(+)}\ \mathbf{v}_+ + \sqrt{p(-)}\ \mathbf{v}_- \tag{5.19}$$

Suivant cette construction, les probabilités $\{ p(+), p(-) \}$ se dérivent de $\mathbf{v}$ par la règle de Born :

$$\left.\begin{aligned} p(+) &= \left(\mathbf{v}_+, \mathbf{v}^E\right)^2 \\ p(-) &= \left(\mathbf{v}_-, \mathbf{v}^E\right)^2 \end{aligned}\right\} \tag{5.20}$$

La règle de Born appliquée au vecteur $\mathbf{v}$ permet donc de retrouver les probabilités de survenue des différents résultats possibles de la mesure de $S_\mathbf{z}$ sur $E$ à la suite de $\mathcal{P}$.

En microphysique, il est *nécessaire* de recourir au formalisme des espaces vectoriels, comme nous allons tenter de le montrer au cours de ce chapitre. Mais ce formalisme *peut* aussi être utilisé en physique macroscopique lorsque les physiciens ont une connaissance incomplète des paramètres pertinents de l'expérience considérée et que, de ce fait, ils doivent faire appel aux probabilités. Pour cette raison, Hughes pense que le formalisme des espaces vectoriels fournit un cadre théorique très général pouvant être utilisé dans différents domaines de la physique. D'après lui, ce formalisme correspond à la structure de base commune à la mécanique quantique et la mécanique classique :

> [Le formalisme] en terme d'un espace vectoriel [est] suffisamment général pour être employé pour une variété de théories physiques ; les traits particuliers de la mécanique quantique, d'un côté, ou de la mécanique classique, de l'autre, apparai[ssent] comme des contraintes additionnelles sur cette structure mathématique[1].

À titre d'exemple, considérons l'expérience du jet d'un dé à 6 faces indiquant, respectivement, les nombres $n_i = 1,...,6$ [2]. Plaçons-nous dans le cadre de la mécanique classique et supposons que l'évolution de l'état physique actuel du dé puisse, en droit, être parfaitement déterminée (par les équations de Newton). Admettons toutefois que les paramètres qui interviennent dans la situation considérée soient trop nombreux pour que, en pratique, les physiciens puissent faire mieux que des prédictions probabilistes concernant le nombre $n_i$ qui pourra être observé sur la face supérieure du dé après un jet donné. Supposons que les physiciens répètent un grand nombre de fois l'expérience du jet du dé et déterminent,

1. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 83.
2. Nous reprenons l'exemple de Hughes (*cf.* : *ibid.*, p. 84) en le modifiant légèrement.

de manière *a posteriori* (*via* les fréquences relatives), la probabilité $p(n_i)$ de survenue de chaque nombre $n_i$ pour un nouveau jet.

Dans une telle situation, il est effectivement *possible* de recourir à un espace vectoriel pour exprimer les nombres $\{n_i\}$ et les probabilités $\{p(n_i)\}$. Considérons un espace vectoriel réel $V_R$ à 6 dimensions, muni d'un produit scalaire (réel) noté $(\mathbf{v},\mathbf{u})$, où $\mathbf{v},\mathbf{u} \in V_R$. Définissons $\{\mathbf{v}_{n_i}\}$ comme une base orthonormée de $V_R$, avec $\mathbf{v}_{n_i}$ le vecteur de base qui se trouve en correspondance avec le nombre $n_i$. Aux vecteurs de base $\{\mathbf{v}_{n_i}\}$, associons les opérateurs linéaires notés $\{\hat{P}_{\mathbf{v}_{n_i}}\}$ et définis par :

$$\hat{P}_{\mathbf{v}_{n_i}} \mathbf{v} \equiv (\mathbf{v}_{n_i}, \mathbf{v}) \mathbf{v}_{n_i} \tag{5.21}$$

pour tout vecteur **v** de $V_R$. Il est possible ainsi de construire un opérateur linéaire, noté $\hat{N}$, où figurent les nombres $\{n_i\}$ :

$$\hat{N} \equiv \sum_{i=1}^{6} n_i \hat{P}_{\mathbf{v}_{n_i}} \tag{5.22}$$

Par construction, les vecteurs $\{\mathbf{v}_{n_i}\}$ et les nombres $\{n_i\}$ sont respectivement vecteurs propres et valeurs propres de $\hat{N}$, c'est-à-dire que :

$$\hat{N}\mathbf{v}_{n_i} = n_i \mathbf{v}_{n_i} \tag{5.23}$$

L'équation aux valeurs propres de $\hat{N}$ permet donc de retrouver les nombres pouvant être obtenus lors du jet du dé.

Il est possible également de construire un vecteur associé au dé, noté $\mathbf{v}^D$, où figurent les probabilités $\{p(n_i)\}$ :

$$\mathbf{v}^D \equiv \sum_{i=1}^{6} \sqrt{p(n_i)}\, \mathbf{v}_{n_i} \tag{5.24}$$

Par construction, les probabilités $\{p(n_i)\}$ se dérivent de **v** par la règle de Born :

$$p(n_i) = (\mathbf{v}_{n_i}, \mathbf{v}^D)^2 \tag{5.25}$$

La règle de Born appliquée au vecteur $\mathbf{v}^D$ permet donc de retrouver les probabilités de survenue des différents résultats possibles lors du jet du dé.

Cependant, dans une telle expérience de physique macroscopique, le formalisme des espaces vectoriels permet uniquement d'exprimer des ensembles de résultats possibles et de probabilités *qui sont déjà connus*. Il ne constitue pas un outil mathématique permettant de

faire, par le calcul, *de nouvelles prédictions probabilistes* pour d'autres configurations expérimentales, comme c'est le cas en microphysique (*cf.* la prochaine sous-section). Pour les expériences en physique macroscopique, le formalisme des espaces vectoriels n'a donc pas réellement d'intérêt[1]. C'est pourquoi, il paraît abusif de soutenir comme le fait Hughes que ce formalisme, avec certaines « contraintes additionnelles », permet de retrouver les « traits particuliers » de la mécanique classique[2].

Par ailleurs, les probabilités exprimées dans le formalisme des espaces vectoriels possèdent un statut différent selon qu'il s'agit d'une expérience en physique microscopique ou macroscopique. Alors qu'en physique microscopique, les probabilités sont *irréductibles* et traduisent une *connaissance complète* de la préparation, en physique macroscopique, les probabilités sont *réductibles* et renvoient à une *connaissance incomplète* de l'état physique actuel dans lequel se trouve le système étudié à chaque instant[3].

Hughes exprime cette différence dans une perspective réaliste. Dans les deux cas, d'après lui, le vecteur d'où l'on dérive les prédictions probabilistes représente (ou peut représenter) l'*état physique actuel* du système étudié. Dans l'exemple du jet du dé en physique macroscopique, lorsque le vecteur $\mathbf{v}^D$ est égal à l'un des vecteurs de base $\{\mathbf{v}_{n_i}\}$, les probabilités d'obtention des nombres $\{n_i\}$ sont toutes égales soit à 1 soit à 0, ce qui est synonyme d'une certitude concernant le nombre qui sera obtenu. Hughes estime que le vecteur $\mathbf{v}$ représente alors l'état physique actuel du dé[4]. Par contre, lorsque ce vecteur correspond à une combinaison linéaire des vecteurs de base $\{\mathbf{v}_{n_i}\}$, celui-ci est censé représenter *notre connaissance incomplète* de l'état physique actuel du dé.

Suivant Hughes, dans le cas de la physique microscopique, le vecteur d'où l'on dérive les prédictions probabilistes représente l'état physique actuel du système étudié, quelle que soit la situation considérée. Dans l'exemple précédent de la mesure de $S_z$ sur $E$ à la suite de $\mathcal{P}$, le vecteur $\mathbf{v}^E$ est supposé représenter l'état physique actuel dans lequel se trouve $E$, que ce vecteur soit égal à l'un des deux vecteurs de base $\{\mathbf{v}_+, \mathbf{v}_-\}$ ou qu'il soit égal à une

1. Hughes reconnaît indirectement ce point en remarquant que pour une théorie où toutes les observables sont compatibles – ce qui est le cas en mécanique classique –, le formalisme des espaces de Hilbert a une « capacité de surplus pour la représentation des observables » (*ibid.*, p. 112).
2. *Cf.* la citation faite plus haut (*ibid.*, p. 83).
3. *Cf. supra*, Sous-Section 5.2.3.
4. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 91-92.

combinaison linéaire de ces vecteurs, et ce, en vertu du « principe de superposition »[1]. Hughes de soutenir : « en mécanique quantique, […] tous les vecteurs de l'espace [$V_R$] peuvent représenter des états physiques possibles »[2].

Deux objections peuvent être adressées à cette interprétation réaliste du formalisme des espaces vectoriels. Dans le premier cas (celui du jet du dé), se pose un problème similaire à celui qui a été mis en évidence dans le cadre de la description quantique de la mesure, à savoir le problème « et/ou »[3]. Hughes admet que le vecteur $\mathbf{v}^D$, dans le cas général (*i.e.* dans le cas où il correspond à une combinaison linéaire des vecteurs de base $\{\mathbf{v}_{n_i}\}$), représente notre *connaissance incomplète* de l'état physique actuel du dé. Qu'est-ce qui justifie l'idée selon laquelle, dans le cas particulier où $\mathbf{v}^D$ est égal à l'un des vecteurs de base $\{\mathbf{v}_{n_i}\}$, ce vecteur peut être interprété comme représentant directement l'*état physique actuel* du dé (et non plus seulement notre connaissance incomplète de cet état physique actuel) ? Ce changement d'interprétation n'apparaît guère cohérent.

Dans le second cas (celui de la mesure de $S_{\mathbf{z}}$ sur $E$ à la suite de $\mathscr{P}$), l'interprétation du vecteur $\mathbf{v}^E$ comme le représentant de l'état physique actuel de $E$ soulève l'ensemble des difficultés qui ont été discutées au Chapitre 2.

C'est pourquoi, nous proposons de nous en tenir ici à une lecture opérationnaliste du formalisme des espaces vectoriels. En outre, nous laisserons de côté le cas de la physique macroscopique, pour lequel le recours au formalisme des espaces vectoriels n'a, semble-t-il, pas d'intérêt véritable.

### *5.6.2 Changement de base*

Reprenons l'exemple général discuté à la précédente sous-section, où il est question de la préparation $\mathscr{P}$ et de la mesure de l'observable $A$ sur $S$, et envisageons maintenant la possibilité que d'autres observables, *incompatibles*[4] avec $A$, soient mesurées sur $S$ à la suite de cette même préparation $\mathscr{P}$. (Il sera question du cas plus simple des observables qui sont *compatibles* avec $A$ à la Sous-Section 5.6.6)

1. *Ibid.*, pp. 92-93.
2. *Ibid.*, p. 93.
3. *Cf. supra*, Sous-Sections 2.4.4 et 2.4.6.
4. Une définition pragmatique de la relation d'*incompatibilité* entre deux observables a été donnée à la Sous-Section 5.4.8.

L'expérience, en microphysique, permet d'établir un fait d'une grande importance concernant les paires d'observables qui sont incompatibles. Soient $A$ et $B$ deux observables incompatibles. Considérons un ensemble de préparations $\{\mathcal{P}_j\}$, tel que la liste des probabilités de survenue des résultats possibles de la mesure de $A$ est *identique* à la suite de chacune de ces préparations $\{\mathcal{P}_j\}$ (cette liste de probabilités étant déterminée de manière *a posteriori* à travers les fréquences relatives). Dans ce cas, d'après l'expérience, la liste des probabilités de survenue des résultats possibles de la mesure de $B$ à la suite de chacune de ces préparations $\{\mathcal{P}_j\}$ sera *elle aussi identique* (cette liste de probabilités étant également déterminée de manière *a posteriori* à travers les fréquences relatives). En d'autres termes, il existe une *relation univoque* entre les listes des probabilités de survenue des résultats de mesure possibles pour deux observables $A$ et $B$ lorsque celles-ci sont incompatibles. (Tel n'est pas le cas pour des observables compatibles.)

Dans l'exemple général de la sous-section précédente, nous avons supposé connus (de manière *a posteriori*) le spectre $\{a_i\}$ des valeurs possibles de $A$, ainsi que les probabilités $\{p(a_i)\}$ de survenue de ces valeurs lorsque la mesure de $A$ sur $S$ est réalisée à la suite de $\mathcal{P}$. La question qui se pose alors est la suivante. Est-il possible de dériver de manière *a priori* la liste $\{b_i\}$ des valeurs possibles de n'importe quelle observable $B$, qui est incompatible avec $A$, ainsi que les probabilités $\{p(b_i)\}$ de survenue de ces valeurs lorsque la mesure de $B$ est réalisée sur $S$ à la suite de cette même préparation $\mathcal{P}$? En d'autres termes, est-il possible d'établir de manière *a priori* la relation univoque (qui peut être établie par l'expérience) entre les ensembles $\{a_i\}$ et $\{p(a_i)\}$, d'un côté, et les ensembles $\{b_i\}$ et $\{p(b_i)\}$, de l'autre ? Nous allons montrer dans ce qui suit que le formalisme des espaces vectoriels permet d'apporter une réponse positive à cette question. (Dans cette sous-section, la discussion se restreint encore au cas des espaces vectoriels réels munis d'un produit scalaire.)

Considérons, comme précédemment, l'espace vectoriel réel $V_R$ à $N$ dimensions sur lequel ont été définis l'opérateur linéaire $\hat{A} \equiv \sum_{i=1}^{N} a_i \hat{P}_{\mathbf{v}_i}$, qui permet de représenter l'ensemble $\{a_i\}$, ainsi que le vecteur $\mathbf{v} \equiv \sum_{i=1}^{N} \sqrt{p(a_i)}\, \mathbf{v}_i$, qui permet de représenter l'ensemble $\{p(a_i)\}$.

Le point crucial est qu'il existe une *infinité de bases orthonormées* de $V_R$ – ces bases étant équivalentes les unes aux autres à une certaine transformation près. Prenons, par exemple, une base orthonormée, notée $\{\mathbf{w}_i\}$, différente de $\{\mathbf{v}_i\}$. Celle-ci est équivalente à $\{\mathbf{v}_i\}$ à une

transformation près. Chaque vecteur $\mathbf{v}_i$ se transforme en un vecteur $\mathbf{w}_i$ sous l'action d'un certain opérateur, noté $\hat{U}$, comme suit :

$$\mathbf{v}_i \mapsto \mathbf{w}_i = \hat{U}\mathbf{v}_i \tag{5.26}$$

Sur la base $\{\mathbf{v}_i\}$, le nouveau vecteur $\mathbf{w}_i$ s'écrit :

$$\mathbf{w}_i = \sum_{j=1}^{N} u_{ji}\mathbf{v}_j \tag{5.27}$$

où les $\{u_{ji}\}$ sont des nombres réels qui caractérisent $\hat{U}$ [1]. Étant donné que les $\{\mathbf{v}_i\}$ forment une base orthonormée de $V_R$, ils satisfont à la *relation de fermeture* :

$$\sum_{j=1}^{N} (\mathbf{v}_j, \mathbf{v})\mathbf{v}_j = \mathbf{v} \tag{5.28}$$

pour tout vecteur **v** de $V_R$. Par conséquent, chaque vecteur $\mathbf{w}_i$ peut s'écrire :

$$\mathbf{w}_i = \sum_{j=1}^{N} (\mathbf{v}_j, \mathbf{w}_i)\mathbf{v}_j \tag{5.29}$$

En vertu de (5.27), il s'en suit que :

$$u_{ji} = (\mathbf{v}_j, \mathbf{w}_i) \tag{5.30}$$

Pour que la base $\{\mathbf{w}_i\}$, obtenue par l'action de $\hat{U}$ sur la base $\{\mathbf{v}_i\}$, soit elle aussi orthonormée, il faut que $\hat{U}$ soit *orthogonal*[2], c'est-à-dire tel que[3] :

$$\hat{U}\hat{U}^T = \hat{U}^T\hat{U} = \hat{I} \tag{5.31}$$

où $\hat{I}$ est l'opérateur *identité* et où $\hat{U}^T$ est l'opérateur *transposé* de $\hat{U}$ défini par[4] :

$$(\mathbf{u}, \hat{U}\mathbf{v}) = (\hat{U}^T\mathbf{u}, \mathbf{v}) \tag{5.32}$$

pour tous vecteurs **u** et **v** de $V_R$. En effet, si $\hat{U}$ est orthogonal, nous avons :

---

1. Il est commode de représenter $\hat{U}$ par une matrice dont les éléments sont les $\{u_{ji}\}$, où $j$ et $i$ sont les indices respectivement de la ligne et de la colonne de cette matrice.
2. Les opérateurs de rotation dans $V$, de réflexion par un plan de $V$, de réflexion par un point de $V$,…, sont des exemples d'opérateurs orthogonaux.
3. *Cf.* par exemple : Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 95.
4. *Cf.* par exemple : *ibid.*, pp. 77-78.

$$\left(\mathbf{w}_i, \mathbf{w}_j\right) = \left(\hat{U}\mathbf{v}_i, \hat{U}\mathbf{v}_j\right) \tag{5.33}$$

$$= \left(\hat{U}^T\hat{U}\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j\right) \tag{5.34}$$

$$= \left(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j\right) \tag{5.35}$$

Par conséquent, en vertu de (5.6) :

$$\left(\mathbf{w}_i, \mathbf{w}_j\right) = \delta_{ij} \quad \forall\, i, j \tag{5.36}$$

Les $\{\mathbf{w}_i\}$ sont donc bien mutuellement orthogonaux et normés lorsque $\hat{U}$ est orthogonal.

Les bases orthonormées de $V_R$ ont toutes un nombre de vecteurs de base égal à la dimension de $V_R$, que nous avons posé, par construction, égale au nombre $N$ des valeurs possibles de $A$. Par suite, si une observable incompatible avec $A$ possède un nombre de valeurs possibles égal à $N$, une base orthonormée de $V_R$, différente de $\{\mathbf{v}_i\}$, peut servir à représenter l'ensemble de ses valeurs possibles[1].

Nous pouvons poser, par exemple, que chaque vecteur $\mathbf{w}_i$ de la base $\{\mathbf{w}_i\}$ est en correspondance avec une valeur possible $b_i$ d'une observable $B$, qui est incompatible avec $A$. De même que pour $A$, nous pouvons alors construire, un opérateur linéaire $\hat{B}$ qui permet de représenter l'ensemble $\{b_i\}$ des valeurs possibles de $B$. Cet opérateur peut être défini par :

$$\hat{B} \equiv \sum_{i=1}^{N} b_i \hat{P}_{\mathbf{w}_i} \tag{5.37}$$

avec :

$$\hat{P}_{\mathbf{w}_i}\mathbf{v} \equiv \left(\mathbf{w}_i, \mathbf{v}\right)\mathbf{w}_i \tag{5.38}$$

pour tout vecteur $\mathbf{v}$ de $V_R$.

Soulignons que le vecteur $\mathbf{v}^S$, qui permet de représenter les probabilités $\{p(a_i)\}$ de survenue des résultats $\{a_i\}$ lorsque la mesure de $A$ sur $S$ est réalisée à la suite de $\mathcal{P}$, peut être décomposé sur chacune des bases orthonormées de $V_R$. Par exemple, sur la base $\{\mathbf{w}_i\}$, $\mathbf{v}^S$ se reformule comme suit :

$$\mathbf{v}^S = \sum_{i=1}^{N} d_i \mathbf{w}_i \tag{5.39}$$

1. Nous verrons, plus loin, pourquoi il est légitime de supposer que deux observables incompatibles possèdent le même nombre de valeurs possibles.

où les $\{d_i\}$ sont des nombres réels déterminés par l'opérateur de transformation $\hat{U}$ comme suit. Formant une base orthonormée de $V_R$, les $\{\mathbf{w}_i\}$ satisfont à la relation de fermeture :

$$\sum_{i=1}^{N}(\mathbf{w}_i, \mathbf{v})\,\mathbf{w}_i = \mathbf{v} \tag{5.40}$$

pour tout vecteur $\mathbf{v}$ de $V_R$. En particulier, pour $\mathbf{v}^S$, nous avons :

$$\mathbf{v}^S = \sum_{i=1}^{N}(\mathbf{w}_i, \mathbf{v}^S)\,\mathbf{w}_i \tag{5.41}$$

En introduisant l'expression (5.12) de $\mathbf{v}^S$ dans le membre droit de l'équation (5.41) :

$$\mathbf{v}^S = \sum_{i=1}^{N}\left(\mathbf{w}_i, \sum_{j=1}^{N}\sqrt{p(a_j)}\;\mathbf{v}_j\right)\mathbf{w}_i \tag{5.42}$$

$$= \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}\sqrt{p(a_j)}\,(\mathbf{w}_i, \mathbf{v}_j)\,\mathbf{w}_i \tag{5.43}$$

En vertu de (5.30) :

$$\mathbf{v}^S = \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}\sqrt{p(a_j)}\;u_{ji}\,\mathbf{w}_i \tag{5.44}$$

De (5.39), nous tirons que :

$$d_i = \sum_{j=1}^{N}\sqrt{p(a_j)}\;u_{ji} \tag{5.45}$$

Par conséquent, nous pouvons choisir l'opérateur $\hat{U}$ de telle sorte que les $\{d_i\}$ représentent les probabilités $\{p(b_i)\}$ de survenue des résultats $\{b_i\}$ lorsque la mesure de $B$ est réalisée sur $S$ à la suite de cette même préparation $\mathcal{P}$, c'est-à-dire de telle sorte que :

$$\mathbf{v}^S = \sum_{i=1}^{N}\sqrt{p(b_i)}\;\mathbf{w}_i \tag{5.46}$$

au signe près figurant devant $\sqrt{p(b_i)}$. De (5.45), nous voyons qu'il suffit pour cela de choisir les $\{u_{ji}\}$ tels que :

$$\sqrt{p(b_i)} = \sum_{j=1}^{N}\sqrt{p(a_j)}\;u_{ji} \tag{5.47}$$

La base $\{\mathbf{w}_i\}$ étant orthonormée, la probabilité $p(b_i)$ de survenue de la valeur $b_i$, pour tout $i$, peut donc être dérivée de $\mathbf{v}^S$ par la règle de Born :

$$p(b_i) = (\mathbf{w}_i, \mathbf{v}^S)^2 \tag{5.48}$$

Nous avons illustré plus haut (à la Figure 5.3) la représentation du vecteur $\mathbf{v}^S$, relativement à la base $\{\mathbf{v}_i\}$, dans le cas où la dimension de l'espace vectoriel $V_R$ est égale à 2. La Figure 5.5, ci-dessous, montre comment il est possible d'associer au même vecteur $\mathbf{v}^S$ une nouvelle liste de probabilités, en représentant ce vecteur relativement à la base $\{\mathbf{w}_i\}$[1].

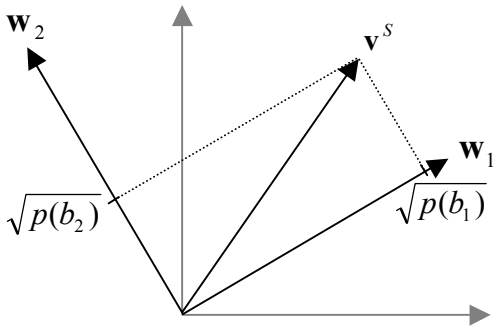



**Figure 5.5** Représentation du vecteur $\mathbf{v}^S$ relativement à la base orthonormée $\{\mathbf{w}_i\}$ (cas particulier où la dimension de l'espace vectoriel $V_R$ est égale à 2)

Il faut préciser, comme précédemment[2], qu'en vertu de la linéarité du produit scalaire et du fait que la base $\{\mathbf{w}_i\}$ est orthonormée, nous avons :

$$\left(\mathbf{v}^S, \mathbf{v}^S\right) = \left(\sum_{i=1}^{N} \sqrt{p(b_i)}\, \mathbf{w}_i, \sum_{i=1}^{N} \sqrt{p(b_i)}\, \mathbf{w}_i\right) \tag{5.49}$$

$$= \sum_{i=1}^{N} p(b_i) \tag{5.50}$$

Autrement dit, le théorème de Pythagore, dans sa version généralisée, s'applique à $\mathbf{v}^S$ dans la base $\{\mathbf{w}_i\}$. Or, en raison de (5.3), nous avons construit $\mathbf{v}^S$ avec une norme égale à 1. Le fait que $\{\mathbf{w}_i\}$ soit une base orthonormée permet donc de respecter la relation :

$$\sum_{i=1}^{N} p(b_i) = 1 \tag{5.51}$$

conformément à la théorie classique des probabilités.

---

1. C'est de façon arbitraire que nous représentons ici la base $\{\mathbf{w}_i\}$ comme étant équivalente à la base $\{\mathbf{v}_i\}$ à une rotation près.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 5.6.1 (équations (5.14) et (5.15)).

En résumé, nous voyons qu'en vertu de l'existence d'une infinité de bases orthonormées de $V_R$, il est possible de représenter une infinité de listes de probabilités au moyen d'un même vecteur de $V_R$. Chaque base orthonormée peut servir à représenter l'ensemble des valeurs possibles d'une observable distincte. À toute préparation $\mathscr{P}$ mettant en jeu un certain système $S$, nous pouvons associer un certain vecteur, noté $\mathbf{v}^S$, lequel permet de représenter la liste des probabilités de survenue des valeurs possibles pour chaque observable, associée à une base orthonormée de $V_R$, lorsque celle-ci est mesurée sur $S$ à la suite de $\mathscr{P}$. Comme le montre l'équation (5.47), les listes des probabilités associées à deux observables, relativement à une certaine préparation, sont reliées par un opérateur de transformation.

Par ailleurs, il faut remarquer que les mesures d'observables incompatibles requièrent des configurations expérimentales qui sont *équivalentes par rapport à une certaine symétrie dans l'espace-temps physique* (symétrie de rotation, de déplacement, de réflexion par rapport à un point,…). Nous pouvons inférer de cette équivalence que des observables qui sont incompatibles partagent *la même liste de valeurs possibles*. Selon les termes de Ballentine, des observables « qui diffèrent seulement par une transformation du système de référence […] doivent avoir le même ensemble de valeurs possibles »[1]. En outre, à ces symétries dans l'espace-temps physique, nous pouvons faire correspondre des symétries dans l'espace vectoriel $V_R$. Ces dernières permettent alors de déterminer, de manière *a priori*, la liste des probabilités associée à une observable, relativement à une certaine préparation, à partir de la liste des probabilités associée à une observable incompatible, relativement à la même préparation.

L'un des exemples les plus simples est celui des observables $\{S_{\mathbf{d}}\}$ (*i.e.* « spin selon la direction **d** » pour toute direction **d** de l'espace physique) pouvant être mesurées sur un électron – ces observables étant mutuellement incompatibles[2]. La configuration expérimentale pour la mesure de $S_{\mathbf{d}}$ est *équivalente à une rotation près dans l'espace physique* à la configuration expérimentale pour la mesure de $S_{\mathbf{d}'}$, avec **d** et **d′** deux directions distinctes. Ayant établi empiriquement que l'ensemble des valeurs possibles de $S_{\mathbf{d}}$ est $\{+\hbar/2, -\hbar/2\}$,

1. Ballentine, L., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 63.
2. Nous ne discuterons pas ici le cas des observables incompatibles que sont la *position* et l'*impulsion*. À ce sujet, *cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 121-124 ; Jordan, T., "Why $-i\nabla$ Is the Momentum", *American Journal of Physics* **43** (1975), 1089-1093 ; Ballentine, L., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 78.

nous pouvons en déduire que toute observable $S_{\mathbf{d}'}$ (avec $\mathbf{d}' \neq \mathbf{d}$) possède le même ensemble de valeurs possibles. De plus, la symétrie de rotation dans l'espace physique entre deux observables $S_{\mathbf{d}}$ et $S_{\mathbf{d}'}$ (avec $\mathbf{d}' \neq \mathbf{d}$) peut se traduire par une symétrie de rotation dans l'espace vectoriel[1], qui sert à représenter l'ensemble des valeurs possibles de ces observables et des probabilités associées, relativement à une certaine préparation. Si l'ensemble des probabilités associé à $S_{\mathbf{d}}$, relativement à une certaine préparation, est connu (de manière *a posteriori*), cette symétrie de rotation permet de déterminer, de manière *a priori*, l'ensemble des probabilités associé à $S_{\mathbf{d}'}$, relativement à la même préparation.

Pour fixer les idées, reprenons l'exemple discuté à la Sous-Section 5.6.1 de la mesure de l'observable $S_{\mathbf{z}}$ sur l'électron $E$ à la suite de la préparation $\mathscr{P}$. Considérons la direction **a** qui se trouve dans le plan $O\mathbf{xz}$ et forme un angle $\theta$ avec la direction **z**. (Le cas général où **a** est une direction quelconque de l'espace physique sera traité à la prochaine sous-section). La configuration expérimentale pour la mesure de l'observable $S_{\mathbf{a}}$, est équivalente à une rotation près, d'un angle $\theta$, à la configuration expérimentale pour la mesure de $S_{\mathbf{z}}$.

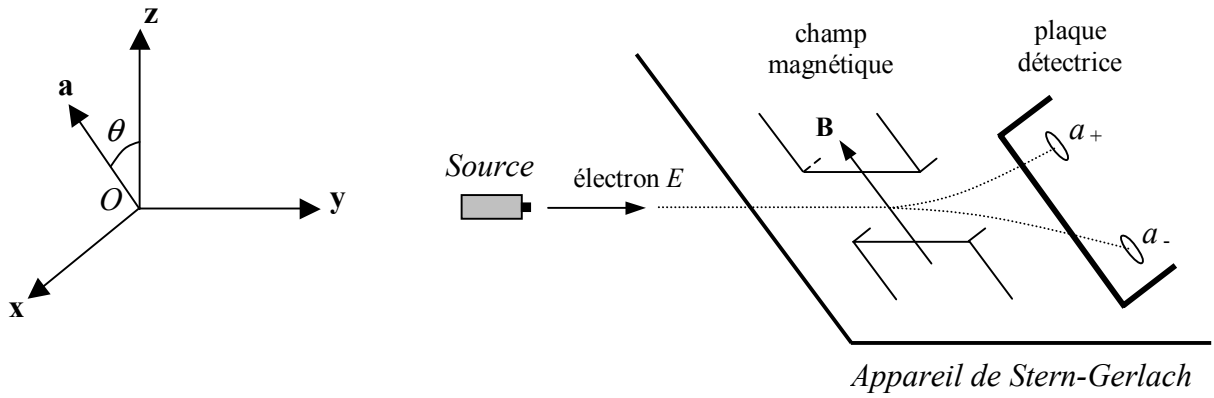



**Figure 5.6** Mesure de $S_{\mathbf{a}}$ sur $E$, au moyen d'un appareil de Stern-Gerlach, à la suite de la préparation $\mathscr{P}$

Pour faire ces deux mesures, les physiciens peuvent utiliser un appareil de Stern-Gerlach. Dans le cas de la mesure $S_{\mathbf{z}}$, le champ magnétique qui compose l'appareil de Stern-Gerlach est orienté selon la direction **z** (*cf.* Figure 5.4 de la Sous-Section 5.6.1). Dans le cas de la

1. Nous allons voir à la prochaine sous-section pourquoi cet espace vectoriel est nécessairement *complexe*. Mais, dans le reste de cette sous-section, il ne sera question toujours que d'un espace vectoriel *réel*.

mesure $S_{\mathbf{a}}$, ce champ magnétique doit être tourné d'un angle $\theta$ et orienté selon la direction **a** (*cf.* Figure 5.6).

Rappelons que les résultats possibles $\{+,-\}$ (*i.e.* $\{+\hbar/2,-\hbar/2\}$) de la mesure de $S_{\mathbf{z}}$ sur $E$ sont associés à la base orthonormée $\{\mathbf{v}_+,\mathbf{v}_-\}$, et plus précisément, sont représentés au moyen de l'opérateur $\hat{S}_{\mathbf{z}}=+\hat{P}_{\mathbf{v}_+}-\hat{P}_{\mathbf{v}_-}$. Quant aux probabilités $\{p(+),p(-)\}$ de survenue de ces résultats, relativement à $\mathscr{P}$, elles sont représentées au moyen du vecteur $\mathbf{v}^E=\sqrt{p(+)}\,\mathbf{v}_+ +\sqrt{p(-)}\,\mathbf{v}_-$. Pour des raisons de clarté, les vecteurs $\{\mathbf{v}_+,\mathbf{v}_-\}$ et les probabilités $\{p(+),p(-)\}$ seront renommés respectivement $\{\mathbf{v}_+^0,\mathbf{v}_-^0\}$ et $\{p^0(+),p^0(-)\}$ (puisqu'ils renvoient au cas où $\theta=0$).

Notons $\{\mathbf{v}_+^\theta,\mathbf{v}_-^\theta\}$ la base orthonormée à laquelle sont associés les résultats possibles $\{+,-\}$ de la mesure de $S_{\mathbf{a}}$ sur $E$. La symétrie de rotation dans l'espace physique entre $S_{\mathbf{z}}$ et $S_{\mathbf{a}}$ se traduit par une symétrie de rotation dans $V_R$. Les vecteurs $\{\mathbf{v}_+^\theta,\mathbf{v}_-^\theta\}$ se dérivent des vecteurs $\{\mathbf{v}_+^0,\mathbf{v}_-^0\}$ par l'action d'un opérateur de rotation[1], noté $\hat{R}_{\omega=\theta/2}$, comme suit :

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{v}_+^\theta&=\cos\theta/2\,\mathbf{v}_+^0+\sin\theta/2\,\mathbf{v}_-^0\\ \mathbf{v}_-^\theta&=-\sin\theta/2\,\mathbf{v}_+^0+\cos\theta/2\,\mathbf{v}_-^0\end{aligned}\right\} \tag{5.52}$$

la relation $\omega=\theta/2$ pouvant se vérifier par l'expérience. Sur cette nouvelle base, $\mathbf{v}^E$ se reformule :

$$\mathbf{v}^E=c_+^\theta\mathbf{v}_+^\theta+c_-^\theta\mathbf{v}_-^\theta \tag{5.53}$$

En vertu de (5.19) et (5.52), les coefficients $\{c_+^\theta,c_-^\theta\}$ valent :

$$\left.\begin{aligned}c_+^\theta&=\sqrt{p^0(+)}\cos\theta/2+\sqrt{p^0(-)}\sin\theta/2\\ c_-^\theta&=-\sqrt{p^0(+)}\sin\theta/2+\sqrt{p^0(-)}\cos\theta/2\end{aligned}\right\} \tag{5.54}$$

Nous pouvons ainsi dériver, de manière *a priori*, les probabilités $\{p^\theta(+),p^\theta(-)\}$ de survenue des résultats possibles $\{+,-\}$ de la mesure de $S_{\mathbf{a}}$ sur $E$ à la suite de $\mathscr{P}$, en appliquant la règle de Born, comme suit :

$$\left.\begin{aligned}p^\theta(+)&=\left(\mathbf{v}_+^\theta,\mathbf{v}^E\right)^2=(\sqrt{p^0(+)}\cos\theta/2+\sqrt{p^0(-)}\sin\theta/2)^2\\ p^\theta(-)&=\left(\mathbf{v}_-^\theta,\mathbf{v}^E\right)^2=(-\sqrt{p^0(+)}\sin\theta/2+\sqrt{p^0(-)}\cos\theta/2)^2\end{aligned}\right\} \tag{5.55}$$

1. Il est à noter qu'un opérateur de rotation est bien orthogonal, ce qui garantit que la nouvelle base est elle aussi orthonormée (*cf. supra*, Sous-Section 5.6.1).

La Figure 5.7 montre comment le vecteur $\mathbf{v}^E$, lorsqu'il est représenté relativement à la base $\{\mathbf{v}_+^\theta, \mathbf{v}_-^\theta\}$, permet de déterminer les probabilités $\{p^\theta(+), p^\theta(-)\}$.

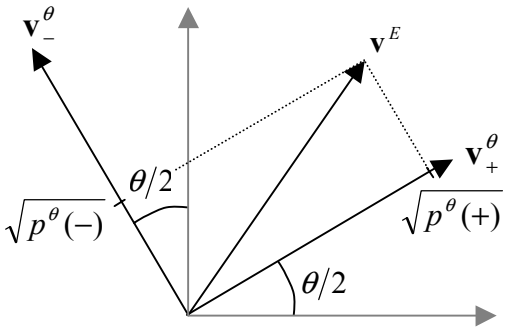



**Figure 5.7** Représentation du vecteur $\mathbf{v}^E$ relativement à la base orthonormée $\{\mathbf{v}_+^\theta, \mathbf{v}_-^\theta\}$

Il est à signaler que l'observable $S_\mathbf{a}$, qui est associée à la nouvelle base $\{\mathbf{v}_+^\theta, \mathbf{v}_-^\theta\}$, peut être représentée par l'opérateur $\hat{S}_\mathbf{a}$ défini par :

$$\hat{S}_\mathbf{a} \equiv +\hat{P}_{\mathbf{v}_+^\theta} - \hat{P}_{\mathbf{v}_-^\theta} \tag{5.56}$$

avec :

$$\left.\begin{aligned} \hat{P}_{\mathbf{v}_+^\theta}\mathbf{v} &\equiv \left(\mathbf{v}_+^\theta, \mathbf{v}\right)\mathbf{v}_+^\theta \\ \hat{P}_{\mathbf{v}_-^\theta}\mathbf{v} &\equiv \left(\mathbf{v}_-^\theta, \mathbf{v}\right)\mathbf{v}_-^\theta \end{aligned}\right\} \tag{5.57}$$

pour tout vecteur **v** de $V_R$.

On vérifie que l'opérateur $\hat{S}_\mathbf{a}$, ainsi construit, se dérive également de $\hat{S}_\mathbf{z}$ par la relation :

$$\hat{S}_\mathbf{a} = \hat{R}_{\theta/2}\hat{S}_\mathbf{z}\hat{R}_{\theta/2}^{-1} \tag{5.58}$$

où $\hat{R}_{\theta/2}^{-1}$ est l'opérateur *inverse* de $\hat{R}_{\theta/2}$ défini par[1] :

$$\hat{R}_{\theta/2}^{-1}\hat{R}_{\theta/2} = \hat{R}_{\theta/2}\hat{R}_{\theta/2}^{-1} = \hat{I} \tag{5.59}$$

On vérifie, en outre, que $\hat{S}_\mathbf{a}$ ne commute pas avec $\hat{S}_\mathbf{z}$, c'est-à-dire que :

$$\hat{S}_\mathbf{a}\hat{S}_\mathbf{z} \neq \hat{S}_\mathbf{z}\hat{S}_\mathbf{a} \tag{5.60}$$

1. *Cf.* par exemple : Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 92.

Les deux observables incompatibles $S_{\mathbf{z}}$ et $S_{\mathbf{a}}$ sont donc représentées dans $V_R$ par deux opérateurs qui sont « mutuellement transformables », pour reprendre l'expression de Hughes[1], et qui sont *non-commutatifs*.

### *5.6.3 Nombres complexes*[2]

Nous venons de voir comment il est possible, à partir de $\mathbf{v}^E$, de dériver la liste des probabilités pour une observable $S_{\mathbf{a}}$, avec **a** une direction de l'espace physique qui se trouve dans le plan *O***xz** et forme un angle quelconque $\theta$ avec la direction **z**. Pour ce faire, un espace vectoriel à deux dimensions défini sur les nombres *réels* s'avère suffisant. Mais il n'en va pas ainsi si nous voulons dériver de $\mathbf{v}^E$ la liste des probabilités pour une observable $S_{\mathbf{d}}$, avec **d** *une direction quelconque de l'espace physique*, c'est-à-dire une direction définie par les angles $\theta$ et $\phi$, représentés dans la Figure 5.8, pouvant prendre chacun une valeur quelconque.

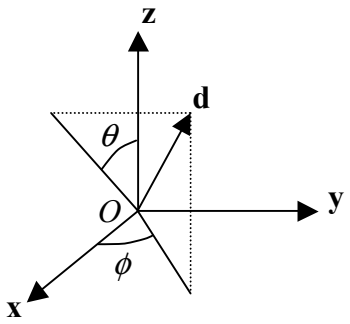



**Figure 5.8** Direction quelconque **d** de l'espace physique définie par $\theta$ et $\phi$

Au degré de liberté lié à la variation de l'angle $\theta$, dans l'espace physique, nous pouvons faire correspondre le degré de liberté, lié à la variation de l'angle $\omega = \theta/2$, dans l'espace vectoriel $V_R$. Mais en tant qu'espace vectoriel *réel*, $V_R$ n'est pas suffisamment riche pour

1. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 106.
2. La justification du recours aux nombres complexes, que nous proposons dans cette sous-section, s'inspire de l'ouvrage de Hughes (Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, Chap. 4). Toutefois, la présentation que nous ferons de cette justification sera différente. En particulier, nous allons insister sur la notion de *degré de liberté* de la situation expérimentale, plutôt que sur celle de *symétrie*, mise en avant par Hughes, et que nous avons fait intervenir dans la sous-section précédente.

prendre en charge le degré de liberté supplémentaire lié à la variation de l'angle $\phi$ dans l'espace physique.

L'introduction des nombres complexes dans le formalisme vectoriel permet de tenir compte de ce degré de liberté supplémentaire. En effet, un nombre complexe, noté *c*, est composé de *deux* nombres réels, notés *a* et *b*. Il s'écrit :

$$c = a + ib \tag{5.61}$$

où *i* est un coefficient *imaginaire*.

Par conséquent, considérons maintenant un espace vectoriel, noté $V_C$, qui est *complexe* et muni d'un produit scalaire *complexe*, noté comme précédemment $(\mathbf{u}, \mathbf{v})$, avec $\mathbf{u}, \mathbf{v} \in V_C$. Précisons qu'une base orthonormée d'un espace vectoriel complexe $V_C$ est dérivée d'une autre base orthonormée de $V_C$, par l'action d'un opérateur *unitaire* (l'opérateur *unitaire*, dans un espace vectoriel complexe, étant l'équivalent d'un opérateur *orthogonal*, dans un espace vectoriel réel). Un opérateur unitaire, noté $\hat{U}$, est tel que[1] :

$$\hat{U}\hat{U}^* = \hat{U}^*\hat{U} = \hat{I} \tag{5.62}$$

où $\hat{U}^*$ est l'opérateur *adjoint*[2] de $\hat{U}$ défini par[3] :

$$\left(\mathbf{u}, \hat{U}\mathbf{v}\right) = \left(\hat{U}^*\mathbf{u}, \mathbf{v}\right) \tag{5.63}$$

pour tous vecteurs **u** et **v** de $V_C$.

À la base orthonormée $\{\mathbf{v}_+^0, \mathbf{v}_-^0\}$ dans $V_R$, nous substituons la base orthonormée $\{\mathbf{v}_+^{0,0}, \mathbf{v}_-^{0,0}\}$ dans $V_C$ (la notation de cette base se justifie par le fait qu'elle renvoie au cas où $\theta = 0$ et $\phi = 0$). Sur cette base de $V_C$, nous réécrivons $\mathbf{v}^E$ comme suit :

$$\mathbf{v}^E \equiv \sqrt{p^{0,0}(+)}\ \mathbf{v}_+^{0,0} + \sqrt{p^{0,0}(-)}\ \mathbf{v}_-^{0,0} \tag{5.64}$$

où les probabilités $\{p^0(+), p^0(-)\}$ ont été renommées $\{p^{0,0}(+), p^{0,0}(-)\}$ (puisqu'elles renvoient, elles aussi, au cas où $\theta = 0$ et $\phi = 0$).

---

1. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 20-22 et 25 ; Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 427.
2. L'*adjoint* d'un opérateur, dans un espace vectoriel complexe, est l'équivalent du *transposé* d'un opérateur, dans un espace vectoriel réel.
3. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 22 ; Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 425.

Notons $\{\mathbf{v}_+^{\theta,\phi}, \mathbf{v}_-^{\theta,\phi}\}$ la base orthonormée à laquelle sont associés les résultats possibles $\{+,-\}$ de la mesure de $S_{\mathbf{d}}$ sur $E$. Faisons remarquer que lorsque la norme d'un nombre complexe $c$ vaut 1, celui-ci peut s'écrire :

$$c = \cos\delta + i\sin\delta = e^{i\delta} \tag{5.65}$$

où $\delta$ est un nombre réel. En faisant appel à des nombres complexes de la forme (5.65), nous pouvons traduire la variation de $\phi$ dans l'espace physique par la variation de $\delta$ dans l'espace vectoriel complexe $V_C$. La base $\{\mathbf{v}_+^{\theta,\phi}, \mathbf{v}_-^{\theta,\phi}\}$ peut alors être dérivée de la base $\{\mathbf{v}_+^{0,0}, \mathbf{v}_-^{0,0}\}$ comme suit :

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{v}_+^{\theta,\phi} &= \cos\theta/2\, e^{-i\phi/2}\mathbf{v}_+^{0,0} + \sin\theta/2\, e^{i\phi/2}\mathbf{v}_-^{0,0}\\ \mathbf{v}_-^{\theta,\phi} &= -\sin\theta/2\, e^{-i\phi/2}\mathbf{v}_+^{0,0} + \cos\theta/2\, e^{i\phi/2}\mathbf{v}_-^{0,0}\end{aligned}\right\} \tag{5.66}$$

le choix $\phi/2$ se justifiant par le succès de ses conséquences au niveau expérimental.

Sur cette nouvelle base, $\mathbf{v}^E$ se reformule :

$$\mathbf{v}^E = c_+^{\theta,\phi}\mathbf{v}_-^{\theta,\phi} + c_-^{\theta,\phi}\mathbf{v}_-^{\theta,\phi} \tag{5.67}$$

En vertu de (5.64) et (5.66), les coefficients $\{c_+^{\theta,\phi}, c_-^{\theta,\phi}\}$ sont déterminés par :

$$\left.\begin{aligned}c_+^{\theta,\phi} &= \sqrt{p^{0,0}(+)}\cos\theta/2\, e^{i\phi/2} + \sqrt{p^{0,0}(-)}\sin\theta/2\, e^{-i\phi/2}\\ c_-^{\theta,\phi} &= -\sqrt{p^{0,0}(+)}\sin\theta/2\, e^{i\phi/2} + \sqrt{p^{0,0}(-)}\cos\theta/2\, e^{-i\phi/2}\end{aligned}\right\} \tag{5.68}$$

Nous pouvons ainsi dériver, de manière *a priori*, les probabilités $\{p^{\theta,\phi}(+), p^{\theta,\phi}(-)\}$ de survenue des résultats possibles $\{+,-\}$ de la mesure de $S_{\mathbf{d}}$ sur $E$ à la suite de $\mathscr{P}$, en appliquant la règle de Born, comme suit :

$$\left.\begin{aligned}p^{\theta,\phi}(+) &= \left|\left(\mathbf{v}_+^{\theta,\phi}, \mathbf{v}^E\right)\right|^2 = \left|\sqrt{p^{0,0}(+)}\cos\theta/2\, e^{i\phi/2} + \sqrt{p^{0,0}(-)}\sin\theta/2\, e^{-i\phi/2}\right|^2\\ p^{\theta,\phi}(-) &= \left|\left(\mathbf{v}_-^{\theta,\phi}, \mathbf{v}^E\right)\right|^2 = \left|-\sqrt{p^{0,0}(+)}\sin\theta/2\, e^{i\phi/2} + \sqrt{p^{0,0}(-)}\cos\theta/2\, e^{-i\phi/2}\right|^2\end{aligned}\right\} \tag{5.69}$$

À la différence de l'expression de la règle de Born dans le cas de l'espace vectoriel réel $V_R$, la présente expression (5.69) fait intervenir le *module* des coefficients $\{c_+^{\theta,\phi}, c_-^{\theta,\phi}\}$, ce qui assure que les probabilités calculées ne sont pas complexes.

Il faut noter que l'observable $S_{\mathbf{d}}$, qui est associée à la nouvelle base $\{\mathbf{v}_+^{\theta,\phi}, \mathbf{v}_-^{\theta,\phi}\}$, peut être représentée par l'opérateur $\hat{S}_{\mathbf{d}}$ défini par :

$$\hat{S}_{\mathbf{d}} \equiv +\hat{P}_{\mathbf{v}_+^{\theta,\phi}} - \hat{P}_{\mathbf{v}_-^{\theta,\phi}} \tag{5.70}$$

avec :

$$\left.\begin{aligned}\hat{P}_{\mathbf{v}_+^{\theta,\phi}}\mathbf{v} &\equiv \left(\mathbf{v}_+^{\theta,\phi},\mathbf{v}\right)\mathbf{v}_+^{\theta,\phi}\\ \hat{P}_{\mathbf{v}_-^{\theta,\phi}}\mathbf{v} &\equiv \left(\mathbf{v}_-^{\theta,\phi},\mathbf{v}\right)\mathbf{v}_-^{\theta,\phi}\end{aligned}\right\} \qquad (5.71)$$

pour tout vecteur **v** de $V_C$. Comme précédemment (*cf.* le cas de $\hat{S}_{\mathbf{a}}$ défini sur $V_R$), on vérifie que $\hat{S}_{\mathbf{z}}$ et $\hat{S}_{\mathbf{d}}$ sont mutuellement transformables et non-commutatifs.

Il convient d'apporter une précision à propos des opérateurs qui servent à représenter les observables sur un espace vectoriel complexe. Certains opérateurs qui agissent sur un espace vectoriel complexe peuvent avoir des valeurs propres qui sont complexes. De tels opérateurs ne peuvent servir à représenter une observable, puisque les valeurs possibles d'une observable correspondent toujours à des nombres réels. Or, les valeurs propres d'un opérateur *auto-adjoint*[1] sont toutes *réelles*[2] – un opérateur auto-adjoint, noté $\hat{A}$, étant caractérisé par[3] :

$$\hat{A}^* = \hat{A} \qquad (5.72)$$

De plus, si les valeurs propres d'un opérateur auto-adjoint sont toutes distinctes, alors les vecteurs propres associés sont tous mutuellement orthogonaux. Un opérateur auto-adjoint peut donc servir à représenter une observable[4].

Pourquoi s'en tenir aux nombres complexes ? Pourquoi les physiciens ne font-ils pas appel à des espaces vectoriels définis sur les *quaternions* ? Un quaternion, noté $q$, est composé de *quatre* nombres réels, notés $a$, $b$, $c$ et $d$. Il s'écrit :

$$q = a + ib + jc + kd \qquad (5.73)$$

où $i$, $j$ et $k$ sont des coefficients imaginaires. Un vecteur d'un espace vectoriel défini sur les quaternions peut être transformé selon deux degrés de liberté supplémentaires par rapport à un vecteur défini sur un espace vectoriel complexe. Mais ces degrés de liberté supplémentaires

1. Ou « hermitique ».
2. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 35 ; Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, pp. 427-428.
3. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 23-24 ; Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 427.
4. Lorsque l'on construit un opérateur, destiné à représenter une observable, comme une fonction de deux opérateurs auto-adjoints, il convient de le « symétriser », ce qui assure que le nouvel opérateur sera lui aussi auto-adjoint (*cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 223).

sont *inutiles* pour calculer les prédictions à propos des mesures réalisées en microphysique[1]. Le recours aux quaternions introduirait une structure formelle de surplus.

### *5.6.4 La règle de Born*

Différentes déductions de la règle de Born ont été avancées. Chacune d'elles repose sur un jeu d'hypothèses distinct. Nous pouvons mentionner en particulier les déductions d'Andrew Gleason, David Deutsch, Simon Saunders, Wojciech Zurek et Scott Aaronson[2]. Nous proposons de reprendre les résultats d'Aaronson pour les insérer dans le cadre de notre approche pragmatiste.

Dans ce qui précède, nous avons vu qu'un vecteur $\mathbf{v}^S$ sur un espace vectoriel $V_C$ peut servir à représenter l'ensemble des probabilités $\{ p(a_i) \}$ de survenue des valeurs possibles $\{ a_i \}$ d'une observable $A$, lorsque celle-ci est mesurée sur un système $S$ à la suite d'une préparation $\mathcal{P}$. Pour ce faire, nous avons posé :

$$\left| c_i \right|^2 \equiv p(a_i) \tag{5.74}$$

Les $\{ c_i \}$ sont ici les coefficients complexes de l'expression de $\mathbf{v}^S$ lorsque celui-ci est décomposé de la façon suivante :

$$\mathbf{v}^S = \sum_{i=1}^{N} c_i \mathbf{v}_i \tag{5.75}$$

---

1. Plusieurs généralisations du formalisme de la mécanique quantique aux quaternions ont été proposées. Mentionnons à cet égard les travaux de Stephen Adler (Adler, S., *Quaternionic Quantum Mechanics and Quantum Fields*, Oxford: Oxford University Press, 1995). La « mécanique quantique quaternionique » développée par ce physicien se veut une contribution théorique pour l'élaboration d'une hypothétique théorie future qui unifierait la mécanique quantique et la théorie de la relativité générale (*ibid.*, p. 3). Néanmoins, celle-ci n'a pas conduit à de nouvelles prédictions pouvant être corroborées par l'expérience (*ibid.*, p. 526).
2. Gleason, A., "Measures on the Closed Subspaces of a Hilbert Space", *op. cit.* ; Deutsch, D., "Quantum Theory of Probability and Decisions", *Proceedings of the Royal Society of London* **A455** (1999), 3129-3137 ; Saunders, S., "Derivation of the Born Rule from Operational Assumptions", *Proceedings of the Royal Society A* **460** (2004), 1-18 ; Zurek, W., "Environment – Assisted Invariance, Causality, and Probabilities in Quantum Physics", *Physical Review Letters* **90** (2003), 120404 ; Aaronson, S., "Is Quantum Mechanics an Island in Theory Space", in: Khrennikov, A., (ed.), *Proceedings of the Växjö Conference "Quantum Theory: Reconsideration of Foundations – 2"*, 2004 (la pagination indiquée ci-dessous correspond à la version électronique de l'article, in : *arXiv e-print*, quant-ph/0402095 (2004)).

où $\{\mathbf{v}_i\}$ est la base orthonormée de $V_C$ que nous avons définie comme relative à l'observable $A$ (chaque vecteur $\mathbf{v}_i$ correspond à une valeur possible $a_i$ de $A$). En vertu de cette construction, nous obtenons la règle de Born :

$$p(a_i) = \left|\left(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}^S\right)\right|^2 \tag{5.76}$$

Mais pourquoi n'avons-nous pas posé :

$$\left| c_i \right|^p \equiv p(a_i) \tag{5.77}$$

avec $p$ un nombre différent de 2 ?

Afin de justifier le choix de $p = 2$, il faut rappeler que $\mathbf{v}^S$ sert également à dériver, de manière *a priori*, l'ensemble des probabilités $\{p(b_i)\}$ de survenue des valeurs possibles $\{b_i\}$ de n'importe quelle observable $B$, incompatible avec $A$, lorsque celle-ci est mesurée sur $S$ à la suite de la même préparation $\mathscr{P}$. Pour que $\mathbf{v}^S$ puisse remplir cette fonction, la règle de dérivation des probabilités $\{p(a_i)\}$ à partir de $\mathbf{v}^S$ doit rester valable pour la dérivation des probabilités $\{p(b_i)\}$ à partir de $\mathbf{v}^S$. Autrement dit, si nous posons :

$$p(a_i) \equiv \left|\left(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}^S\right)\right|^p \tag{5.78}$$

(avec un certain nombre $p$), nous voulons aussi que :

$$p(b_i) = \left|\left(\mathbf{w}_i, \mathbf{v}^S\right)\right|^p \tag{5.79}$$

avec les $\{\mathbf{w}_i\}$ la base orthonormée de $V_C$ relative à l'observable $B$ dérivée des $\{\mathbf{v}_i\}$ par l'action d'un opérateur *unitaire* $\hat{U}$ comme suit :

$$\mathbf{w}_i = \sum_{j=1}^{N} u_{ji} \mathbf{v}_j \tag{5.80}$$

Étant donné que les $\{\mathbf{w}_i\}$ forment une base orthonormée, ils satisfont à la relation de fermeture :

$$\sum_{i=1}^{N} \left(\mathbf{w}_i, \mathbf{v}\right) \mathbf{w}_i = \mathbf{v} \tag{5.81}$$

pour tout vecteur $\mathbf{v}$ de $V_C$. Nous pouvons en déduire que[1] :

$$\left(\mathbf{w}_i, \mathbf{v}^S\right) = \sum_{j=1}^{N} c_j u_{ji} \tag{5.82}$$

1. *Cf. supra*, Sous-Section 5.6.2 (équations (5.41) à (5.45)).

L'expression (5.79) peut donc se réécrire :

$$p(b_i) = \left| \sum_{j=1}^{N} c_j u_{ji} \right|^p \tag{5.83}$$

Pour se conformer à la théorie classique des probabilités[1], il nous faut respecter l'équation suivante :

$$\sum_{i=1}^{N} p(b_i) = 1 \tag{5.84}$$

De (5.83), il suit que :

$$\sum_{i=1}^{N} \left| \sum_{j=1}^{N} c_j u_{ji} \right|^p = 1 \tag{5.85}$$

Aaronson propose de choisir un certain $c_k \neq 0$ et de le remplacer par $e^{i\varphi} c_k$, où $\varphi$ est un nombre réel[2]. Le vecteur $\mathbf{v}^S$ est alors remplacé par $\tilde{\mathbf{v}}^S$ :

$$\tilde{\mathbf{v}}^S = e^{i\varphi} c_k \mathbf{v}_i + \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^{N} c_i \mathbf{v}_i \tag{5.86}$$

Remarquons que, quel que soit $\varphi$, la probabilité $p(a_i)$ se dérive de $\mathbf{v}^S$ et de $\tilde{\mathbf{v}}^S$ suivant la même règle. En effet, en appliquant la règle (5.78) au vecteur $\tilde{\mathbf{v}}^S$, on retrouve la relation (5.77) :

$$p(a_k) = \left| \left( \mathbf{v}_k, \tilde{\mathbf{v}}^S \right) \right|^p = \left| e^{i\varphi} c_k \right|^p = \left| c_k \right|^p \tag{5.87}$$

À la place de l'équation (5.85), nous avons maintenant :

$$\sum_{i=1}^{N} \left| e^{i\varphi} c_k u_{ki} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^{N} c_j u_{ji} \right|^p = 1 \tag{5.88}$$

Cette équation doit être vérifiée quel que soit $\varphi$. Or, comme le souligne Aaronson, lorsque $p \neq 2$, tel peut être le cas seulement si, pour tout $i$, $u_{ki} = 0$ ou $\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^{N} c_j u_{ji} = 0$ [3]. En d'autres termes, l'opérateur $\hat{U}$, pour lequel (5.88) est vérifiée quel que soit $\varphi$, n'est pas

1. *Cf. supra*, Sous-Sections 1.2.4 et 5.3.2.
2. Aaronson, S., "Is Quantum Mechanics an Island in Theory Space", *op. cit.*, p. 4.
3. *Idem*.

unitaire, ce qui contredit notre hypothèse initiale. Par conséquent, $p$ doit nécessairement être égal à 2.

### *5.6.5 Espace vectoriel complet et séparable*

Dans ce qui précède, nous avons considéré uniquement des observables dont le spectre des valeurs possibles est fini. Toutefois, certaines observables, telles que la position ou l'impulsion, ont un spectre de valeurs possibles qui est *infini*. Pour représenter les valeurs possibles d'une observable, notée $A$, qui sont en nombre infini, il convient de faire appel à un espace vectoriel complexe (muni d'un produit scalaire complexe), noté $V_C$, de *dimension infinie*. Soit $\{\mathbf{v}_i\}$, avec $i = 1,...,\infty$ une base orthonormée de $V_C$.

Tout vecteur de la forme :

$$\mathbf{v} = \sum_{i=1}^{N} c_i \mathbf{v}_i \tag{5.89}$$

où $N$ est un nombre *fini*, est un vecteur de $V_C$. Mais tel n'est pas le cas d'un vecteur de la forme[1] :

$$\mathbf{v} = \sum_{i=1}^{\infty} c_i \mathbf{v}_i \tag{5.90}$$

Un vecteur, noté $\mathbf{v}^S$, servant à représenter l'ensemble des probabilités $\{p(a_i)\}$ de survenue de l'ensemble des valeurs possibles $\{a_i\}$ de $A$, lorsque la mesure de $A$ est réalisée sur un certain système $S$ à la suite d'une certaine préparation $\mathcal{P}$, est de la forme (5.90) – les probabilités $\{p(a_i)\}$ étant en nombre infini. Il peut s'écrire :

$$\mathbf{v}^S \equiv \sum_{i=1}^{\infty} \sqrt{p(a_i)}\, \mathbf{v}_i \tag{5.91}$$

Un tel vecteur n'est donc pas contenu dans $V_C$. À quel type d'espace vectoriel convient-il de faire appel ?

Pour répondre à cette question, il faut apporter une précision mathématique concernant les vecteurs tels que $\mathbf{v}^S$. Dans ce qui suit, nous prenons appui sur l'ouvrage de Thomas Jordan[2]. Soit $(\boldsymbol{\chi}_n)$ la suite des vecteurs de $V_C$ définis par :

1. Sur ce point, *cf.* par exemple : Ballentine, L., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 26.
2. Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 10.

$$\boldsymbol{\chi}_n = \sum_{i=1}^{n} \sqrt{p(a_i)}\, \mathbf{v}_i \tag{5.92}$$

Cette suite est telle que :

$$\left\| \boldsymbol{\chi}_n - \boldsymbol{\chi}_m \right\|^2 = \sum_{i=m+1}^{n} p(a_i) \tag{5.93}$$

avec $m < n$. Rappelons que les probabilités $\{ p(a_i) \}$ satisfont à la relation :

$$\sum_{i=1}^{\infty} p(a_i) = 1 \tag{5.94}$$

conformément à la théorie classique des probabilités. Autrement dit, $\sum_{i=1}^{\infty} p(a_i)$ est fini. Nous avons donc :

$$\left\| \boldsymbol{\chi}_n - \boldsymbol{\chi}_m \right\|^2 \to 0 \quad \text{lorsque } m, n \to \infty \tag{5.95}$$

Ce qui signifie que $(\boldsymbol{\chi}_n)$ est une *suite de Cauchy*. De plus, $\mathbf{v}^S$ est la limite de cette suite :

$$\left\| \mathbf{v}^S - \boldsymbol{\chi}_n \right\|^2 \to 0 \quad \text{lorsque } n \to \infty \tag{5.96}$$

Les vecteurs, tels que $\mathbf{v}^S$, correspondent donc aux limites de suites des Cauchy de vecteurs de $V_C$.

Or, la *complétion* de l'espace vectoriel $V_C$, notée $\overline{V}_C$, contient les vecteurs de $V_C$ ainsi que les vecteurs qui correspondent aux limites des suites de Cauchy de vecteurs de $V_C$. On dit aussi que $\overline{V}_C$ constitue un espace vectoriel « complet »[1]. Par conséquent, pour représenter un ensemble infini de probabilités associées à un ensemble infini de valeurs possibles d'une observable, nous devons recourir à un espace vectoriel complexe (muni d'un produit scalaire complexe) qui est *complet*.

Dans sa formulation de la mécanique quantique, von Neumann fait appel à ce qu'il a baptisé des « espaces de Hilbert », c'est-à-dire des espaces vectoriels complexes, munis d'un produit scalaire complexe, non seulement complets, mais aussi *séparables*[2]. Par définition, écrit von Neumann, un espace vectoriel $V$ qui est « séparable » est tel qu'« il existe dans $V$

1. Sur cette propriété de *complétude*, *cf.* : von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 32 ; Jauch, J., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 19-22 ; Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 7-12 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 55-56 ; Ballentine, L., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 26.
2. Von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, *op. cit.*, pp. 24-32.

une suite $\chi_1, \chi_2, \ldots$ qui forme un ensemble partout dense dans $V$ »[1]. Jordan traduit cette propriété mathématique de la manière suivante : un espace vectoriel $V$ « est *séparable* s'il a une base orthonormée qui est composée d'un ensemble (fini ou infini) dénombrable de vecteurs »[2].

Quel est l'intérêt d'assigner cette propriété de séparabilité aux espaces vectoriels utilisés en microphysique ? D'après Jeffrey Barrett :

> Si un espace est séparable, alors nous avons une unique décomposition de ses éléments relativement à une base donnée, ce qui dans le contexte de la mécanique quantique nous permet d'assigner un sens physique au formalisme mathématique[3].

Mais il ajoute :

> D'un autre côté, en exigeant la séparabilité, von Neumann perd la possibilité de représenter des états où une quantité physique avec un spectre continu de valeurs possibles (comme la position ou l'impulsion) a des propriétés déterminées correspondant à des éléments de l'espace de Hilbert (puisque cela nécessiterait que cet espace contienne un ensemble de vecteurs mutuellement orthogonaux qui soit continu, et donc *indénombrable*, ce qui signifie que l'espace ne pourrait pas avoir une base dénombrable). En réponse à ce problème, von Neumann a suggéré d'utiliser des quantités discrètes pour représenter des quantités continues avec le degré de précision désiré. Mais, à cet égard, on peut dire que von Neumann a sacrifié l'une des richesses de la théorie de Dirac (où l'on peut exprimer les états propres de la position, de l'impulsion, etc.) dans le but de présenter une formulation de la mécanique quantique qui satisfasse à son exigence de rigueur mathématique[4].

Nous ferons remarquer que la stratégie de von Neumann consistant à représenter des observables avec un spectre continu de valeurs possibles par des opérateurs dont les valeurs propres sont des valeurs discrètes avec un degré de précision fini, s'accorde avec l'approche pragmatiste. Suivant cette approche, le formalisme des espaces vectoriels constitue un outil de prédiction pour les mesures qui sont réalisées *en pratique*. Faisons remarquer que les mesures d'observables avec un spectre continu de valeurs possibles se font toujours avec une certaine « sélectivité »[5], c'est-à-dire à une certaine dispersion près. Claude Cohen-Tannoudji *et al.* écrivent à ce propos :

---

1. *Ibid.*, p. 32 (nous avons modifié la notation de cette citation par souci de cohérence avec le corps du texte).
2. Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 9.
3. Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, *op. cit.*, p. 251.
4. *Idem*.
5. *Cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C., Diu, B. et Laloë, F., *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 263-266.

> Lorsque l'observable que l'on veut mesurer a un spectre continu, on ne peut utiliser que des appareils insuffisamment sélectifs : il est impossible d'imaginer un dispositif physique qui puisse isoler une valeur propre unique lorsque celle-ci appartient à un ensemble continu[1].

Un espace vectoriel séparable, sur lequel sont définis des opérateurs dont les valeurs propres sont des valeurs discrètes avec un degré de précision fini, est donc un formalisme prédictif parfaitement adapté pour les expériences que mènent les physiciens.

Pour représenter un ensemble infini de probabilités associées à un ensemble infini de valeurs possibles d'une observable, il convient donc de recourir à un *espace de Hilbert*, c'est-à-dire un espace vectoriel complexe, muni d'un produit scalaire complexe, complet et *séparable*. Signalons qu'un espace vectoriel de dimension finie est automatiquement complet et séparable[2]. Pour cette raison, nous parlerons dorénavant simplement d'« espaces de Hilbert », que le spectre de valeurs possibles de l'observable dont il est question soit fini ou infini. De même que dans les chapitres précédents, un espace de Hilbert sera noté $H^S$, où $S$ est le système mis en jeu par la préparation considérée.

### *5.6.6 Ensemble complet d'opérateurs commutatifs*

Il nous faut également considérer la situation où les physiciens envisagent de mesurer une observable $B$ qui est *compatible* avec $A$ [3]. Comme précédemment, supposons connus le spectre $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$, des valeurs qui peuvent être obtenues lors de la mesure de $A$ sur $S$, ainsi que les probabilités $\{p(a_i)\}$, avec $i = 1,...,N$, de survenue de ces valeurs lorsque la mesure de $A$ sur $S$ est réalisée à la suite de $\mathscr{P}$. Supposons, de plus, que soient connus le spectre $\{b_j\}$, avec $j = 1,...,M$, des valeurs qui peuvent être obtenues lors de la mesure de $B$ sur $S$, ainsi que les probabilités $\{p(b_j)\}$, avec $j = 1,...,M$, de survenue de ces valeurs lorsque la mesure de $B$ sur $S$ est réalisée à la suite de la même préparation $\mathscr{P}$ [4]. Conformément à la théorie classique des probabilités :

---

1. *Ibid.*, p. 263.
2. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 9.
3. Une définition pragmatique de la relation de *compatibilité* entre deux observables a été donnée à la Sous-Section 5.4.8.
4. En général deux observables compatibles n'ont pas le même nombre de valeurs possibles. Nous supposerons donc que $N$ et $M$ sont distincts.

$$\left.\begin{aligned}\sum_{i=1}^{N} p(a_i) = 1 \\ \sum_{j=1}^{M} p(b_j) = 1\end{aligned}\right\} \tag{5.97}$$

D'après l'expérience, il n'existe *pas de relation univoque* entre les listes des probabilités de survenue des résultats de mesure possibles pour deux observables *A* et *B* lorsque celles-ci sont compatibles. Considérons un ensemble de préparations $\{\mathcal{P}_j\}$, tel que la liste des probabilités de survenue des résultats possibles de la mesure de *A* est *identique* à la suite de chacune de ces préparations $\{\mathcal{P}_j\}$ (cette liste de probabilités étant déterminée de manière *a posteriori* à travers les fréquences relatives). Dans ce cas, d'après l'expérience, la liste des probabilités de survenue des résultats possibles de la mesure de *B* à la suite de chacune de ces préparations $\{\mathcal{P}_j\}$ *ne sera pas identique* (cette liste étant également déterminée de manière *a posteriori* à travers les fréquences relatives).

En revanche, il faut rappeler que *A* et *B* peuvent être mesurées simultanément, puisqu'elles sont compatibles[1]. Les résultats possibles de la mesure conjointe de *A* et *B* sont $\{(a_i, b_j)\}$, avec $i = 1,...,N$ et $j = 1,...,M$. Admettons que les physiciens connaissent également les probabilités $\{p(a_i, b_j)\}$ de survenue des différents résultats possibles de la mesure conjointe de *A* et *B* sur *S* à la suite de $\mathcal{P}$. Conformément à la théorie classique des probabilités :

$$\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M} p(a_i, b_j) = 1 \tag{5.98}$$

Remarquons que la probabilité $p(a_i)$ de la survenue de $a_i$, lors de la mesure conjointe de *A* et *B* sur *S* à la suite de $\mathcal{P}$, est égale à la somme des probabilités de la survenue conjointe de $a_i$ et de $b_j$, pour tout $j = 1,...,M$. De même, la probabilité $p(b_j)$ de la survenue de $b_j$, lors de la mesure conjointe de *A* et *B* sur *S* à la suite de $\mathcal{P}$, est égale à la somme des probabilités de la survenue conjointe de $b_j$ et de $a_i$, pour tout $i = 1,...,N$. C'est-à-dire que :

$$\left.\begin{aligned}p(a_i) = \sum_{j=1}^{M} p(a_i, b_j) \\ p(b_j) = \sum_{i=1}^{N} p(a_i, b_j)\end{aligned}\right\} \tag{5.99}$$

1. *Cf. supra*, Sous-Section 5.4.8.

Montrons qu'il est possible de *représenter*, dans le formalisme des espaces de Hilbert, les valeurs possibles $\{(a_i,b_j)\}$, ainsi que les probabilités correspondantes $\{p(a_i,b_j)\}$, relativement à la préparation $\mathcal{P}$. Il convient, pour ce faire, de considérer un espace de Hilbert à $N\times M$ dimensions, noté $H^S$. Admettons qu'il soit muni d'un *produit scalaire complexe*, noté $(\mathbf{u},\mathbf{v})$, avec $\mathbf{u},\mathbf{v}\in H^S$. Soit $\{\mathbf{v}_{ij}\}$ un ensemble de $N\times M$ vecteurs qui forment une base orthonormée de $H^S$, c'est-à-dire tels que :

$$(\mathbf{v}_{ij},\mathbf{v}_{kl})=\delta_{ik}\delta_{jl} \tag{5.100}$$

pour tous $i,k=1,...,N$ et $j,l=1,...,M$. Nous pouvons ainsi associer, à chaque couple $(a_i,b_j)$ de valeurs possibles de *A* et de *B*, un vecteur de base $\mathbf{v}_{ij}$. Les observables *A* et *B* peuvent être représentées par les opérateurs $\hat{A}$ et $\hat{B}$ définis comme suit :

$$\left.\begin{aligned}\hat{A}&\equiv\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M}a_i\hat{P}_{\mathbf{v}_{ij}}\\ \hat{B}&\equiv\sum_{j=1}^{M}\sum_{i=1}^{N}b_j\hat{P}_{\mathbf{v}_{ij}}\end{aligned}\right\} \tag{5.101}$$

avec :

$$\hat{P}_{\mathbf{v}_{ij}}\mathbf{v}\equiv(\mathbf{v}_{ij},\mathbf{v})\mathbf{v}_{ij} \tag{5.102}$$

pour tout vecteur **v** de $H^S$. On peut vérifier que les vecteurs $\{\mathbf{v}_{ij}\}$ sont vecteurs propres à la fois de $\hat{A}$ et de $\hat{B}$ – les valeurs propres correspondantes étant, respectivement, $a_i$ et $b_j$, c'est-à-dire les valeurs possibles, respectivement, de *A* et de *B* :

$$\left.\begin{aligned}\hat{A}\mathbf{v}_{ij}&=a_i\mathbf{v}_{ij}\\ \hat{B}\mathbf{v}_{ij}&=b_j\mathbf{v}_{ij}\end{aligned}\right\} \tag{5.103}$$

pour tous $i=1,...,N$ et $j=1,...,M$. En outre, suivant cette construction, les opérateurs $\hat{A}$ et $\hat{B}$ sont *commutatifs*, puisque tous les projecteurs $\{\hat{P}_{\mathbf{v}_{ij}}\}$ dont ils sont composés sont eux-mêmes mutuellement commutatifs.

Remarquons, par ailleurs, que tout vecteur **v** de $H^S$ peut se décomposer sur les vecteurs de base $\{\mathbf{v}_{ij}\}$ comme suit :

$$\mathbf{v}=\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M}c_{ij}\mathbf{v}_{ij} \tag{5.104}$$

où les $\{c_{ij}\}$ sont des nombres complexes. Nous pouvons alors construire un vecteur, noté $\mathbf{v}^S$, où figurent les probabilités $\{p(a_i,b_j)\}$ de survenue des différents résultats possibles de la mesure conjointe de *A* et *B* sur *S* à la suite de $\mathscr{P}$, de la manière suivante :

$$\mathbf{v}^S \equiv \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M}\sqrt{p(a_i,b_j)}\;\mathbf{v}_{ij} \tag{5.105}$$

Pour tout couple de valeurs possibles $(a_i,b_j)$, on vérifie que :

$$p(a_i,b_j) = \left|\left(\mathbf{v}_{ij},\mathbf{v}^S\right)\right|^2 \tag{5.106}$$

Nous verrons à la Section 5.7 que ce formalisme est équivalent à celui des produits tensoriels d'espaces de Hilbert utilisé dans le cas d'un système composé.

Indiquons qu'il existe deux types de situations expérimentales. D'une part, il se peut que la survenue de $a_i$ et la survenue de $b_j$ soient totalement indépendantes l'une de l'autre, pour tous $i = 1,...,N$ et $j = 1,...,M$, de sorte que[1] :

$$p(a_i,b_j) = p(a_i)p(b_j) \tag{5.107}$$

pour tous $i = 1,...,N$ et $j = 1,...,M$. Tel est le cas, par exemple, pour les valeurs possibles de l'observable « spin selon la direction **d** (quelconque) », notée $S_{\mathbf{d}}$, et de l'observable « position selon la direction $\mathbf{d}'$ (quelconque) », notée $Q_{\mathbf{d}'}$, lorsque celles-ci sont mesurées sur un électron « libre ».

D'autre part, il existe des situations expérimentales telles que : lorsque la mesure de *A* sur *S* donne comme résultat la valeur $a_k$, le résultat de la mesure de *B* sur *S* se restreint à un certain sous-ensemble de valeurs possibles $\{b_{l_k}\}$ (l'ensemble des nombres entiers positifs auxquels $l_k$ peut correspondre est déterminé par le nombre entier positif *k*). Cette dépendance se traduit, au niveau des probabilités, par la relation :

$$p(a_k) = \sum_{l_k} p(b_{l_k}) \tag{5.108}$$

Une telle dépendance apparaît, par exemple, entre les valeurs possibles de l'observable « moment cinétique orbital selon la direction **z** », notée $L_{\mathbf{z}}$, de l'observable « moment cinétique orbital au carré », notée $\mathbf{L}^2$, et de l'observable « énergie », notée *E*, lorsque celles-ci

1. *Cf.* par exemple : Ross, S., *Initiation aux probabilités*, *op. cit.*, p. 68.

sont mesurées sur l'électron d'un atome d'hydrogène[1]. Dans une telle situation, les observables sont généralement représentées par des opérateurs qui sont des fonctions des autres opérateurs[2].

L'intérêt du formalisme des espaces de Hilbert présenté ci-dessus est qu'il permet de *dériver*, de manière *a priori*, les valeurs possibles des observables qui sont *incompatibles* avec $A$ ou avec $B$, ainsi que les probabilités correspondantes, relativement à la même préparation $\mathscr{P}$. La méthode de calcul est la même que celle présentée aux Sous-Sections 5.6.2 et 5.6.3.

Ainsi, pour toute situation expérimentale, il est possible de choisir ce que l'on nomme un « ensemble complet d'opérateurs commutatifs »[3] (ou « *ECOC* »), c'est-à-dire un ensemble d'opérateurs dont les vecteurs propres communs génèrent un espace de Hilbert $H^S$, sur lequel est défini un vecteur $\mathbf{v}^S$ qui permet de faire des prédictions probabilistes à propos de *toutes les observables* pouvant être mesurées sur un système à la suite d'une préparation $\mathscr{P}$ (que ces observables soient mutuellement compatibles ou mutuellement incompatibles). Par conséquent, le formalisme des espaces de Hilbert remplit les **fonctions pragmatiques $F_2$ et $F_3$**.

En outre, nous voyons qu'à toute préparation $\mathscr{P}$, les physiciens peuvent faire correspondre un certain vecteur $\mathbf{v}^S$, lequel permet de déterminer l'ensemble des conséquences observables potentielles qui caractérisent $\mathscr{P}$. Autrement dit, toute préparation peut être caractérisée, de manière synthétique, par un vecteur de $H^S$. Ce faisant, le formalisme des espaces de Hilbert remplit également la **fonction pragmatique $F_1$**.

Il est à signaler qu'en pratique, les physiciens restreignent souvent leur attention à une ou deux observables compatibles pouvant être mesurées sur le système mis en jeu par la préparation considérée. L'*ECOC* servant à représenter ces observables se limite alors à un (resp. deux) opérateur(s). Pour simplifier, il ne sera question par la suite que d'*ECOC* se réduisant à un opérateur.

---

1. *Cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C., Diu, B. et Laloë, F., *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 803-813.
2. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 53-55 ; Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, pp. 16-22 ; Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 101-104.
3. *Cf.* : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 55-61 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 143-144.

Pour se conformer à l'usage, nous adopterons dorénavant la notation de Dirac[1] et nommerons tout vecteur qui caractérise une certaine préparation un « vecteur d'état ». Dans la notation de Dirac, tout vecteur d'un espace de Hilbert $H^S$ s'écrit sous la forme $|\psi\rangle$. À tout vecteur $|\psi\rangle$ de $H^S$ correspond un *vecteur dual* noté $\langle\psi|$. Un tel vecteur dual $\langle\psi|$ est défini comme une *fonctionnelle linéaire*[2] qui, lorsqu'elle agit sur un vecteur $|\phi\rangle$, donne un nombre complexe correspondant au produit scalaire $(|\psi\rangle,|\phi\rangle)$ [3]. Ce dernier se note usuellement $\langle\phi|\psi\rangle$. $\langle\phi|$ et $|\psi\rangle$ sont appelés respectivement « bra » et « ket »[4].

## 5.7 Le produit tensoriel

Comment les physiciens peuvent-ils traiter le cas d'une préparation qui met en jeu un système composé de plusieurs sous-systèmes ? Considérons une préparation $\mathcal{P}$ mettant en jeu un système *S* composé de deux sous-systèmes, notés $S_1$ et $S_2$ [5]. Nous avons vu plus haut que pour calculer les prédictions probabilistes à propos des mesures possibles à la suite d'une préparation qui met en jeu un système simple (*i.e.* non composé), il faut recourir à un espace de Hilbert. Soient $H^{S_1}$ et $H^{S_2}$ les espaces de Hilbert associés respectivement à $S_1$ et $S_2$. Pour disposer d'un formalisme permettant de calculer les prédictions probabilistes relativement aux mesures possibles à la suite de $\mathcal{P}$, qui met en jeu le système composé $S = S_1 + S_2$, il convient alors d'unifier les formalismes prédictifs associés respectivement à $S_1$ et $S_2$.

1. Notation introduite en 1939 (Dirac, P., "A New Notation for Quantum Mechanics", *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **35** (1939), 416-418).
2. *Cf.* par exemple : Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 397.
3. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 12-14 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 109-114.
4. Le terme anglais *"bracket"* signifie « crochet » en français.
5. L'approche qui suit peut se généraliser au cas d'un nombre quelconque (pouvant être supérieur à 2) de sous-systèmes.

Voyons pourquoi cette unification peut se faire au moyen de l'opération du *produit tensoriel* [1], notée $\otimes$, définie de la façon suivante[2]. Le produit tensoriel, qui s'applique entre un vecteur $|\chi\rangle$ de $H^{S_1}$ et un vecteur $|\varphi\rangle$ de $H^{S_2}$ pour donner un nouveau vecteur, noté $|\chi\rangle\otimes|\varphi\rangle$, est (*i*) bilinéaire, c'est-à-dire que :

$$\left(|\chi\rangle+|\tilde{\chi}\rangle\right)\otimes|\varphi\rangle=|\chi\rangle\otimes|\varphi\rangle+|\tilde{\chi}\rangle\otimes|\varphi\rangle \tag{5.109}$$

$$|\chi\rangle\otimes\left(|\varphi\rangle+|\tilde{\varphi}\rangle\right)=|\chi\rangle\otimes|\varphi\rangle+|\chi\rangle\otimes|\tilde{\varphi}\rangle \tag{5.110}$$

$$c\left(|\chi\rangle\otimes|\varphi\rangle\right)=\left(c|\chi\rangle\otimes|\varphi\rangle\right)=\left(|\chi\rangle\otimes c|\varphi\rangle\right) \tag{5.111}$$

pour tous les vecteurs $|\chi\rangle$ et $|\tilde{\chi}\rangle$ de $H^{S_1}$, $|\varphi\rangle$ et $|\tilde{\varphi}\rangle$ de $H^{S_2}$, et pour tout nombre complexe *c* ; et (*ii*) tel que :

$$\left(\langle\chi|\otimes\langle\varphi|\right)\left(|\tilde{\chi}\rangle\otimes|\tilde{\varphi}\rangle\right)=\langle\chi|\tilde{\chi}\rangle\langle\varphi|\tilde{\varphi}\rangle \tag{5.112}$$

pour tous les vecteurs $|\tilde{\chi}\rangle$ de $H^{S_1}$, $|\tilde{\varphi}\rangle$ de $H^{S_2}$, et pour tous les vecteurs duaux $\langle\chi|$ de l'espace dual de $H^{S_1}$ et $\langle\varphi|$ de l'espace dual de $H^{S_2}$. L'ensemble des vecteurs $\{|\chi\rangle\otimes|\varphi\rangle\}$ génère l'*espace vectoriel produit tensoriel* de $H^{S_1}$ et $H^{S_2}$, noté $H^{S_1}\otimes H^{S_2}$, lequel est associé au système composé $S=S_1+S_2$.

Soient *A* et *B* deux observables pouvant être mesurées respectivement sur $S_1$ et $S_2$. Supposons connus le spectre $\{a_i\}$, avec $i=1,...,N$, des valeurs possibles de *A*, et le spectre $\{b_j\}$, avec $j=1,...,M$, des valeurs possibles de *B*, sur $S_2$. De plus, supposons connues les probabilités $\{p(a_i,b_j)\}$ de survenue des différents couples de résultats possibles $\{(a_i,b_j)\}$ lors de la mesure conjointe de *A* sur $S_1$ et *B* sur $S_2$ à la suite de $\mathscr{P}$. Conformément à la théorie classique des probabilités :

$$\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M}p(a_i,b_j)=1 \tag{5.113}$$

1. Ou « produit de Kronecker ».
2. Sur la définition du *produit tensoriel*, *cf.* : Jauch, J., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 175-178 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 153-160 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 193-198 ; Ballentine, L., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 85-87.

À noter que la probabilité $p(a_i)$ de la survenue de $a_i$ et la probabilité $(b_j)$ de la survenue de $b_j$, lors de la mesure conjointe de $A$ sur $S_1$ et $B$ sur $S_2$ à la suite de $\mathcal{P}$, se dérivent des probabilités $\{p(a_i,b_j)\}$ comme suit :

$$\left.\begin{aligned} p(a_i) &= \sum_{j=1}^{M} p(a_i,b_j) \\ p(b_j) &= \sum_{i=1}^{N} p(a_i,b_j) \end{aligned}\right\} \tag{5.114}$$

pour tous $i = 1,...,N$ et $j = 1,...,M$.

Montrons qu'il est possible de *représenter* les probabilités $\{p(a_i,b_j)\}$, relativement à la préparation $\mathcal{P}$, au moyen de l'espace vectoriel produit tensoriel $H^{S_1} \otimes H^{S_2}$. Soit $\{|\, a_i \,\rangle\}$ une base orthonormée de $H^{S_1}$. Représentons l'observable $A$ par l'opérateur $\hat{A}$ défini de la manière suivante :

$$\hat{A} \equiv \sum_{i=1}^{N} a_i |\, a_i \,\rangle\langle\, a_i \,| \tag{5.115}$$

On vérifie immédiatement que les $\{|\, a_i \,\rangle\}$ sont vecteurs propres de $\hat{A}$ avec comme valeurs propres correspondantes les résultats possibles $\{a_i\}$. De même, soit $\{|\, b_j \,\rangle\}$ une base orthonormée de $H^{S_2}$. Représentons l'observable $B$ par l'opérateur $\hat{B}$ défini de la manière suivante :

$$\hat{B} \equiv \sum_{j=1}^{M} b_j |\, b_j \,\rangle\langle\, b_j \,| \tag{5.116}$$

On vérifie immédiatement que les $\{|\, b_j \,\rangle\}$ sont vecteurs propres de $\hat{B}$ avec comme valeurs propres correspondantes les résultats possibles $\{b_j\}$.

Le produit tensoriel, défini ci-dessus, permet de définir des vecteurs de $H^{S_1} \otimes H^{S_2}$, de la forme $\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M} c_{ij} |\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_j \,\rangle$, où les $\{c_{ij}\}$ sont des nombres complexes – les vecteurs $\{|\, a_i \,\rangle \otimes |\, b_j \,\rangle\}$ formant une base orthonormée de $H^{S_1} \otimes H^{S_2}$. Ainsi pouvons-nous construire un vecteur d'état, noté $|\, \psi^{S_1+S_2} \,\rangle$, où figurent les probabilités $\{p(a_i,b_j)\}$ de survenue des différents couples de résultats possibles lors de la mesure conjointe de $A$ sur $S_1$ et $B$ sur $S_2$ à la suite de $\mathcal{P}$, de la manière suivante :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \equiv \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} \sqrt{p(a_i, b_j)} \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_j \right\rangle \tag{5.117}$$

Remarquons que la construction de ce vecteur est équivalente, du point de vue formel, à celle du vecteur où figurent les probabilités de survenue des résultats possibles lors de la mesure conjointe d'observables compatibles sur un même système (non-composé)[1].

En vertu de la définition du produit tensoriel, on vérifie, pour tout couple de valeurs possibles $(a_i, b_j)$, que :

$$p(a_i, b_j) = \left| \left\langle a_i \right| \otimes \left\langle b_j \right| \left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \right|^2 \tag{5.118}$$

En faisant appel à la méthode du changement de base présentée aux Sous-Sections 5.6.2 et 5.6.3, le formalisme des produits tensoriels d'espaces de Hilbert permet de *dériver*, de manière *a priori*, les valeurs possibles des observables pouvant être mesurées sur $S_1$ *incompatibles* avec $A$, les valeurs possibles des observables pouvant être mesurées sur $S_2$ *incompatibles* avec $B$, ainsi que les probabilités correspondantes, relativement à la même préparation $\mathcal{P}$. L'opération du produit tensoriel permet donc au formalisme des espaces de Hilbert de remplir la **fonction pragmatique $F_4$**.

Nous n'avons pas prouvé la *nécessité* de faire appel au produit tensoriel. Mais de prime abord, il correspond à l'opération formelle *la plus simple* permettant au formalisme des espaces de Hilbert de remplir la fonction pragmatique $F_4$. Même si ce point mérite un examen plus poussé, nous ferons ici l'hypothèse (à vérifier) que toute opération alternative introduit une complexité au niveau formelle qui n'a aucune utilité sur le plan pratique.

1. *Cf. supra*, Sous-Section 5.6.6.

## 5.8 L'équation de Schrödinger

### *5.8.1 Le théorème de Stone*[1]

Soit $\mathscr{P}$ une certaine préparation qui met en jeu un système *S*. Suivant la Figure 5.1, notons $t_1$ l'instant qui marque la fin de $\mathscr{P}$. Admettons que les physiciens aient une connaissance complète de $\mathscr{P}$, et par suite, associent à *S*, à l'instant $t_1$, un certain vecteur d'état, noté $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle$. Ce vecteur d'état leur permet de faire des prédictions probabilistes à propos de toute observable pouvant être mesurée sur *S* à l'instant $t_1$. Imaginons que les physiciens envisagent de réaliser une mesure sur *S*, à un instant *ultérieur* $t_2$ – la phase intermédiaire entre la préparation et la mesure est alors de durée non nulle. Pour pouvoir faire des prédictions probabilistes concernant cette mesure, il leur faut dériver un vecteur d'état qui puisse être associé à *S* à l'instant $t_2$, lequel sera noté $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$.

Il est raisonnable de supposer que le résultat de la mesure ne dépend que de $\mathscr{P}$ et des conditions expérimentales qui caractérisent la phase intermédiaire entre $t_1$ et $t_2$. Suivant cette hypothèse, les physiciens peuvent poser la relation suivante :

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle \equiv \hat{U}_{t_1 \to t_2} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle \tag{5.119}$$

où $\hat{U}_{t_1 \to t_2}$ est un opérateur qui agit sur $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle$ et qui tient compte des conditions expérimentales de la phase intermédiaire entre $t_1$ et $t_2$. Un tel opérateur est appelé usuellement « opérateur d'évolution ». Hughes désigne l'hypothèse suivant laquelle $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$ est fonction de $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle$, par l'expression « déterminisme statistique »[2].

---

1. La justification de l'équation de Schrödinger que nous allons présenter ici s'inspire de l'ouvrage de Hughes (Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 114-117). Toutefois, notre présentation va différer de celle de Hughes concernant la justification des hypothèses invoquées, et en particulier concernant celle du caractère unitaire de l'opérateur d'évolution. La justification proposée ici est proche également de la justification transcendantale de Michel Bitbol (Bitbol, M., "Some Steps towards a Transcendental Deduction of Quantum Mechanics", *op. cit.*, pp. 266-268 ; Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, pp. 89-92).
2. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 116.

Imaginons qu'au lieu de réaliser une mesure sur *S* à l'instant $t_2$, les physiciens envisagent de faire cette mesure à un instant encore ultérieur, noté $t_3$. Le raisonnement précédent peut alors être réitéré, de sorte que :

$$\left| \psi^S(t_3) \right\rangle \equiv \hat{U}_{t_1 \to t_3} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle \tag{5.120}$$

Nous avions indiqué, à la Sous-Section 5.4.3, que la délimitation entre la « préparation », la « phase intermédiaire » et la « mesure » est une question de convention. Dans le cas présent, nous pouvons également considérer que la préparation $\mathcal{P}$ et la phase intermédiaire de $t_1$ à $t_2$, prises ensemble, constituent une préparation, notée $\mathcal{P}^*$. Les physiciens peuvent caractériser $\mathcal{P}^*$ au moyen du vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$. Le raisonnement précédent peut être réitéré une nouvelle fois, de sorte que :

$$\left| \psi^S(t_3) \right\rangle \equiv \hat{U}_{t_2 \to t_3} \left| \psi^S(t_2) \right\rangle \tag{5.121}$$

Des équations (5.119), (5.120) et (5.121), il suit :

$$\hat{U}_{t_1 \to t_3} = \hat{U}_{t_2 \to t_3} \hat{U}_{t_1 \to t_2} \tag{5.122}$$

Cette relation doit valoir pour tous les instants $t_1$, $t_2$ et $t_3$ tels que $t_1 < t_2 < t_3$. Pour quatre instants $t_1$, $t_2$, $t_3$ et $t_4$ tels que $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$, nous avons donc :

$$\hat{U}_{t_1 \to t_4} = \hat{U}_{t_2 \to t_4} \hat{U}_{t_1 \to t_2} = \hat{U}_{t_3 \to t_4} \hat{U}_{t_1 \to t_3} \tag{5.123}$$

$$= \left( \hat{U}_{t_3 \to t_4} \hat{U}_{t_2 \to t_3} \right) \hat{U}_{t_1 \to t_2} = \hat{U}_{t_3 \to t_4} \left( \hat{U}_{t_2 \to t_3} \hat{U}_{t_1 \to t_2} \right) \tag{5.124}$$

Faisons intervenir l'hypothèse de l'*homogénéité du temps*, qui est une hypothèse très générale faite par les physiciens dans de nombreux domaines de la physique et dont les conséquences se sont toujours vérifiées empiriquement. Christian Gruber exprime cette hypothèse en ces termes :

> L'homogénéité du temps est le principe selon lequel deux situations identiques, réalisées à des instants différents, doivent évoluer de façon identique : en répétant les « mêmes » expériences, sous les « mêmes » conditions, on doit obtenir les « mêmes » résultats[1].

Dans la situation discutée ici, cette hypothèse signifie que l'action de l'opérateur d'évolution entre deux instants $t_A$ et $t_B$ est la même qu'entre deux autres instants $t_C$ et $t_D$, si $t_B - t_A = t_D - t_C$. Comme le souligne Hughes, cette action dépend uniquement de l'intervalle

1. Gruber, C., *Mécanique générale*, *op. cit.*, p. 2.

de temps considéré[1]. Nous pouvons alors redéfinir l'opérateur $\hat{U}_{t_A \to t_B}$, qui agit entre deux instants $t_A$ et $t_B$ quelconques, comme un opérateur $\hat{U}_t$ qui dépend du paramètre $t$ égal à $t_B - t_A$. Si l'on pose que $t \equiv t_2 - t_1$, $t' \equiv t_3 - t_2$ et $t'' \equiv t_4 - t_3$, l'équation (5.124) se traduit par :

$$\left(\hat{U}_{t''} \circ \hat{U}_{t'}\right) \circ \hat{U}_t = \hat{U}_{t''} \circ \left(\hat{U}_{t'} \circ \hat{U}_t\right) \tag{5.125}$$

Autrement dit, l'opération de composition des opérateurs $\{\hat{U}_t\}$, que nous avons explicitée ici par le symbole $\circ$, est *associative*.

Il va de soi que pour $t = 0$, l'opérateur $\hat{U}_t$ doit laisser invariant le vecteur sur lequel il agit, c'est-à-dire que :

$$\hat{U}_0 = \hat{I} \tag{5.126}$$

L'opérateur $\hat{U}_0$ joue donc le rôle de l'*élément neutre* de l'ensemble des opérateurs $\{\hat{U}_t\}$ pour l'opération $\circ$.

Supposons que toute évolution du vecteur d'état associé à un système, dont on rend compte *via* l'opérateur $\hat{U}_t$, soit *réversible*. En d'autres termes, supposons que, pour tout opérateur $\hat{U}_t$, il existe un opérateur *inverse*, noté $\hat{U}_t^{-1}$, tel que :

$$\hat{U}_t^{-1} \circ \hat{U}_t = \hat{U}_t \circ \hat{U}_t^{-1} = \hat{I} \tag{5.127}$$

Supposer le contraire ne peut avoir de sens que dans un cadre de pensée réaliste, où l'on interprèterait le vecteur d'état comme représentant l'état physique actuel du système étudié et où l'on admettrait que celui-ci puisse évoluer de façon irréversible.

En vertu de l'associativité de $\circ$, de l'existence d'un élément neutre pour $\circ$, et de l'existence d'un opérateur inverse pour tout $\hat{U}_t$ vérifiant une relation telle que (5.127), l'ensemble des opérateurs $\{\hat{U}_t\}$ forme un *groupe* à 1 paramètre réel $t$ [2].

Faisons l'hypothèse, en outre, que le vecteur d'état $\left|\psi^S(t)\right\rangle$ – et ce faisant les prédictions probabilistes qui en sont dérivées – ne varie pas de façon discontinue en fonction du paramètre réel $t$. Cela revient à supposer que $\{\hat{U}_t\}$ forme un groupe *continu* d'opérateurs à 1 paramètre réel $t$. L'hypothèse contraire suivant laquelle l'évolution du vecteur d'état pourrait

1. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 115.
2. Pour la définition d'un *groupe*, *cf.* par exemple : *ibid.*, p. 39.

être discontinue n'a de sens, là encore, que dans un cadre de pensée réaliste, où l'on admettrait qu'il existe des processus physiques instantanés modifiant de façon discontinue l'état physique actuel du système étudié. Cette hypothèse est d'ailleurs problématique, puisqu'elle conduit à un conflit avec la théorie de la relativité restreinte[1].

Soulignons enfin que le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ constitue un outil de prédiction à condition que les probabilités qui en sont dérivées, relativement à une observable donnée, satisfassent à la théorie classique des probabilités. Ce point est mis en avant par Michel Bitbol : il faut que « les nombres calculés à l'aide de la règle de Born [appliquée à $\left| \psi^S(t) \right\rangle$] obéissent aux axiomes de la théorie classique des probabilités de Kolmogorov à tout instant »[2]. En particulier, la somme de ces probabilités doit être égale à 1. Pour qu'il en soit ainsi, les opérateurs $\{\hat{U}_t\}$ doivent modifier le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ en préservant sa norme (égale à 1). Or, les opérateurs qui préservent la norme des vecteurs sur lesquels ils agissent sont soit unitaires[3], soit anti-unitaires[4]. Si nous choisissions $\hat{U}_t$ comme étant anti-unitaire, pour un certain *t*, alors, pour $2t$, nous aurions que $\hat{U}_{2t} = \hat{U}_t \circ \hat{U}_t$ est unitaire[5]. Il faut donc supposer que les opérateurs $\{\hat{U}_t\}$ sont *unitaires*.

Faisons alors appel à un théorème établi par Marshall Stone[6] et mis en avant, entre autres, par Mackey[7], Jordan[8], Hughes[9] et van Fraassen[10] :

1. Sur ce point, *cf.* : *supra*, Sous-Sections 2.3.2, 3.4.5 et 3.5.3.
2. Bitbol, M., « Arguments transcendantaux en physique moderne », *op. cit.*, p. 89.
3. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 20-21 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 176 ; Lipschutz, S., *Algèbre linéaire*, *op. cit.*, p. 429.
4. *Cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 95.
5. Sur ce point, *cf.* par exemple : *ibid.*, pp. 97-98 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 179-180 ; Ballentine, L., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 64.
6. Stone, M., *Linear Transformations in Hilbert Space and their Applications to Analysis*, New-York: The American Mathematical Society, 1932.
7. Mackey, G., *The Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 81-85.
8. Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, New-York: Wiley, 1969, pp. 49-53 et p. 98.
9. Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 113-118.
10. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 177-181.

**Théorème de Stone :** Si $\{\hat{U}_t\}$ forme un groupe continu d'opérateurs unitaires à un paramètre réel *t*, alors il existe un unique opérateur auto-adjoint $\hat{A}$ tel que $\hat{U}_t = e^{it\hat{A}}$.

En posant $\hat{A} \equiv -\frac{1}{\hbar}\hat{H}$, nous avons :

$$\hat{U}_t = e^{-\frac{i}{\hbar}t\hat{H}} \tag{5.128}$$

Ainsi, le vecteur d'état $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ se dérive de $\left| \psi^S(t=0) \right\rangle$ comme suit :

$$\left| \psi^S(t) \right\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}t\hat{H}} \left| \psi^S(t=0) \right\rangle \tag{5.129}$$

Calculons la dérivée de $\left| \psi^S(t) \right\rangle$ par rapport à *t* :

$$\frac{d}{dt}\left| \psi^S(t) \right\rangle = -\frac{i}{\hbar}\hat{H}e^{-\frac{i}{\hbar}t\hat{H}} \left| \psi^S(t=0) \right\rangle \tag{5.130}$$

$$= -\frac{i}{\hbar}\hat{H}\left| \psi^S(t) \right\rangle \tag{5.131}$$

Par suite :

$$i\hbar\frac{d}{dt}\left| \psi^S(t) \right\rangle = \hat{H}\left| \psi^S(t) \right\rangle \tag{5.132}$$

Cette équation n'est autre que l'*équation de Schrödinger*, où $\hat{H}$ est l'Hamiltonien. L'expression particulière de $\hat{H}$ dépend non seulement du système mis en jeu par la préparation, mais aussi du contexte expérimental qui caractérise la phase intermédiaire entre la préparation et la mesure.

Ainsi, le recours à l'équation de Schrödinger dans l'activité de recherche en microphysique se justifie parce que celle-ci permet de remplir la **fonction pragmatique $F_5$**. À partir d'un vecteur d'état associé à un système à un instant donné, il est possible, avec cette équation, de faire des prédictions probabilistes à propos de toute observable pouvant être réalisée sur ce système à n'importe quel instant ultérieur. L'équation de Schrödinger transforme le vecteur d'état associé à un système dans le temps en lui préservant son pouvoir prédictif. Il n'est donc nul besoin de supposer que cette équation représente une loi de la nature qui régit l'évolution de l'état physique actuel d'un système. Comme l'a soutenu Schrödinger lui-même : « ce sont

les *valeurs statistiques* ou probabilités qui évoluent, et elles le font de manière parfaitement déterminée »[1]. Ou comme l'ont écrit plus récemment Christopher Fuchs et Asher Peres :

> La dépendance temporelle de la fonction d'onde ne représente pas l'évolution d'un système physique. Elle donne seulement l'évolution de nos probabilités pour les résultats d'expériences potentielles sur ce système[2].

### *5.8.2 Une équation d'évolution différente ?*

Une équation d'évolution différente de l'équation de Schrödinger est-elle envisageable ? Pourrait-elle être du second ordre par rapport à $t$ (ou d'un ordre plus élevé) ? Si tel était le cas, l'équation d'évolution ne permettrait pas de déterminer de façon univoque l'évolution du vecteur d'état associé à un système mis en jeu par une certaine préparation. Elle ne permettrait donc pas de remplir la fonction $F_5$.

Cette équation d'évolution pourrait-elle être non-linéaire, c'est-à-dire de la forme suivante :

$$\frac{d}{dt}\left| \psi^S(t)\right\rangle = f\left(\left| \psi^S(t)\right\rangle\right) \tag{5.133}$$

où $f\left(\left| \psi^S(t)\right\rangle\right)$ est une fonction non-linéaire de $\left| \psi^S(t)\right\rangle$ ? Cette idée a été avancée notamment par Steven Weinberg[3]. Mais comme l'ont montré Nicolas Gisin[4] et Joseph Polchinski[5], une telle équation d'évolution implique la violation de l'hypothèse *IP* (*i.e.* l'hypothèse de l'indépendance à l'égard des paramètres)[6], en contradiction avec la théorie de la relativité restreinte. Dans une expérience de type EPR qui met en jeu deux systèmes ayant interagi et se retrouvant dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées, si

1. Schrödinger, E., *Physique quantique et représentation du monde*, *op. cit.*, p. 97.
2. Fuchs, C. and Peres, A., "Quantum Theory Needs No 'Interpretation'", *op. cit.*, p. 71.
3. Weinberg, S., "Precision Tests of Quantum Mechanics", *Physical Review Letters* **62** (1989), 485-488.
4. Gisin, N., "Weinberg's Non-Linear Quantum Mechanics and Superluminal Communications", *Physics Letters A* **143** (1990), 1-2.
5. Polchinski, J., "Weinberg's Nonlinear Quantum Mechanics and the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", *Physical Review Letters* **66** (1991), 397-400.
6. Cette hypothèse a été définie à la Sous-Section 4.7.5.

l'équation d'évolution était non-linéaire, l'application d'un champ électromagnétique sur l'un des systèmes produirait un effet instantané à distance sur l'autre système[1].

Par conséquent, l'équation de Schrödinger, qui est du premier ordre par rapport à $t$ et qui est linéaire, semble être la seule équation d'évolution qui puisse satisfaire $F_5$, sans remettre en cause la théorie de la relativité restreinte[2].

### *5.8.3 Une seconde équation d'évolution ?*

Est-il nécessaire de faire appel à une seconde équation d'évolution, en plus de l'équation de Schrödinger ? C'est ce qui est suggéré dans le cadre de la mécanique bohmienne[3]. Cette théorie, qui fournit une interprétation de la mécanique quantique tout en modifiant son formalisme, se base sur deux équations d'évolution : l'équation de Schrödinger *et* l'« équation de guidage », qui est censée régir l'évolution de la *position intrinsèque* du système étudié.

Or, l'hypothèse suivant laquelle le système étudié posséderait une position intrinsèque bien définie, à chaque instant, ne peut en pratique être corroborée par l'expérience. Elle n'est qu'une hypothèse visant à offrir une représentation du système étudié considéré en lui-même. L'équation de guidage, qui porte sur cette position intrinsèque, ne présente donc de l'intérêt que relativement à cette perspective ontologique. Du point de vue pragmatiste, cette équation apporte au formalisme prédictif une structure formelle de surplus. Elle ne remplit aucune fonction pragmatique.

## 5.9 L'opérateur densité

### *5.9.1 Mélange statistique*

Lorsque les physiciens ont une connaissance complète de la préparation qu'ils ont effectuée, ils peuvent la caractériser au moyen d'un vecteur d'état. Ce dernier constitue un

1. *Cf.* par exemple: Polchinski, J., "Weinberg's Nonlinear Quantum Mechanics and the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", *op. cit.*, pp. 397-398.
2. Signalons que Dirac a développé la mécanique quantique pour qu'elle satisfasse aux hypothèses de la relativité restreinte (Dirac, P., *Les principes de la mécanique quantique*, *op. cit.*, Chap. XIII). Dans ce cadre relativiste, l'équation d'évolution, appelée communément « équation de Dirac », reste de la forme de l'équation de Schrödinger. La différence entre l'équation d'évolution non-relativiste et l'équation d'évolution relativiste réside uniquement dans l'expression particulière de l'Hamiltonien.
3. *Cf. supra*, Section 3.6.

outil de prédiction pour toutes les mesures pouvant être réalisées à la suite de cette préparation. Mais comment les physiciens peuvent-ils faire des prédictions lorsqu'ils n'ont qu'une connaissance *incomplète* de la préparation en question ?

Considérons une certaine expérience lors de laquelle les physiciens effectuent une série de manipulations. Supposons qu'ils sachent que cette série de manipulations correspond à l'une des deux préparations $\mathscr{P}_1$ ou $\mathscr{P}_2$, chacune mettant en jeu le même système *S*. Supposons, plus précisément, que la connaissance de certains paramètres expérimentaux leur permette d'estimer que la série des manipulations qu'ils effectuent correspond à la préparation $\mathscr{P}_1$ avec une probabilité $p$ et à la préparation $\mathscr{P}_2$ avec une probabilité $\tilde{p}$, tel que $p+\tilde{p}=1$ conformément à la théorie classique des probabilités.

Admettons que les deux préparations $\mathscr{P}_1$ et $\mathscr{P}_2$ puissent être caractérisées par les vecteurs d'état, respectivement, $\left|\psi^S\right\rangle$ et $\left|\tilde{\psi}^S\right\rangle$. Soit $A$ une observable quelconque qui peut être mesurée sur *S* à la suite de $\mathscr{P}_1$ ou de $\mathscr{P}_2$, et qui est représentée par un opérateur $\hat{A}$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\left|a_i\right\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i=1,...,N$. Les vecteurs d'état $\left|\psi^S\right\rangle$ et $\left|\tilde{\psi}^S\right\rangle$ peuvent être explicités sur la base $\{\left|a_i\right\rangle\}$ de la façon suivante :

$$\left.\begin{aligned}\left|\psi^S\right\rangle &= \sum_{i=1}^{N} c_i \left|a_i\right\rangle \\ \left|\tilde{\psi}^S\right\rangle &= \sum_{i=1}^{N} \tilde{c}_i \left|a_i\right\rangle\end{aligned}\right\} \tag{5.134}$$

où les $\{c_i\}$ et les $\{\tilde{c}_i\}$ sont des nombres complexes.

La règle de Born permet de faire des prédictions relatives à chacune des préparations hypothétiques. Si la préparation effective était $\mathscr{P}_1$, la probabilité de survenue de la valeur $a_i$, lors de la mesure de *A* sur *S*, serait :

$$p^1(a_i) = \left|\left\langle a_i \middle| \psi^S \right\rangle\right|^2 = \left|c_i\right|^2 \tag{5.135}$$

De même, si la préparation effective était $\mathscr{P}_2$, la probabilité de survenue de la valeur $a_i$, lors de la mesure de *A* sur *S*, serait :

$$p^2(a_i) = \left|\left\langle a_i \middle| \tilde{\psi}^S \right\rangle\right|^2 = \left|\tilde{c}_i\right|^2 \tag{5.136}$$

En tenant compte de l'incertitude concernant la préparation effective, les physiciens peuvent alors calculer la probabilité de survenue de la valeur $a_i$, lors de la mesure de *A* sur *S*, comme suit :

$$p(a_i) = p\ p^1(a_i) + \widetilde{p}\ p^2(a_i) = p\left|\widetilde{c}_i\right|^2 + \widetilde{p}\left|\widetilde{c}_i\right|^2 \tag{5.137}$$

Cette procédure de calcul n'est guère commode, puisqu'elle fait intervenir plusieurs vecteurs. Lorsque les physiciens n'ont qu'une connaissance incomplète de la préparation, ne peuvent-ils pas faire appel à un outil de prédiction unifié ?

Voyons d'abord s'il est possible de représenter cette connaissance incomplète au moyen d'un unique *vecteur*, que nous noterons $\left|\ \chi^S\right\rangle$. Une première piste serait de construire ce vecteur de la façon suivante :

$$\left|\ \chi^S\right\rangle \equiv \sqrt{p}\left|\ \psi^S\right\rangle + \sqrt{\widetilde{p}}\left|\ \widetilde{\psi}^S\right\rangle \tag{5.138}$$

Cependant, l'application de la règle de Born à ce vecteur donne :

$$p(a_i) = \left|\left\langle\ a_i\right|\ \chi^S\right\rangle\right|^2 = \left|\sqrt{p}\ c_i + \sqrt{\widetilde{p}}\ \widetilde{c}_i\right|^2 \tag{5.139}$$

Ce qui ne permet pas de retrouver l'expression correcte (5.137).

Une autre piste reviendrait à poser directement :

$$\left|\ \chi^S\right\rangle \equiv \sum_{i=1}^{N} \sqrt{p\left|\widetilde{c}_i\right|^2 + \widetilde{p}\left|\widetilde{c}_i\right|^2}\ \left|\ a_i\ \right\rangle \tag{5.140}$$

Mais le vecteur ainsi défini ne fournit pas les prédictions correctes relativement à la mesure d'une observable incompatible avec *A*. En effet, soit *B* une telle observable. Celle-ci est représentée par un opérateur $\hat{B}$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\left|\ b_i\right\rangle\}$ et $\{b_i\}$, avec $i = 1,...,N$. Soit $\hat{U}$ l'opérateur de transformation de la base $\{\left|\ a_i\right\rangle\}$ en la base $\{\left|\ b_i\right\rangle\}$, tel que :

$$\left|\ b_i\right\rangle = \sum_{j=1}^{N} u_{ji}\left|\ a_j\right\rangle \tag{5.141}$$

Sur la base $\{\left|\ b_i\right\rangle\}$, les vecteurs d'état $\left|\ \psi^S\right\rangle$ et $\left|\ \widetilde{\psi}^S\right\rangle$ s'écrivent :

$$\left.\begin{aligned} \left|\ \psi^S\right\rangle &= \sum_{i=1}^{N}\left(\sum_{j=1}^{N} c_j u_{ji}\right)\left|\ b_i\right\rangle \\ \left|\ \widetilde{\psi}^S\right\rangle &= \sum_{i=1}^{N}\left(\sum_{j=1}^{N} \widetilde{c}_j u_{ji}\right)\left|\ b_i\right\rangle \end{aligned}\right\} \tag{5.142}$$

En tenant compte de l'incertitude concernant la préparation effective, les physiciens peuvent alors calculer la probabilité de survenue de la valeur $b_i$, lors de la mesure de *B* sur *S*, en suivant le même raisonnement que précédemment :

$$p(b_i) = p\left|\sum_{j=1}^{N} c_j u_{ji}\right|^2 + \tilde{p}\left|\sum_{j=1}^{N} \tilde{c}_j u_{ji}\right|^2 \tag{5.143}$$

Quant au vecteur $\left|\ \chi^S\right\rangle$ défini par (5.140), il se reformule sur la base $\{\left|\ b_i\right\rangle\}$ comme suit :

$$\left|\ \chi^S\right\rangle = \sum_{i=1}^{N}\left(\sum_{j=1}^{N}\sqrt{p\left|\tilde{c}_j\right|^2 + \tilde{p}\left|\tilde{c}_j\right|^2}\,u_{ji}\right)\left|\ b_i\right\rangle \tag{5.144}$$

En appliquant la règle de Born, nous obtenons :

$$p(b_i) = \left|\left\langle b_i\right|\left.\chi^S\right\rangle\right|^2 = \left|\sum_{j=1}^{N}\sqrt{p\left|\tilde{c}_j\right|^2 + \tilde{p}\left|\tilde{c}_j\right|^2}\,u_{ji}\right|^2 \tag{5.145}$$

Cette expression diffère de l'expression correcte (5.143). Cette analyse montre donc qu'il n'est pas possible de recourir à un unique *vecteur* pour représenter la connaissance incomplète qu'ont les physiciens de la préparation considérée.

En revanche, il s'avère que cette connaissance incomplète peut être représentée au moyen d'un unique *opérateur densité*[1]. Avant de montrer comment cela est possible, présentons le formalisme des opérateurs densité dans la situation d'une connaissance complète de la préparation. Supposons que la préparation effectivement réalisée soit la préparation $\mathcal{P}_1$. Cette dernière peut être caractérisée par le vecteur d'état $\left|\ \psi^S\right\rangle$. De manière alternative, cette préparation peut également être caractérisée par l'opérateur densité noté $\hat{\rho}^S$ défini par :

$$\hat{\rho}^S \equiv \hat{P}_{\left|\ \psi^S\right\rangle} \tag{5.146}$$

où $\hat{P}_{\left|\ \psi^S\right\rangle}$ est le projecteur défini de la façon suivante :

$$\hat{P}_{\left|\ \psi^S\right\rangle} \equiv \left|\ \psi^S\right\rangle\left\langle\ \psi^S\right| \tag{5.147}$$

En vertu de (5.134), nous pouvons écrire :

$$\hat{\rho}^S = \left(\sum_{i=1}^{N} c_i\left|\ a_i\right\rangle\right)\left(\sum_{j=1}^{N} c_j^*\left\langle\ a_j\right|\right) \tag{5.148}$$

1. Sur le formalisme des opérateurs densité, *cf.* par exemple : Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 73-78 ; Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 302-304 (ces références bibliographiques ont déjà été données en note à la Sous-Section 2.2.2).

Pour une mesure de $A$ sur $S$, à la suite de $\mathcal{P}_1$, la probabilité de survenue de $a_i$ est dérivée de l'opérateur densité $\hat{\rho}^S$ comme suit :

$$p(a_i) = Tr\left(\hat{P}_{|\,a_i\,\rangle}\hat{\rho}^S\right) = |\,c_i\,|^2 \tag{5.149}$$

Cette équation correspond à la règle de Born adaptée aux opérateurs densité.

Revenons maintenant à la situation d'une connaissance incomplète. Si les physiciens estiment que la préparation effectivement réalisée correspond à la préparation $\mathcal{P}_1$ avec une probabilité $p$, et à la préparation $\mathcal{P}_2$ avec une probabilité $\tilde{p}$, ils peuvent représenter cette connaissance incomplète par un unique opérateur densité, noté $\hat{\rho}^S$, construit de la façon suivante :

$$\hat{\rho}^S = p\,\hat{P}_{|\,\psi^S\rangle} + \tilde{p}\,\hat{P}_{|\,\tilde{\psi}^S\rangle} \tag{5.150}$$

Dans cette expression les probabilités $p$ et $\tilde{p}$, qui jouent le rôle de coefficients, sont appelées « poids statistiques ». Étant donné que ces probabilités reflètent l'ignorance partielle des physiciens concernant la préparation effective, elles doivent être tenues pour *réductibles*. L'opérateur densité $\hat{\rho}^S$ représente donc ce que l'on nomme usuellement un « mélange statistique ».

La règle de Born permet alors de calculer la probabilité de survenue de la valeur $a_i$, lors de la mesure de $A$ sur $S$, à partir de l'opérateur densité $\hat{\rho}^S$ :

$$p(a_i) = Tr\left(\hat{P}_{|\,a_i\,\rangle}\hat{\rho}^S\right) = p|\,c_i\,|^2 + \tilde{p}|\,\tilde{c}_i\,|^2 \tag{5.151}$$

en accord avec (5.137). De même, on peut vérifier que cet opérateur densité redonne les prédictions correctes relativement à la mesure d'une observable incompatible avec $A$. Le formalisme des opérateurs densité permet ainsi de remplir la **fonction pragmatique $F_6$**.

### *5.9.2 Opérateur densité réduit*

Le formalisme des opérateurs densité présente un second intérêt. Contrairement au formalisme des vecteurs d'état, il permet d'associer à chacun des sous-systèmes d'un système composé un outil prédictif qui lui est propre, et ce, quelle que soit la situation considérée.

Considérons une préparation $\mathcal{P}$ qui met en jeu un système composé $S = S_1 + S_2$. Soit $A$ une observable qui peut être mesurée sur le sous-système $S_1$, et qui est représentée par l'opérateur $\hat{A}$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{|\,a_i\,\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec

$i = 1,...,N$. De même, soit $B$ une observable qui peut être mesurée sur le sous-système $S_2$, et qui est représentée par l'opérateur $\hat{B}$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\left| b_j \right\rangle\}$ et $\{b_j\}$, avec $j = 1,...,M$.

Supposons que les physiciens aient une connaissance complète de $\mathcal{P}$ et caractérisent celle-ci au moyen du vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M} c_{ij} \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_j \right\rangle \tag{5.152}$$

où les $\{c_{ij}\}$ sont des nombres complexes. Un tel vecteur d'état n'est pas factorisable, c'est-à-dire qu'il ne peut s'écrire comme un produit tensoriel de la forme :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \left| \psi^{S_1} \right\rangle \otimes \left| \psi^{S_2} \right\rangle \tag{5.153}$$

où $\left| \psi^{S_1} \right\rangle$ et $\left| \psi^{S_2} \right\rangle$ seraient les vecteurs d'état associés respectivement à $S_1$ et $S_2$. Dans cette situation, qui correspond au cas général, le formalisme des vecteurs d'état ne fournit pas un outil de prédiction individuel pour chacun des sous-systèmes étudiés.

Par contre, il est toujours possible d'associer un opérateur densité à chacun de ces sous-systèmes. Voyons comment. De façon alternative au vecteur d'état (5.152), il est possible d'associer au système composé $S_1 + S_2$, l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^{S_1+S_2} = \hat{P}_{\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle} \tag{5.154}$$

Par une opération de *trace partielle* appliquée à l'opérateur densité (5.154), on obtient l'*opérateur densité réduit* associé à l'un des sous-systèmes[1]. Cette opération revient à faire abstraction des degrés de liberté liés au sous-système auquel on choisit de ne pas s'intéresser. Par exemple, l'opération de trace partielle qui est appliquée à l'opérateur densité (5.154) et qui fait abstraction des degrés de liberté liés au sous-système $S_2$ donne l'opérateur densité réduit associé au système $S_1$ :

$$\hat{\rho}_r^{S_1} = Tr_{S_2}\left(\hat{\rho}^{S_1+S_2}\right) \tag{5.155}$$

$$= \sum_{k=1}^{M} \left\langle b_k \left| \hat{\rho}^{S_1+S_2} \right| b_k \right\rangle \tag{5.156}$$

$$= \sum_{k=1}^{M} \left\langle b_k \left| \left( \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{M} c_{ij} \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_j \right\rangle \right) \left( \sum_{l=1}^{N}\sum_{m=1}^{M} c_{lm}^{*} \left\langle a_l \right| \otimes \left\langle b_m \right| \right) \right| b_k \right\rangle \tag{5.157}$$

1. Nous avons déjà présenté cette opération à la Sous-Section 2.2.2.

$$= \sum_{k=1}^{M} \sum_{i=1}^{N} \sum_{l=1}^{N} c_{ik} c_{lk}^{*} \left| a_i \right\rangle \left\langle a_l \right| \tag{5.158}$$

Cet opérateur densité réduit $\hat{\rho}_r^{S_1}$ permet de calculer la probabilité de survenue de $a_n$ lors d'une mesure de $A$ sur $S_1$ à la suite de $\mathcal{P}$:

$$p(a_n) = Tr\left(\hat{P}_{\left| a_n \right\rangle} \hat{\rho}_r^{S_1}\right) = \sum_{k=1}^{M} \left| c_{nk} \right|^2 \tag{5.159}$$

Trois remarques importantes doivent être faites. Premièrement, le résultat de l'opération de trace partielle dépend de la formulation particulière de l'opérateur densité associé au système composé sur lequel cette opération est effectuée. Plus précisément, ce résultat dépend du choix de la base de l'espace de Hilbert associé au sous-système auquel on choisit de s'intéresser. Dans l'exemple ci-dessus, nous avons choisi la base $\{\left| a_i \right\rangle\}$, comme cela est explicité en (5.157). Or, une base donnée ne peut être associée qu'à une seule observable. Par conséquent, l'opérateur densité réduit associé à un sous-système ne constitue un outil prédictif que relativement à une seule observable.

Deuxièmement, un tel opérateur densité réduit n'est pas équivalent à un vecteur d'état (sauf dans le cas particulier où l'opérateur densité sur lequel est effectuée l'opération de trace partielle est équivalent à un vecteur d'état factorisable). Dans le cas général, en effet, il possède la forme mathématique d'un opérateur densité qui représente un mélange statistique, c'est-à-dire qu'il se présente comme une somme (éventuellement multiple) de projecteurs (telle que (5.158)), et non comme un simple projecteur (tel que (5.146)). C'est en raison de sa forme mathématique que l'opérateur densité réduit ne permet de faire des prédictions que relativement à une observable particulière et qu'il ne peut jouer le même rôle que le vecteur d'état – qui lui permet de faire des prédictions relativement à *toute* observable pouvant être mesurée sur le système en question[1].

Soulignons troisièmement que si l'opérateur densité réduit possède la *forme mathématique* d'un opérateur densité qui représente un mélange statistique, à strictement parler, il ne

1. Contrairement à ce que suggèrent certains spécialistes de la mécanique quantique, tels que van Fraassen (van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 199-206), l'opérateur densité réduit n'a pas une fonction équivalente à celle du vecteur d'état au sens où il pourrait représenter l'« état » du sous-système en question (quand bien même l'on assignerait un sens uniquement instrumentaliste à ce terme, à savoir celui d'un outil théorique à partir duquel il est possible de faire des prédictions relativement à toutes les observables). Van Fraassen admet toutefois que, dans le cas général, l'opérateur densité réduit associé à un sous-système ne représente pas un « état pur » comme le vecteur d'état (*ibid.*, p. 201).

représente pas un mélange statistique (sauf dans le cas particulier où l'opérateur densité sur lequel est effectuée l'opération de trace partielle représente lui-même un mélange statistique). Ce point a été discuté à la Sous-Section 2.4.4, lors de la critique de la description quantique de la mesure. Suivant la terminologie de Peter Mittelstaedt[1] et de Bernard d'Espagnat[2], l'opérateur densité réduit, sur le plan formel, correspond à un « état de mélange », et, sur le plan de l'interprétation, représente un « mélange statistique impropre ».

## 5.10 Le postulat de projection

### *5.10.1 Est-il légitime de faire appel au postulat de projection ?*

Est-il légitime pour les physiciens de faire appel au postulat de projection au terme d'une mesure ? Pour apporter une réponse à cette question, plaçons-nous dans le cadre de la théorie de la décohérence. D'après le modèle présenté à la Sous-Section 2.5.1, si l'on tient compte de l'interaction du système $S+M$ (où $S$ est le système étudié et $M$ l'appareil de mesure), avec l'environnement $E$, on obtient l'opérateur densité réduit associé au système $S+M$ suivant :

$$\hat{\rho}_r^{S+M} = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, |a_i\rangle \otimes |b_i\rangle \langle a_i| \otimes \langle b_i| + \text{termes de cohérence} \qquad (5.160)$$

où les $\{|a_i\rangle\}$ sont les vecteurs propres de l'opérateur représentant l'observable mesurée sur $S$, les $\{|b_i\rangle\}$ les vecteurs propres de l'opérateur représentant l'observable d'indication sur $M$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes.

Supposer que l'application du postulat de projection est légitime dans cette situation revient à supposer que le vecteur d'état pouvant être associé à $S+M$, au terme de la mesure, correspond à l'un des produits tensoriels $\{|a_i\rangle \otimes |b_i\rangle\}$, avec les probabilités correspondantes $\{|c_i|^2\}$. Cela revient à supposer qu'il est légitime d'associer à $S+M$, au terme de la mesure, un opérateur densité représentant un mélange statistique propre qui s'écrit :

$$\hat{\rho}^{S+M} = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, |a_i\rangle \otimes |b_i\rangle \langle a_i| \otimes \langle b_i| \qquad (5.161)$$

1. Mittelstaedt, P., *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, *op. cit.*, p. 79.
2. D'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, Ch. 7.

Autrement dit, les termes de cohérence de l'expression (5.160) sont considérés comme négligeables.

Cette dernière hypothèse, à son tour, est-elle légitime ? Suivant l'approche pragmatiste, les termes de cohérence de l'opérateur densité réduit (5.160) peuvent être négligés si les effets physiques qu'ils permettent de prévoir sont *en pratique* inobservables.

Contrairement à une hypothèse parfois avancée, le fait qu'un appareil de mesure soit un système *macroscopique* n'apporte aucune garantie à ce sujet. Plusieurs séries d'expériences ont récemment été réalisées sur des systèmes macroscopiques, mettant en évidence des effets dont on ne rend compte précisément qu'à travers les termes de cohérence de l'opérateur densité réduit associé à ces systèmes. Cela a été mis en avant par Anthony Leggett : « de telles expériences existent aujourd'hui dans les domaines de la diffraction moléculaire dans l'espace libre, des biomolécules magnétiques, de l'optique quantique et des dispositifs à jonctions Josephson »[1].

Cependant, comme le souligne Roland Omnès, ces systèmes macroscopiques, pour lesquels il est effectivement possible d'observer les effets prédits par les termes de cohérence, ont une particularité : ils sont « caractérisés par l'absence de dissipation, i.e., par un couplage $H_{\text{int}}$ très faible », où « $H_{\text{int}}$ » désigne l'Hamiltonien d'interaction du système macroscopique avec son environnement[2]. Les dispositifs à jonctions Josephson, par exemple, comportent des supraconducteurs, lesquels possèdent la propriété d'être très peu dissipatifs.

Mais il n'en va pas de même pour les systèmes macroscopiques qui jouent le rôle d'un *appareil de mesure*. De tels systèmes interagissent de façon significative avec leur environnement. À travers un modèle indicatif, Omnès a montré qu'un appareil de mesure, noté $M'$, destiné à mettre en évidence des effets ne pouvant être prédits que par les termes de cohérence de l'opérateur densité réduit associé à un appareil de mesure $M$, devrait être constitué d'un nombre extraordinairement élevé de systèmes microscopiques[3]. À supposer que le nombre de degrés de liberté microscopiques associé à $M$ soit de l'ordre de $10^{27}$, il estime que celui associé à $M'$ devrait être de l'ordre 10 élevé à la puissance $10^{18}$. Omnès rappelle que le nombre supposé de protons de l'univers observé est de l'ordre de $10^{81}$.

1. Leggett, A., "Testing the Limits of Quantum Mechanics: Motivation, State of Play, Prospects", *Journal of Physics: Condensed Matter* **14** (2002), p. R415 (abstract).
2. Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 269. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 277-278 et 486.
3. *Ibid.*, pp. 307-309 et 486-487.

Du point de vue de l'approche pragmatiste, il apparaît donc tout à fait légitime d'appliquer le postulat de projection *dans le cas d'une mesure*, puisque celle-ci fait intervenir un *appareil de mesure*.

### *5.10.2 Le phénomène de la reproductibilité d'un résultat de mesure*

Cherchons maintenant à évaluer l'utilité du postulat de projection sur le plan pratique. La discussion va d'abord se focaliser sur le phénomène de la reproductibilité d'un résultat de mesure, puis sur les corrélations des expériences EPR.

Le phénomène de la reproductibilité d'un résultat de mesure est présenté par les tenants de l'interprétation standard comme un argument en faveur de l'hypothèse $H_2$, suivant laquelle si une observable $A$ sur un système $S$ possède une valeur actuelle bien définie (par exemple : $a_k$), alors le système $S$ se trouve dans un état physique actuel représenté par un vecteur propre de l'observable $A$ (dans notre exemple : $\left| a_k \right\rangle$)[1]. (Nous supposons ici que l'observable $A$ est représentée par un opérateur $\hat{A}$ défini sur l'espace de Hilbert $H^S$ dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\left| a_i \right\rangle\}$ et $\{a_i\}$, avec $i = 1,...,N$.) Dans l'exemple de la reproduction du résultat $a_k$, le raisonnement est le suivant[2] : d'après l'hypothèse $H_2$, si la première mesure de l'observable $A$ fournit le résultat $a_k$, cela signifie qu'au terme de cette mesure, le système $S$ se trouve dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état $\left| a_k \right\rangle$ ; or, on peut inférer à partir du vecteur d'état $\left| a_k \right\rangle$, *via* la règle de Born, que le résultat de la seconde mesure de l'observable $A$ va fournir avec certitude le même résultat $a_k$ ; par conséquent, l'hypothèse $H_2$ offre une explication simple au phénomène de la reproductibilité du résultat de mesure.

Quant à l'hypothèse $H_2$, elle est avancée, à son tour, par les tenants de l'interprétation standard, pour justifier l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel du système sur lequel porte une mesure, laquelle réduction se traduit sur le plan formel par l'application du postulat de projection. Dans l'exemple de la reproduction du résultat $a_k$, le raisonnement est le suivant : avant la réalisation de la première mesure, le système $S$ se trouve, dans le cas général, dans un état physique actuel représenté par une *superposition* de vecteurs propres de

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.1.
2. Raisonnement déjà explicité à la Sous-Section 2.3.1.

l'opérateur $\hat{A}$ (lequel représente l'observable $A$ mesurée) ; or, d'après l'hypothèse $H_2$, si la première mesure de l'observable $A$ fournit le résultat $a_k$, cela signifie qu'au terme de cette mesure, le système $S$ se trouve dans l'état physique actuel représenté par le vecteur d'état $\left| a_k \right\rangle$, lequel correspond à *l'un* des vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ ; par conséquent, on est conduit à conjecturer l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel du système $S$.

Suivant l'interprétation standard, le phénomène de la reproductibilité d'un résultat de mesure plaide donc en faveur de l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel.

Néanmoins, comme l'ont montré les partisans des interprétations everettiennes et ceux des interprétations modales, il est possible de rendre compte de la reproductibilité d'un résultat de mesure en se passant de cette hypothèse de la réduction de l'état physique actuel. Pour comprendre ce point, considérons l'exemple où deux mesures successives de l'observable $A$ sont réalisées sur un système $S$ à la suite d'une préparation $\mathcal{P}$. Admettons que le vecteur d'état associé au système $S$, à l'instant $t_1$, qui caractérise cette préparation soit :

$$\left| \psi^S(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{5.162}$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes. Admettons que la première mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ débute à l'instant $t_1$ et se termine à l'instant $t_2$, et que la seconde mesure débute à l'instant $t_2$ et se termine à l'instant $t_3$, de sorte que ces deux mesures se succèdent immédiatement.

Dans l'approche d'Everett[1], l'observateur $O$ peut être modélisé comme un appareil de mesure couplé à un système de mémorisation qui enregistre les résultats successifs obtenus. Il est décrit en termes quantiques, c'est-à-dire que nous pouvons lui associer, à l'instant $t_1$, le vecteur d'état :

$$\left| \psi^O(t_1) \right\rangle = \left| O[...] \right\rangle \tag{5.163}$$

Dans cette expression, les points de suspension entre les crochets renvoient aux résultats successifs obtenus et enregistrés par le système de mémorisation jusqu'à l'instant $t_1$, et $\left| O[...] \right\rangle$ représente l'observateur $O$ ayant obtenu les résultats indiqués entre crochets. Ainsi, au système composé $S + O$, doit être associé, à l'instant $t_1$, le vecteur d'état :

1. *Cf. supra*, Sous-Section 3.8.2.

$$\left| \psi^{S+O}(t_1) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| O[...] \right\rangle \tag{5.164}$$

La première mesure de l'observable $A$ est décrite au moyen de la seule équation de Schrödinger, laquelle est strictement déterministe. Au terme de cette mesure, à l'instant $t_2$, le vecteur d'état associé au système composé $S+O$ devient :

$$\left| \psi^{S+O}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| O[..., a_i] \right\rangle \tag{5.165}$$

Chaque terme de cette superposition représente l'observateur $O$ comme ayant obtenu un résultat défini, *i.e.* le $i^{\text{ième}}$ terme représente l'observateur $O$ comme ayant obtenu le résultat $a_i$. Suivant l'interprétation en termes d'« états relatifs » d'Everett, le $i^{\text{ième}}$ terme décrit le système $S$ dans l'état physique actuel représenté par $\left| a_i \right\rangle$ *relativement* à l'observateur $O$ dans l'état physique actuel représenté par $\left| O[..., a_i] \right\rangle$. La seconde mesure de l'observable $A$ est elle aussi décrite uniquement au moyen de l'équation de Schrödinger. Au terme de cette mesure, à l'instant $t_3$, le vecteur d'état associé à $S+O$ devient :

$$\left| \psi^{S+O}(t_3) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| O[..., a_i, a_i] \right\rangle \tag{5.166}$$

Chaque terme de cette superposition représente l'observateur $O$ comme ayant obtenu deux fois le même résultat, *i.e.* le $i^{\text{ième}}$ terme représente l'observateur $O$ comme ayant obtenu deux fois le résultat $a_i$. Ou comme l'écrit Everett :

> Chaque élément [de la superposition en (5.166)] décrit l'observateur comme ayant obtenu le *même résultat* pour chacune des deux observations. Ainsi, pour chaque état séparé de l'observateur dans la superposition finale, le résultat de l'observation était reproductible [en anglais : "*repeatable*"] bien que différent pour chaque état. Cette reproductibilité est une conséquence du fait qu'après une observation, l'état *relatif* du système pour un état de l'observateur particulier est l'état propre correspondant[1].

Cette approche rend compte de la reproductibilité du résultat de mesure pour l'observateur $O$, sans faire intervenir l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel.

Dans le cadre de l'interprétation modale de van Fraassen[2], on considère deux appareils de mesure $M_1$ et $M_2$ au moyen desquels sont réalisées les deux mesures successives de l'observable $A$ sur le système $S$. Ces deux appareils de mesure sont décrits *en termes*

1. Everett, H., "'Relative State' Formulation of Quantum Mechanics", *op. cit.*, p. 459.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 3.7.5.

*quantiques*. Soient $B$ et $D$ les observables d'indication sur les appareils de mesure, respectivement, $M_1$ et $M_2$, dont la valeur indique la valeur de l'observable $A$ sur le système $S$. Soit $\hat{B}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^{M_1}$ qui représente l'observable $B$, avec $\{\mid b_i \rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{b_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$. Soit $\hat{D}$ l'opérateur de l'espace de Hilbert $H^{M_2}$ qui représente l'observable $D$, avec $\{\mid d_i \rangle\}$ l'ensemble de ses vecteurs propres et $\{d_i\}$ l'ensemble de ses valeurs propres, avec $i = 1,...,N$. On admet que les valeurs $b_1, b_2, ..., b_N$ et $d_1, d_2, ..., d_N$, que l'on peut percevoir sur les appareils de mesure $M_1$ et $M_2$, servent à indiquer respectivement les valeurs $a_1, a_2, ..., a_N$ que peut prendre l'observable $A$ sur le système $S$. Admettons qu'à ces appareils de mesure $M_1$ et $M_2$, nous puissions associer, à l'instant $t_1$, les vecteurs d'état *prêts* :

$$\left.\begin{array}{l} \mid \psi^{M_1}(t_1)\rangle = \mid b_P\rangle \\ \mid \psi^{M_2}(t_1)\rangle = \mid d_P\rangle \end{array}\right\} \tag{5.167}$$

De sorte qu'au système composé $S + M_1 + M_2$ est associé, à l'instant $t_1$, le vecteur d'état :

$$\mid \psi^{S+M_1+M_2}(t_1)\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \mid a_i \rangle \otimes \mid b_P\rangle \otimes \mid d_P\rangle \tag{5.168}$$

Les deux mesures de l'observable $A$ sont décrites au moyen de la seule équation de Schrödinger (comme chez Everett). Au terme de la première mesure, à l'instant $t_2$, le vecteur d'état associé au système composé $S + M_1 + M_2$ devient :

$$\mid \psi^{S+M_1+M_2}(t_2)\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \mid a_i \rangle \otimes \mid b_i\rangle \otimes \mid d_P\rangle \tag{5.169}$$

Au terme de la seconde mesure, à l'instant $t_3$, ce vecteur d'état devient :

$$\mid \psi^{S+M_1+M_2}(t_3)\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \mid a_i \rangle \otimes \mid b_i\rangle \otimes \mid d_i\rangle \tag{5.170}$$

Selon van Fraassen, $\mid \psi^{S+M_1+M_2}(t_3)\rangle$ exprime la « corrélation parfaite » qui s'est établie entre les sous-systèmes $S$, $M_1$ et $M_2$, et cette corrélation parfaite explique le phénomène de la reproductibilité du résultat de mesure[1].

1. Van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 219-220, 227-231, 260 et 296.

Dans l'exemple discuté, d'après Everett et van Fraassen, le formalisme quantique permet de *décrire* les *corrélations entre des systèmes*[1], ou les *corrélations entre les états physiques actuels de systèmes*[2]. Précisons, toutefois, comme nous l'avions fait à la Sous-Section 2.2.6, que le formalisme quantique, à strictement parler, permet uniquement de *prédire* les *corrélations entre des résultats de mesure*. Par exemple, le vecteur d'état $\left| \psi^{S+M_1+M_2}(t_3) \right\rangle$ permet de prédire qu'à l'instant $t_3$, au terme de la réalisation éventuelle des deux mesures successives de l'observable *A*, les valeurs des observables *A*, *B* et *D* seront corrélées. Il suffit de voir, *a contrario*, que la probabilité d'obtenir les valeurs $a_i$, $b_j$ et $d_k$ avec $i \neq j$ ou $i \neq k$ ou $j \neq k$, à l'instant $t_3$, est nulle. En effet, suivant la règle de Born, nous avons :

$$p(a_i, b_j, d_k) = \left| \langle a_i | \otimes \langle b_j | \otimes \langle d_k | \psi^{S+M_1+M_2}(t_3) \rangle \right|^2 = 0 \qquad (5.171)$$

lorsque $i \neq j$ ou $i \neq k$ ou $j \neq k$

Ainsi, suivant les modèles proposés par Everett et van Fraassen, la reproductibilité du résultat de mesure s'exprime, sur le plan formel, par la prédiction de la corrélation des résultats pouvant être obtenus lors des deux mesures successives. Ces deux modèles font appel au formalisme quantique *sans le postulat de projection*, ce qui revient à dire, selon Everett et van Fraassen, *sans l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel*.

Pour autant, est-il raisonnable d'abandonner le postulat de projection comme le préconisent les partisans des interprétations everettiennes ou modales ? Certes, l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel conduit au problème de la mesure[3], et pour cette raison, il semble souhaitable de l'écarter. Mais contrairement à ce que suggèrent de nombreux spécialistes de la mécanique quantique, cette hypothèse n'est pas équivalente au postulat de projection. De notre point de vue, il convient de distinguer l'*opération formelle* associée au postulat de projection de l'*interprétation* possible de cette opération formelle. De fait, l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel correspond à l'interprétation la plus répandue. Et pour cause, telle est l'interprétation que von Neumann a donnée du postulat de projection. Elle se retrouve donc dans la formulation standard de la mécanique quantique.

---

1. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, p. 9 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 227.
2. Everett, H., "The Theory of the Universal Wave Function", *op. cit.*, p. 10 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 200.
3. *Cf. supra*, Chapitre 2.

Cependant, il est également possible de défendre une interprétation *pragmatiste* de l'opération formelle associée au postulat de projection, une interprétation consistant uniquement à expliciter sa *fonction* dans l'activité de recherche en microphysique. Pour tenter de déterminer s'il est raisonnable de se passer du postulat de projection, cherchons à mettre en lumière la fonction de l'opération formelle associée au postulat de projection. Nous suivons ainsi Jean-Marc Lévy-Leblond qui écrit, dans l'introduction d'un ouvrage collectif intitulé "Quantum Theory without Reduction" :

> La question ici n'est pas de rejeter la réduction du vecteur d'état [*i.e.* le postulat de projection], mais plutôt de la justifier en « réduisant » son statut fondamental à un statut auxiliaire : non plus un axiome, mais une recette – une recette des plus utiles[1].

Dans la pratique, c'est au terme d'une mesure que l'on applique le postulat de projection. Reprenons l'exemple discuté précédemment. Appliquer le postulat de projection au terme de la première mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ consiste à effectuer une opération formelle qui se décompose en deux étapes[2] : (*i*) il s'agit de *projeter* $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle$, *i.e.* le vecteur d'état initial associé au système $S$ (à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure), sur le sous-espace de Hilbert engendré par le vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$ associé à la valeur propre $a_k$, obtenue comme résultat de la mesure, et (*ii*) de *renormaliser* le nouveau vecteur. Projeter $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle$ sur le sous-espace de Hilbert engendré par le vecteur propre $\left| a_k \right\rangle$ consiste à lui appliquer le projecteur $\hat{P}_{\left| a_k \right\rangle} = \left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right|$. L'application du postulat de projection donne ainsi le nouveau vecteur d'état pouvant être associé au système $S$, à l'instant $t_2$, au terme de la première mesure :

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \frac{\hat{P}_{\left| a_k \right\rangle} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \psi^S(t_1) \right| \hat{P}_{\left| a_k \right\rangle} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle}} = \frac{\left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle}{\sqrt{\sum_{j=1}^{N} c_j^* \left\langle a_j \right| \left| a_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle}} = \left| a_k \right\rangle \qquad (5.172)$$

1. Lévy-Leblond, J.-M., "Introduction: Where is the Problem ?", in: Cini, M. and Lévy-Leblond, J.-M. (eds.), *Quantum Theory without Reduction*, Bristol: Adam Hilger, 1990, p. 2.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.1. À propos de cette opération formelle, *cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, p. 221.

où $\frac{1}{\sqrt{\left\langle \psi^S(t_1) \middle| \hat{P}_{|\, a_k \,\rangle} \middle| \psi^S(t_1) \right\rangle}}$ est le facteur de normalisation. Dans le cas présent, appliquer le postulat de projection revient à remplacer le vecteur d'état associé au système *S*, immédiatement avant la mesure, par un vecteur d'état égal au vecteur propre associé à la valeur propre obtenue comme résultat de la mesure. Par suite, le nouveau vecteur d'état fait indirectement référence au résultat qui a été constaté à l'issue de la mesure. Cela signifie que le postulat de projection permet d'incorporer dans le formalisme des espaces de Hilbert la connaissance empirique acquise par le biais du constat du résultat d'une mesure.

Dès 1927, avant que von Neumann ne formule le postulat de projection, Born et Heisenberg ont mis l'accent sur cette modification du formalisme quantique qui fait suite à une mesure et que permet d'opérer le postulat de projection : « Chaque nouvelle expérience met à la place des fonctions de probabilité valables jusqu'alors de nouvelles fonctions, qui correspondent au résultat de l'observation »[1]. Quant à Schrödinger, il écrivait en 1935 : « Lors de chaque mesure, on est contraint de supposer que la fonction $\psi$ ( = le catalogue des prédictions) subit une modification, assez brutale, qui dépend du *résultat fourni par la mesure* […] »[2]. Il est question ici de l'opération formelle correspondant au postulat de projection et non de l'éventuelle interprétation réaliste qui lui serait adjointe – celle de la réduction de l'état physique actuel.

Dans ces deux citations, Born et Heisenberg ainsi que Schrödinger insistent sur le rôle de la mécanique quantique comme structure prédictive : ils identifient la fonction d'onde (ou plus généralement le vecteur d'état) à une « fonction de probabilité » ou à un « catalogue de prédictions ». À cet égard, prendre acte dans le formalisme quantique de l'information acquise à travers le constat du résultat d'une mesure consiste à réviser la structure prédictive, plutôt qu'à décrire un processus physique. C'est précisément ainsi qu'il faut comprendre, dans le cadre de notre approche pragmatiste, la fonction du postulat de projection.

Rendons ce point plus clair. Nous avons vu qu'un vecteur d'état permet de calculer les probabilités de survenue des différents résultats qui peuvent survenir au terme de n'importe quelle mesure pouvant être réalisée à la suite d'une certaine préparation[3]. Or, une mesure accompagnée d'un résultat donné est équivalente à une certaine préparation, laquelle diffère

1. Born, M. et Heisenberg, W., « La mécanique des quanta », *op. cit.*, p. 173.
2. Schrödinger, E., *Physique quantique et représentation du monde*, *op. cit.*, pp. 109-110.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 5.6.6.

de celle qui précédait la mesure – la nouvelle préparation se caractérisant par de nouvelles conséquences observables potentielles. Le vecteur d'état qui caractérisait la préparation avant la mesure n'est donc plus adéquat pour caractériser la nouvelle préparation que constitue la mesure assortie du résultat constaté. Il ne permet pas de calculer les probabilités de survenue des différents résultats qui peuvent survenir au terme de n'importe quelle mesure pouvant être réalisée à la suite de la nouvelle préparation. À ce vecteur d'état, il faut en substituer un nouveau qui tient compte du résultat obtenu. C'est ce que le postulat de projection permet de faire. Celui-ci sert à remettre à jour le formalisme des espaces de Hilbert, au terme d'une mesure, afin qu'il soit possible de calculer les probabilités de survenue des différents résultats qui peuvent survenir au terme de n'importe quelle mesure pouvant être réalisée à la suite de la première mesure. Michel Bitbol soutient en ce sens que « la réduction du vecteur d'état [il faut comprendre ici : l'application du postulat de projection] est une prescription d'origine empirique imposée au fonctionnement de l'outil prédictif »[1]. En d'autres termes, le postulat de projection permet au formalisme des espaces de Hilbert de remplir la **fonction pragmatique $F_7$**.

L'usage du postulat de projection, dans cette perspective pragmatiste, n'implique nullement une adhésion à l'idée de la réduction de l'état physique actuel du système étudié. Ce point a été souligné par Ulrich Mohrhoff. D'une manière peut-être un peu brutale, il écrit :

> Il va de soi que s'il y *a* un fait [en anglais : "*matter of fact*"] à partir duquel [l'un des $\{|\, a_i \,\rangle\}$] peut être inféré, et si ce fait est pris en compte, la base correcte pour de nouvelles inférences conditionnelles est [soit $|\, a_1 \,\rangle$, soit $|\, a_2 \,\rangle$,…, ou soit $|\, a_N \,\rangle$], en fonction de celui [des $\{|\, a_i \,\rangle\}$] qui peut être inféré. Ce truisme correspond à l'entier contenu du postulat de projection. Il n'y a pas de changement correspondant d'un état physique actuel[2].

Dans l'exemple précédent de la reproductibilité du résultat d'une mesure, l'application du postulat de projection, au terme de la première mesure, à l'instant $t_2$, consiste à prendre acte du résultat obtenu, lequel correspond à une valeur propre de $\hat{A}$, disons la valeur $a_k$, en substituant au vecteur d'état (5.162) le nouveau vecteur d'état :

$$|\, \psi^S(t_2) \rangle = |\, a_k \,\rangle \tag{5.173}$$

1. Bitbol, M., *Mécanique* quantique, *op. cit.*, p. 220.
2. Mohrhoff, U., "What Quantum Mechanics is Trying to Tell Us", *American Journal of Physics* **68** (2000), p. 733.

où $\left| a_k \right\rangle$ est le vecteur propre associé à la valeur propre $a_k$. Si l'on tient à décrire les appareils de mesure $M_1$ et $M_2$ en termes quantiques, à la manière de van Fraassen, alors l'application du postulat de projection, au terme de la première mesure, revient à substituer au vecteur d'état (5.169) le nouveau vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S+M_1+M_2}(t_2) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \otimes \left| d_P \right\rangle \tag{5.174}$$

Nous voyons immédiatement que les prédictions concernant les résultats d'éventuelles mesures à venir sur les systèmes *S*, $M_1$ et $M_2$ sont différentes si elles sont dérivées de ce vecteur d'état (5.174) *ou* du vecteur d'état (5.169) où le postulat de projection n'a pas été appliqué. Or, c'est le vecteur d'état (5.174) qui permet de faire les prédictions probabilistes adéquates concernant les différents résultats qui peuvent survenir au terme de n'importe quelle mesure pouvant être réalisée à la suite de cette première mesure. Seul le vecteur d'état (5.174) permet de faire des prédictions qui, statistiquement, sont corroborées par l'expérience.

Considérons, par exemple, une observable *F* pouvant être mesurée sur le système *S*, qui est incompatible avec *A* et qui est représentée par un opérateur $\hat{F}$ défini sur l'espace de Hilbert $H^S$ et dont les vecteurs propres et les valeurs propres sont respectivement $\{\left| f_j \right\rangle\}$ et $\{f_j\}$, avec $j = 1,...,N$. Le vecteur d'état (5.169) peut se réécrire :

$$\left| \psi^{S+M_1+M_2}(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left( \sum_{j=1}^{N} u_{ji} \left| f_j \right\rangle \right) \otimes \left| b_i \right\rangle \otimes \left| d_P \right\rangle \tag{5.175}$$

où les $\{u_{ji}\}$ sont des nombres complexes déterminés par l'opérateur unitaire $\hat{U}$ qui transforme la base $\{\left| a_i \right\rangle\}$ en la base $\{\left| f_j \right\rangle\}$. Quant au vecteur d'état (5.174), il peut se réécrire :

$$\left| \psi^{S+M_1+M_2}(t_2) \right\rangle = \sum_{j=1}^{N} u_{jk} \left| f_j \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \otimes \left| d_P \right\rangle \tag{5.176}$$

Les prédictions concernant les résultats de la mesure éventuelle de l'observable *F* sur le système *S* sont différentes si elles sont dérivées de ce vecteur d'état (5.176) *ou* du vecteur d'état (5.175). Il s'avère que seul le vecteur d'état (5.176) permet de faire des prédictions corroborées par l'expérience.

Sans différencier le postulat de projection de l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel, David Albert a donné un exemple équivalent pour défendre l'idée selon laquelle le postulat de projection n'est pas superflu sur le plan prédictif, exemple que rapporte van Fraassen : « si [une] transition [acausale] s'effectue [du vecteur d'état (5.169) au vecteur

d'état (5.174), conformément au postulat de projection], alors une mesure de l'observable représentée par la projection sur le sous-espace [de Hilbert engendré par le vecteur d'état (5.169)] est certaine de fournir la valeur 1 avant la transition, et non après »[1]. Suivant Albert, cette prédiction, qui peut être soumise à des tests expérimentaux, confirme le fait que le postulat de projection véhicule un contenu empirique, contrairement à ce que soutient van Fraassen[2].

Soulignons, en particulier, que le vecteur d'état (5.173) – obtenu par l'application du postulat de projection – permet de prédire que le résultat de la seconde mesure de l'observable *A* sur le même système *S* sera à nouveau $a_k$. Le vecteur d'état (5.170), quant à lui, nous permet seulement d'inférer que cette seconde mesure produira *le même résultat* que la première. Dans le modèle d'Everett, comme dans celui de van Fraassen, où le postulat de projection est mis à l'index, il se révèle impossible de prédire avec certitude quel sera *le résultat particulier* de la seconde mesure. Pour ce faire, chacun des deux modèles doit inclure une opération formelle supplémentaire.

Dans le modèle d'Everett, si un physicien obtient le résultat $a_k$ au terme de la première mesure, cela signifie qu'il a fait une expérience « subjective »[3] particulière décrite par le $k^{\text{ième}}$ terme de la superposition (5.165). Pour faire des prédictions concernant l'expérience subjective qu'il fera lors d'une éventuelle seconde mesure à venir, ce physicien doit alors *sélectionner* le $k^{\text{ième}}$ terme de la superposition (5.165) et le *renormaliser*. Certes, suivant Everett, seul le vecteur d'état (5.165) donne une description « objective »[4] de la situation en question. Mais sur le plan prédictif, pour un physicien donné, l'opération formelle de la sélection-renormalisation d'un terme particulier de la superposition (5.165) est requise. Mais rien ne distingue cette opération formelle de celle qui est associée au postulat de projection. Par conséquent, même si l'on se place dans le cadre de l'interprétation d'Everett, on doit admettre qu'un physicien applique toujours *en pratique* le postulat de projection. Celui-ci ne s'en tient jamais au point de vue dit « objectif » qui exclut le postulat de projection. La

1. Van Fraassen, *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 252.
2. *Ibid.*, pp. 250-257. Nous pouvons remarquer, comme le fait Adrian Heathcote, que van Fraassen évoque l'argument d'Albert sans véritablement lui apporter de réponse (Heathcote, A., "Quantum Mechanics" (review of van Fraassen's book), *op. cit.*, p. 71).
3. *Cf. supra*, Sous-Section 3.8.2.
4. *Idem*.

description « objective » de la mesure est donc superflue ou inutile pour le physicien dans la pratique.

Dans le modèle de van Fraassen, si nous obtenons le résultat $a_k$ au terme de la première mesure, cela ne signifie pas que le vecteur d'état (5.169) se soit réduit subitement au vecteur d'état (5.174) – *i.e.* il n'y a pas de réduction de l'état physique du système composé $S + M_1$ –, cela signifie uniquement que le résultat $a_k$ est survenu de manière indéterministe[1]. Pour faire des prédictions empiriquement adéquates, il est besoin, par exemple (comme l'évoque Michael Dickson[2]), de *conditionaliser* les probabilités calculées (les probabilités de survenue des résultats d'une éventuelle seconde mesure à venir) sur la survenue du résultat $a_k$ lors de la première mesure. Cette opération formelle peut, elle aussi, être tenue pour équivalente à celle associée au postulat de projection. Pour cette raison, Dickson écrit :

> Affirmer que [le vecteur d'état] n'est pas réduit, mais que celui-ci, *lorsqu'*il est utilisé pour calculer une probabilité, doit d'abord être « conditionalisé » sur l'histoire des événements qui sont survenus (*i.e.* être réduit), cela revient simplement à nier l'expression « postulat de projection »[3].

De l'avis de Dickson, pour être adéquate sur le plan prédictif, toute interprétation de type modale doit faire appel au postulat de projection, ce dernier pouvant prendre diverses formes[4].

À cet égard, signalons que Dennis Dieks, qui a plaidé lui aussi pour une interprétation modale, déclare, dans l'un de ses articles, ne pas avoir « besoin du postulat de projection »[5]. Mais il présente ensuite, dans le même article, une procédure de conditionalisation des probabilités, comme celle évoquée ci-dessus, puis concède finalement que « l'interprétation modale justifie l'usage du postulat de projection comme un outil de calcul simplificateur »[6].

Il ne semble donc pas raisonnable d'abandonner le postulat de projection comme le préconisent les partisans des interprétations everettiennes ou modales (à l'exception de Dickson). Dans le cas particulier de la reproductibilité d'un résultat de mesure, le formalisme quantique *sans postulat de projection* n'est pas suffisant pour déterminer, à la suite de la

1. Sur l'idée de l'indéterminisme de la survenue du résultat de mesure, par contraste avec l'indéterminisme de l'évolution du vecteur d'état, dans les interprétations modales, *cf.* : *supra*, Sous-Section 3.7.2.
2. Dickson, M., "Is There *Really* No Projection Postulate in the Modal Interpretation?", *op. cit.*, p. 209.
3. *Idem*.
4. *Ibid.*, p. 208.
5. Dieks, D., "Modal Interpretation of Quantum Mechanics, Measurements, and Macroscopic Behaviour", *op. cit.*, p. 2291.
6. *Ibid.*, p. 2293.

première mesure, le résultat particulier qui va survenir lors de la seconde mesure. L'opération formelle associée au postulat de projection, ou une opération formelle équivalente, s'avère nécessaire. De notre point de vue, rien ne nous contraint d'interpréter cette opération formelle comme décrivant un processus physique. Elle doit être dissociée, selon nous, de l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel du système étudié, laquelle ne constitue qu'une interprétation possible du postulat de projection. Alors que l'hypothèse de la réduction peut être écartée en raison des problèmes d'interprétation qu'elle engendre, le postulat de projection, sous une forme ou une autre, doit être maintenu en raison de la fonction essentielle qu'il permet de remplir sur le plan prédictif.

### *5.10.3 Les corrélations de l'expérience EPR*

Le traitement d'une expérience de type EPR présente une similarité formelle avec le traitement du phénomène de la reproductibilité d'un résultat de mesure. Dans la présentation que nous avons faite de cette expérience, aux Sous-Sections 2.3.2 et 4.7.1, il est question d'un système $S$ composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ qui, entre l'instant $t_1$ et l'instant $t_2$, interagissent l'un avec l'autre, puis se séparent et se situent, à l'instant $t_3$, dans deux régions d'espace-temps spatialement séparées, notées respectivement $R_1$ et $R_2$. En raison de l'interaction initiale entre $S_1$ et $S_2$, le vecteur d'état associé à $S_1 + S_2$, à l'instant $t_3$, n'est pas factorisable dans le cas général. Nous avons admis que ce dernier se formule de la façon suivante :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_3) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \otimes \left| b_i \right\rangle \tag{5.177}$$

où les $\{\left| a_i \right\rangle\}$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable $A$ pouvant être mesurée sur le sous-système $S_1$, les $\{\left| b_i \right\rangle\}$ les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{B}$ qui représente l'observable $B$ pouvant être mesurée sur le sous-système $S_2$, et les $\{c_i\}$ des nombres complexes.

De même que le formalisme quantique permet de prédire la reproductibilité d'un résultat de mesure, de même permet-il de prédire la corrélation des résultats de certaines mesures effectuées sur deux systèmes séparés dans l'espace. Dans le cas de l'expérience EPR, le vecteur d'état (5.177) permet en effet de prédire que, si nous réalisons conjointement la mesure de l'observable $A$ sur $S_1$ et la mesure de l'observable $B$ sur $S_2$, à l'instant $t_3$, les

résultats obtenus seront corrélés – *i.e.* si le résultat de la mesure de l'observable $A$ sur $S_1$ est $a_k$, nous pouvons prédire avec certitude que le résultat de la mesure de l'observable $B$ sur $S_2$ sera $b_k$. Il suffit de voir, *a contrario*, que la probabilité d'obtenir les valeurs $a_i$ et $b_j$ avec $i \neq j$, à l'instant $t_3$, est nulle. Suivant la règle de Born, nous avons :

$$p(a_i, b_j) = \left| \langle a_i | \otimes \langle b_j | \psi^{S_1+S_2}(t_3) \rangle \right|^2 = 0 \quad \text{lorsque} \quad i \neq j \qquad (5.178)$$

Il est à signaler que l'existence de telles corrélations – prédites au moyen du formalisme quantique – est corroborée expérimentalement.

Rappelons pourquoi, dans le cas de l'expérience EPR, l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel du système étudié pose problème[1]. Cette hypothèse implique que la mesure de l'observable $A$ sur $S_1$ modifie de manière instantanée non seulement l'état physique actuel de $S_1$, mais aussi celui de $S_2$. Étant donné que $S_1$ et $S_2$ se situent dans deux régions d'espace-temps $R_1$ et $R_2$ qui sont spatialement séparées, cela signifie que la mesure de l'observable $A$ sur $S_1$ a un effet instantané à distance – un effet *non-local* – sur $S_2$. Or, comme nous l'avions souligné à la Sous-Section 2.3.2, cette hypothèse de non-localité est en contradiction avec la théorie de la relativité restreinte.

Van Fraassen souligne, à juste titre, que l'on est conduit à supposer qu'il existe des effets instantanés à distance lorsque l'on adopte l'interprétation standard de Dirac et von Neumann et que l'on accepte ce faisant l'hypothèse de la réduction[2]. S'il n'insiste pas sur le conflit de l'idée d'action instantanée à distance avec la théorie de la relativité restreinte, en revanche, il fait remarquer que cette idée n'est pas « vérifiable empiriquement »[3]. À supposer que l'existence de corrélations entre les résultats de mesures dans l'expérience EPR constitue un « mystère » et appelle à une « explication » (ce que van Fraassen, en réalité, réfute), l'idée d'action instantanée à distance ne ferait qu'« ajoute[r] un mystère au mystère »[4]. Telle est l'une des raisons qui incite van Fraassen à écarter l'hypothèse de la réduction et avec elle l'opération formelle associée au postulat de projection (dans la mesure où il ne dissocie pas les deux).

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.2.
2. Van Fraassen, *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 364-365.
3. *Ibid.*, pp. 366-367.
4. *Ibid.*, p. 374.

Cependant, le problème qui se posait dans le cas de la reproductibilité du résultat de mesure se pose à nouveau ici. Pour prédire la *corrélation* des résultats obtenus lorsque nous réalisons conjointement la mesure de l'observable *A* sur $S_1$ et celle de l'observable *B* sur $S_2$, nous pouvons effectivement nous passer du postulat de projection. Mais lorsque nous voulons prédire, à partir du résultat de l'une des deux mesures, *le résultat particulier* de l'autre mesure, l'opération formelle associée au postulat de projection, ou une opération formelle équivalente, s'avère indispensable. Admettons par exemple, comme dans la Sous-Section 2.3.2, qu'à l'instant $t_3$, la mesure de l'observable *A* soit effectuée sur le sous-système $S_1$ et fournisse comme résultat la valeur $a_k$. Si nous appliquons le postulat de projection, le vecteur d'état que nous devons associer à $S_1 + S_2$ au terme de la mesure, à l'instant $t_4$, s'écrit :

$$\left| \psi^{S_1+S_2}(t_4) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \tag{5.179}$$

Ce vecteur d'état est factorisable, de sorte qu'à l'instant $t_4$, nous pouvons associer aux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ les vecteurs d'état :

$$\left| \psi^{S_1}(t_4) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \tag{5.180}$$

$$\left| \psi^{S_2}(t_4) \right\rangle = \left| b_k \right\rangle \tag{5.181}$$

Le vecteur d'état (5.179) permet de prédire que, si la mesure de l'observable *B* est effectuée sur le sous-système $S_2$ à l'instant $t_4$, celle-ci fournira avec certitude comme résultat la valeur $b_k$. Une telle prédiction, qui est corroborée par l'expérience, ne peut être faite sans l'application du postulat de projection, ou d'une opération formelle équivalente (telle que la conditionalisation des probabilités). Le cas des expériences de type EPR montre donc, lui aussi, pourquoi le postulat de projection doit être dissocié de son interprétation possible en terme de la réduction de l'état physique actuel du système étudié, et pourquoi seule cette interprétation doit être écartée.

## 5.11 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une justification pragmatiste de la mécanique quantique. La première étape a consisté à donner une définition pragmatique aux différents termes employés par les physiciens dans le cadre d'une expérience en microphysique, à savoir les termes tels que « préparation », « mesure », « observable » ou « système ». Lors de la seconde étape, nous avons explicité les 7 fonctions pragmatiques que toute théorie doit

remplir pour assurer le succès de l'activité de recherche des physiciens en microphysique. Lors de la troisième étape, nous avons cherché à montrer que seul le formalisme de la mécanique quantique permet de remplir exactement ces fonctions pragmatiques.

Pour accomplir cette troisième étape, nous avons mis en lumière la contribution de chacune des composantes de la mécanique quantique. Le formalisme des espace de Hilbert permet de caractériser de manière synthétique une certaine préparation ($F_1$). Il permet, de plus, de déterminer de manière *a priori*, pour toute mesure pouvant être réalisée à la suite de cette préparation, l'ensemble de ses résultats possibles ($F_2$), ainsi que la probabilité de leur survenue respective ($F_3$). L'opération du produit tensoriel permet de traiter le cas d'une préparation qui met en jeu un système composé de plusieurs sous-systèmes ($F_4$). L'équation de Schrödinger permet de préserver le pouvoir prédictif du formalisme lorsque la phase intermédiaire entre la préparation et la mesure est de durée non nulle ($F_5$). L'opérateur densité permet de rendre compte de situations où les physiciens n'ont qu'une connaissance incomplète de la préparation qu'ils ont réalisée ($F_6$). Quant à l'opération formelle associée au postulat de projection (qu'il convient de dissocier clairement de son interprétation possible en terme de réduction de l'état physique actuel du système étudié), elle permet de prendre acte du résultat d'une mesure en remettant à jour le formalisme prédictif ($F_7$).

En outre, il s'agissait de voir que tout changement du formalisme quantique a pour conséquence que les 7 fonctions pragmatiques ne peuvent pas toutes être remplies, ou que le formalisme se charge d'une structure formelle de surplus. Il est apparu, par exemple, que le formalisme des espaces vectoriels définis sur les *nombres réels* ne permet pas de faire des prédictions relativement à toutes les observables de spin selon une certaine direction, ou que le formalisme des espaces vectoriels définis sur les *quaternions* introduit une capacité formelle inexploitée. Nous avons fait remarquer qu'une seconde équation d'évolution, telle que l'équation de guidage de la mécanique bohmienne, dote le formalisme d'une structure qui ne remplit aucune fonction pragmatique. Enfin, nous avons vu pourquoi le rejet du postulat de projection, ou de toute opération formelle équivalente (telle que la conditionalisation des probabilités), retire au formalisme quantique son pouvoir prédictif.

# Chapitre 6
# Le problème de la mesure revisité

## 6.1 Introduction

Dans ce chapitre, le problème de la mesure sera reconsidéré à la lumière de l'approche pragmatiste. Au lieu de chercher à décrire l'évolution de l'état physique actuel du système sur lequel porte la mesure, nous allons nous focaliser sur ce que les physiciens font en pratique lors d'une mesure. L'idée d'une rupture entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure* sera avancée (Section 6.2). Nous verrons comment ces deux phases délimitent les frontières du *possible* et de l'*actuel*.

Nous allons ensuite nous penchés sur la manière dont les appareils de mesure ainsi que les résultats de mesure peuvent être décrits (Section 6.3). Cette description fait-elle appel à la *physique classique* ou à la *logique classique* ? Nous verrons si la première alternative, d'abord défendue par Bohr puis reprise par de nombreux physiciens, est tenable.

Il s'agira également d'expliquer pourquoi, entre la phase qui précède la réalisation d'une mesure et celle qui la suit, le statut des probabilités change (Section 6.4). La distinction entre probabilités *réductibles* et probabilités *irréductibles* sera utile dans ce contexte.

Notre objectif sera alors de montrer pourquoi le problème de la mesure peut être considéré comme dissout (Section 6.5). À cette fin, les différents sous-problèmes qui composent le problème de la mesure devront être réexaminés.

## 6.2 Prédiction théorique et constat du résultat de mesure

### *6.2.1 La mesure dans le contexte de la pratique scientifique*

Suivant le réalisme scientifique, une théorie acceptée par la communauté des physiciens est une théorie qui offre une représentation (approximativement) adéquate du monde tel qu'il est en lui-même[1]. De ce point de vue, il devrait être possible, au moyen de la mécanique quantique, de décrire l'évolution de l'état physique actuel d'un système lorsque celui-ci interagit avec un appareil de mesure. Cependant, le problème de la mesure ruine cette ambition[2]. Plus généralement, les preuves de la contextualité montrent qu'il n'est pas possible de décrire l'évolution de l'état physique actuel d'un système si on le dissocie du contexte expérimental dans lequel il se trouve, en particulier, si on le considère indépendamment des appareils de mesure avec lesquels il interagit [3].

Suivant le cadre de pensée pragmatiste mis en place au Chapitre 4, notre attention doit se tourner vers la *pratique*. Au lieu de chercher à décrire l'évolution de l'état physique actuel d'un système dans le contexte d'une mesure, nous proposons de nous pencher sur *ce que les physiciens font concrètement lors d'une mesure*. À la Section 5.4, nous avons distingué quatre phases caractérisant une expérience en microphysique : la préparation, la phase intermédiaire, la mesure et la phase du constat du résultat de mesure.

Nous avons vu que les physiciens, lors de la *préparation*, effectuent une série de manipulations (la connaissance qu'ils ont des conséquences observables potentielles de cette série de manipulations peut être exprimée de manière synthétique soit par un vecteur d'état, soit par un opérateur densité). Nous avons également indiqué que, lors de la *mesure*, les physiciens effectuent une série de manipulations qui se solde par la survenue d'un résultat (la connaissance qu'ils ont des conséquences observables potentielles de cette série de manipulations leur permet de dire qu'ils ont réalisé la mesure d'une certaine observable, laquelle peut être représentée par un certain opérateur dont les valeurs propres donnent les résultats possibles de l'observable).

1. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.1.
2. *Cf. supra*, Section 2.6.
3. *Cf. supra*, Section 4.7.

En revanche, il n'a pas été question de l'activité des physiciens lors de la *phase intermédiaire* et lors de la *phase du constat du résultat de mesure*. C'est ce que nous nous proposons d'examiner dans ce qui suit.

### *6.2.2 La phase de la prédiction théorique*

Considérons une certaine préparation $\mathcal{P}$, dont les physiciens ont une connaissance complète[1]. Ils peuvent alors caractériser cette préparation de façon synthétique au moyen d'un vecteur d'état, disons $\left| \psi^S(t_1) \right\rangle$, où *S* désigne le système étudié et $t_1$ l'instant qui marque la fin de la préparation[2]. Admettons que les physiciens envisagent de réaliser une mesure sur *S* à l'instant $t_2$. Faisons l'hypothèse que cet instant $t_2$ ne suit pas immédiatement l'instant $t_1$, c'est-à-dire qu'entre la préparation et la mesure, il y a une *phase intermédiaire de durée non-nulle*. En quoi consiste l'activité des physiciens durant cette phase intermédiaire[3] ?

Ayant en vue la réalisation d'une certaine mesure, disons la mesure de l'observable *A*, les physiciens peuvent faire des *prédictions* concernant le résultat que produira cette mesure. Plus précisément, *au moyen du formalisme de la mécanique quantique*, ils peuvent déterminer quels sont les résultats qui peuvent survenir et quelle est la probabilité de survenue de chacun de ces résultats possibles. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les résultats qui peuvent survenir au terme de la mesure de l'observable *A* correspondent aux valeurs propres

1. Nous avons défini ce qu'est la « connaissance complète » d'une préparation à la Sous-Section 5.4.1.
2. Pour simplifier la discussion, nous considérons, dans ce chapitre, une préparation pouvant être caractérisée par un vecteur d'état qui est défini relativement à une *ECOC* se réduisant à une seule observable (*cf. supra*, Sous-Section 5.6.6). Les valeurs possibles de cette observable, ou de toute observable incompatible avec cette observable, seront donc toutes non-dégénérées.
3. Avant de réaliser une préparation, les physiciens ont le choix de réaliser toutes sortes de préparations. La discussion qui suit repose sur l'hypothèse qu'une certaine préparation $\mathcal{P}$ est réalisée à l'instant $t_1$. Pour que la réalisation de cette préparation ne soit pas une possibilité mais un fait, il convient de se situer *après* et non avant l'instant $t_1$. C'est pourquoi, nous supposerons, dans ce chapitre, que la durée de la phase intermédiaire est arbitrairement longue, de telle sorte que les physiciens ont le temps, avant l'instant $t_2$ de la mesure, de faire des calculs qui tiennent compte de la préparation qui est effectivement réalisée. (Signalons toutefois qu'en pratique, la phase intermédiaire entre une préparation et une mesure est souvent de durée très courte. Les physiciens font donc généralement ces calculs *avant* de réaliser cette préparation.)

$\{a_i\}$ de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente cette observable $A$. Pour calculer la probabilité $p(a_i)$ de survenue de chaque résultat possible $a_i$, les physiciens doivent alors :

(*i*) calculer le vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$ associé à $S$ à l'instant $t_2$ immédiatement avant la mesure, *via* l'équation de Schrödinger, ou de manière équivalente *via* l'opérateur d'évolution :

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \hat{U}_{t_1 \to t_2} \left| \psi^S(t_1) \right\rangle \tag{6.1}$$

(*ii*) décomposer ce vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$ sur la base des vecteurs propres $\{ \left| a_i \right\rangle \}$ de l'opérateur $\hat{A}$ :

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{6.2}$$

où les $\{c_i\}$ sont des nombres complexes,

(*ii*) puis appliquer la règle de Born pour chacun des résultats $\{a_i\}$ possibles :

$$p(a_i) = \left| \left\langle a_i \middle| \psi^S(t_2) \right\rangle \right|^2 = \left| c_i \right|^2 \tag{6.3}$$

Durant la phase intermédiaire, l'activité des physiciens est donc de nature *théorique*. Elle correspond à ce que nous pouvons appeler « la phase de la prédiction théorique ». Il nous faut insister ici sur deux points. Premièrement, durant cette phase, le formalisme de la mécanique quantique est mobilisé par les physiciens pour faire des prédictions à propos d'un ensemble de résultats de mesure *possibles*, c'est-à-dire à propos d'un ensemble de résultats de mesure qui *peuvent* devenir actuels – ces possibilités étant évaluées numériquement par le biais de probabilités. Mais dans le cas général, la mécanique quantique ne permet pas de déterminer *lequel* de ces résultats sera *actuel* au terme de la mesure.

Le fait que la mécanique quantique ne permet pas de déterminer quel *résultat* particulier va devenir actuel *au terme d'une certaine mesure à venir* signifie que cette théorie ne permet pas de déterminer quel *événement physique* particulier va survenir *à un instant donné du futur*. La mécanique quantique ne peut donc satisfaire l'ambition des partisans du réalisme scientifique qui cherchent à obtenir une description *complète* des événements physiques qui surviennent dans le monde, c'est-à-dire une description de *tous* les événements physiques, ceux qui sont survenus dans le passé, ceux qui surviennent dans le présent et ceux qui vont survenir dans le futur.

Pour cette raison, certains spécialistes de la mécanique quantique, pourtant favorables à un cadre de pensée réaliste, pensent que les événements physiques sortent du domaine d'application de la mécanique quantique, qu'ils correspondent à des entités ne pouvant être décrites par le biais de cette théorie. Par exemple, Josef Jauch écrit :

> L'une des principales difficultés de l'épistémologie de la mécanique quantique est que cette théorie est apparemment inappropriée pour décrire les événements. Le fait qu'il y ait des systèmes qui n'admettent pas des états sans dispersion conduit aux inévitables et irréductibles compte-rendus probabilistes concernant certains événements. De tels événements peuvent être les mesures associées à des expériences « oui-non ». […] L'occurrence individuelle d'un tel phénomène se trouve alors complètement en dehors du champ de la théorie ; ce ne sont que les probabilités pour de tels événements que notre description de l'état peut prendre en compte[1].

Cette conclusion apparaît toutefois excessive. Qu'une théorie ne permette pas de prédire avec certitude la survenue d'un événement ne signifie pas que cette théorie ne fournit pas les concepts pour décrire cet événement. Comme le fait remarquer Bas van Fraassen, à l'encontre de Jauch, les événements « ne peuvent être entièrement en dehors du champ [de la mécanique quantique], puisque les événements sont certainement décrits si nous pouvons leur assigner des probabilités »[2]. Et de fait, c'est au moyen des concepts de la mécanique quantique que les physiciens font référence à ces événements[3].

Il n'en reste pas moins que la mécanique quantique ne nous permet pas d'anticiper les événements physiques qui surviennent *en acte*. Le domaine d'application de cette théorie se limite à celui du *possible*. Ce point est mis en avant par van Fraassen :

> L'état [représenté par le vecteur d'état] délimite ce qui peut ou ne peut pas survenir, et avec quelle probabilité c'est le cas – il délimite la possibilité, l'impossibilité et la probabilité de survenue – mais il ne dit pas ce qui survient actuellement[4].

Citons également Roland Omnès :

> Puisque la théorie quantique est probabiliste, ce qui est obtenu [au niveau théorique] ne peut traiter que d'une possibilité, et ne peut rien dire sur l'actualité[5].

---

1. Jauch, J., *Foundations of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 173.
2. Van Fraassen, *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 279. Van Fraassen se réfère à la citation donnée ci-dessus de Jauch.
3. Sur ce point, *cf.* : *infra*, Sous-Section 6.2.3.
4. *Idem*.
5. Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 304. *Cf.* aussi : *ibid.*, pp. 341 et 492.

Ou encore, comme le soutient Ulrich Mohrhoff, « le vecteur d'état sert à assigner des probabilités à des possibilités ; il ne nous autorise pas à faire des inférences sur les actualités »[1].

Un second point doit être précisé. Même si les physiciens ont choisi de mesurer l'observable *A*, ce choix n'a rien de définitif avant la fin de la phase intermédiaire. Durant cette phase, nous pouvons considérer que le système étudié n'est pas encore entré en interaction avec l'appareil conçu pour mesurer l'observable *A* [2]. Jusqu'à l'instant $t_2$, les physiciens ont donc la possibilité de réviser leur choix. Au final, il peuvent décider de mesurer une autre observable que *A*, et mettre en place un autre appareil de mesure que celui conçu pour la mesure de *A*. Comme nous l'avons vu au chapitre précédant, pour toute observable *B* incompatible avec *A*, il est possible de reformuler le vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$ sur la base des vecteurs propres $\{ \left| b_i \right\rangle \}$ de l'opérateur $\hat{B}$ qui représente *B* :

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} d_i \left| b_i \right\rangle \tag{6.4}$$

où les $\{ d_i \}$ sont des nombres complexes qui sont déterminés par l'opérateur unitaire qui transforme la base $\{ \left| a_i \right\rangle \}$ en la base $\{ \left| b_i \right\rangle \}$, à partir de la connaissance des $\{ c_i \}$[3]. Il est alors possible de dériver la probabilité de survenue des résultats possibles $\{ b_i \}$ de la mesure éventuelle de *B* – ces résultats possibles correspondant aux valeurs propres de l'opérateur $\hat{B}$ associées aux vecteurs propres $\{ \left| b_i \right\rangle \}$ – en appliquant la règle de Born comme suit :

$$p(b_i) = \left| \left\langle b_i \right| \psi^S(t_2) \right\rangle \Big|^2 = \left| d_i \right|^2 \tag{6.5}$$

Le vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$ permet donc de déterminer la probabilité de survenue des résultats possibles de *toute mesure* pouvant être réalisée sur le système *S* à l'instant $t_2$, à la suite de la préparation $\mathcal{P}$. Ce qui signifie que, durant la phase intermédiaire, les physiciens peuvent faire des prédictions, non pas seulement pour *l'une* des observables pouvant être mesurées, mais pour *l'ensemble* de ces observables.

---

1. Mohrhoff, U., "What Quantum Mechanics is Trying to Tell Us", *op. cit.*, p. 729
2. Ou du moins, comme on le suppose en mécanique quantique, le système étudié n'interagit pas encore *de manière significative* avec le dispositif expérimental qui est éventuellement déjà mis en place pour réaliser une mesure sur ce système. Cette interaction peut être *négligée*.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 5.6.2.

Par conséquent, le *domaine du possible* pris en charge par la mécanique quantique comporte deux niveaux : premièrement, les observables possibles, et deuxièmement, les résultats de mesure possibles pour chacune de ces observables. À ce propos, Michel Bitbol soutient :

> Le vecteur $|\psi\rangle$ décomposable indifféremment selon n'importe quel système d'axes de l'espace [de Hilbert] H, symbolise parfaitement la situation en suspens dans laquelle on se trouve aussi longtemps que les conditions expérimentales ou environnementales de l'émergence d'un ensemble d'occurrences intersubjectivement reconnaissables comme faits (à une approximation suffisante près), ne sont pas en place. Le vecteur d'état est […] doublement en retrait de l'actualité ; il l'est non seulement parce qu'il ne fixe pas celui des événements d'une gamme de possibles qui doit survenir, mais aussi parce qu'il n'inscrit en lui aucune gamme de possibles particulière[1].

Durant la phase intermédiaire, les physiciens n'ont donc pas affaire simplement à un ensemble de résultats possibles, mais à une collection d'ensembles de résultats possibles : $\{\{a_i\}, \{b_i\},\ldots\}$. Du vecteur d'état $|\psi^S(t_2)\rangle$, ils peuvent dériver une collection d'ensembles de probabilités, chaque ensemble de probabilités étant défini par rapport à la mesure d'une certaine observable.

### *6.2.3 La phase du constat du résultat de mesure*

Durant la dernière phase d'une expérience en microphysique, celle qui débute à l'instant $t_3$, l'activité des physiciens consiste à faire le constat du résultat de mesure qui est survenu *en acte*, c'est-à-dire observer ce résultat et l'exprimer au moyen d'une certaine proposition. C'est pourquoi, nous l'avons appelée « la phase du constat du résultat de mesure ». Plus précisément, pour effectuer ce constat, les physiciens doivent recourir à leurs moyens sensoriels de connaissance, tels que leurs yeux. Ces moyens sensoriels sont requis pour percevoir la position de l'aiguille indicatrice sur le cadran de l'appareil de mesure. Cette aiguille indicatrice étant un objet macroscopique, l'observation de sa position ne requiert pas d'instrument spécifique[2].

Pour que cette perception prenne la forme d'une perception *objective* – c'est-à-dire perception d'un *objet* ou d'un *événement*, et non simple perception d'un ensemble

1. Bitbol, M., *Mécanique quantique, une introduction philosophique*, *op. cit.*, pp. 157-158.
2. Mis à part éventuellement des lunettes ou d'autres instruments chargés de palier à certaines déficiences des organes sensoriels.

désorganisé de phénomènes –, il leur faut également faire appel aux moyens conceptuels de connaissance associés au langage ordinaire. Ce n'est que par l'intermédiaire de ces concepts que les physiciens peuvent avoir la perception d'un *événement expérimental*[1] comme celui du *déplacement d'une aiguille indicatrice sur une certaine position*. En tant qu'elle est objective, la perception des physiciens peut être traduite en terme d'une proposition. Cette proposition mobilise le même système conceptuel que celui qui fait de leur perception une perception objective. Ainsi les physiciens peuvent exprimer leur perception objective de l'événement expérimental survenu au terme de la mesure au moyen d'une proposition de la forme « L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure s'est déplacée dans la position $x_k$. » $(P_1)$[2].

Connaissant les conditions expérimentales de la mesure (c'est-à-dire le type d'appareils utilisés, leur fonctionnement et la manière dont ils ont été manipulés), les physiciens peuvent interpréter l'événement expérimental (qu'ils ont pu percevoir, par exemple, au moyen de leurs yeux) en terme d'un *événement physique*. Pour ce faire, ils doivent recourir aux concepts employés en mécanique quantique, c'est-à-dire les concepts propres à l'activité de recherche en microphysique. L'événement expérimental auquel il est fait référence *via* $P_1$ sera interprété en terme d'un événement physique auquel il peut être fait référence au moyen d'une proposition du type « Au terme de la mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ au moyen de l'appareil de mesure $M$, la valeur $a_k$ a été obtenue. » $(P_2)$[3]. À la Section 5.4, nous avons montré qu'il est possible de donner à ces termes une définition pragmatique.

Nous soutenons, contrairement à Christopher Fuchs et Asher Peres (qui plaident pour une interprétation strictement instrumentaliste de la mécanique quantique), que le constat du résultat de mesure ne se réduit pas à la perception d'un événement expérimental (ou « événement macroscopique »[4]) et à l'éventuel énoncé d'une proposition qui mentionne la survenue de cet événement expérimental. Il convient premièrement de remarquer que dans la pratique, les physiciens ne font pas référence simplement à des événements expérimentaux. Lorsque deux physiciens se communiquent un résultat de mesure, ils n'énoncent pas des propositions du type de $P_1$, mais bien plutôt du type de $P_2$. Dans $P_2$ (et non dans $P_1$), il est fait référence à un certain « système » et à une certaine « observable ». Or, cette référence

1. Cette notion d'« événement expérimental » a été introduite à la Sous-Section 4.2.5.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.6.2.
3. *Idem*.
4. *Cf.* la citation de Fuchs et Peres : *supra*, Introduction.

explicite n'est pas gratuite, elle apporte des précisions essentielles concernant l'expérience qui a été réalisée. Rappelons qu'un *système* est l'invariant d'un certain ensemble de préparations. De même, une *observable* est l'invariant d'un certain ensemble de mesures, etc.[1] Une proposition telle que $P_2$ véhicule un contenu de connaissance qui est affranchi des détails techniques d'une expérience particulière, et qui de ce fait, possède une signification intersubjective. *Via* une telle proposition, un physicien peut décrire l'expérience qu'il a réalisée à un physicien appartenant à un autre groupe de recherche et travaillant avec d'autres dispositifs expérimentaux (pour ce dernier une proposition telle que $P_1$ n'aurait guère de signification).

Deuxièmement, comment la mécanique quantique peut-elle être mise en relation avec l'expérience, c'est-à-dire avec les résultats de mesures, si ceux-ci sont assimilés à de simples événements expérimentaux tels que le déplacement d'une aiguille indicatrice ? Pour que les prédictions de la mécanique quantique puissent être confrontées aux résultats de mesures, il est nécessaire que ces derniers soient exprimés dans les termes propres à l'activité de recherche qui caractérise la mécanique quantique. En effet, le vecteur d'état, l'outil prédictif de la mécanique quantique, est associé à un certain « système » et porte sur les valeurs assignables aux « observables » qui peuvent être mesurées sur ce système. Une prédiction probabiliste dérivée du vecteur d'état associé à un système $S$ peut donc être corroborée ou infirmée par un événement expérimental uniquement si celui-ci correspond au résultat d'une mesure conçue pour déterminer la valeur d'une certaine observable sur le système $S$, autrement dit, uniquement si celui-ci peut être interprété en terme d'un événement physique auquel nous pouvons faire référence au moyen d'une proposition telle que $P_2$.

Si les *concepts* de la mécanique quantique sont requis pour interpréter l'événement expérimental (qui a été observé à la suite de la mesure) en terme d'un événement physique, en revanche, il n'est nul besoin de recourir aux *équations* de la mécanique quantique. L'équation qui donne les valeurs propres de l'opérateur représentant l'observable mesurée, ou celle qui donne les probabilités de survenue de ces valeurs propres comme résultat de mesure (*i.e.* la règle de Born), ne sont d'aucune utilité pour effectuer le constat du résultat devenu actuel au terme de la mesure. Il n'est pas question de faire des calculs au moyen du formalisme de la mécanique quantique. Par suite, il n'est pas non plus nécessaire d'associer un vecteur d'état au système étudié.

1. *Cf. supra*, Section 5.4.

Néanmoins, une fois qu'ils ont effectué le constat du résultat de la mesure, les physiciens peuvent faire de nouvelles prédictions à propos des mesures qu'ils pourraient éventuellement réaliser à la suite de la première mesure. Ce n'est que dans ce cas qu'il leur faut associer un vecteur d'état au système étudié (c'est-à-dire le système sur lequel a porté la première mesure et sur lequel peuvent porter ces éventuelles mesures à venir). Les physiciens se retrouvent ainsi dans la même situation que lors de la phase intermédiaire, c'est-à-dire la phase de la prédiction théorique – la première mesure jouant le rôle d'une préparation vis-à-vis de ces éventuelles mesures à venir. Du constat du résultat de la première mesure, ils peuvent alors tirer une connaissance à teneur prédictive. Par exemple, le constat exprimé par $P_2$ peut être converti en une connaissance exprimée par une proposition telle que « À la suite de la mesure de l'observable *A* sur le système *S*, le nouveau vecteur d'état $\left| \psi^S(t_3) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle$ est associé au système *S*. ». Cela revient à appliquer le postulat de projection. Il faut rappeler que celui-ci peut (et doit, selon nous) être dissocié de l'hypothèse de la réduction de l'état physique actuel du système étudié[1]. En appliquant le postulat de projection, les physiciens incorporent dans le formalisme quantique la connaissance empirique qu'ils ont acquis par le biais du constat du résultat de la première mesure. Cette remise à jour du formalisme quantique permet aux physiciens de calculer les probabilités de survenue des différents résultats possibles de n'importe quelle mesure pouvant être réalisée à la suite de la première mesure.

### *6.2.4 Les domaines du possible et de l'actuel*

Au regard des considérations précédentes (Sous-Sections 6.2.2 et 6.2.3), l'activité concrète des physiciens change singulièrement au cours d'une expérience en microphysique. Durant la phase de la prédiction théorique, les physiciens font des calculs mathématiques à l'aide du formalisme de la mécanique quantique. Ni les organes sensoriels, ni les concepts du langage ordinaire ne sont requis. Durant la phase du constat du résultat de mesure, par contre, les physiciens perçoivent ce qui est indiqué sur le cadran de l'appareil de mesure, l'interprètent et l'expriment *via* une certaine proposition. Il leur faut ainsi recourir à des moyens sensoriels et conceptuels de connaissance. Pour faire ce constat, aucun calcul ne doit être effectué, plus précisément aucun calcul faisant appel au formalisme quantique. Entre les deux phases, il y a donc un changement radical au niveau de la *pratique*, c'est-à-dire au niveau de *ce que font* les physiciens.

1. *Cf. supra*, Section 5.10.

Ce changement au niveau de la pratique se traduit, pour les physiciens, par un accès différent au monde. Lors de la phase de la prédiction théorique, aucune mesure n'a encore été réalisée, et *a fortiori*, aucun résultat de mesure n'est encore devenu actuel. Les physiciens n'ont donc pas accès à ce qui est actuel. Ils n'ont de prise que sur ce qui est *possible*, et ce, par le biais des prédictions qu'ils dérivent du formalisme quantique. Ces prédictions portent sur des mesures *possibles* et déterminent les résultats *possibles* de ces mesures. En revanche, lors de la phase du constat du résultat de mesure, l'une des mesures possibles a été réalisée *en acte*, et l'un des résultats possibles de cette mesure est survenu *en acte*. Les physiciens peuvent donc avoir un accès à ce qui est devenu *actuel*. Interprétant le nouveau positionnement de l'aiguille indicatrice sur le cadran de l'appareil de mesure, les physiciens peuvent identifier le résultat actuel à l'événement physique de la possession par l'observable mesurée d'une certaine valeur, événement physique auquel ils peuvent faire référence par une proposition telle que $P_2$. Entre la phase de la prédiction théorique et celle du constat du résultat de mesure, apparaît donc une *rupture* dans le mode d'accès au monde des physiciens.

Cette rupture dessine les limites des domaines du possible et de l'actuel (*cf.* Figure 6.1). Lors de la phase de la prédiction théorique, les physiciens ont affaire uniquement au domaine du possible. Celui-ci s'étend à *une collection d'ensembles de résultats possibles*, chaque ensemble de résultats possibles étant relatif à la mesure possible d'une certaine observable sur le système étudié. Par contraste, lors de la phase du constat du résultat de mesure, les physiciens ont affaire au domaine de l'actuel, lequel se réduit à *un unique résultat actuel*, à savoir le résultat survenu au terme de la mesure effective d'une certaine observable sur le système étudié.

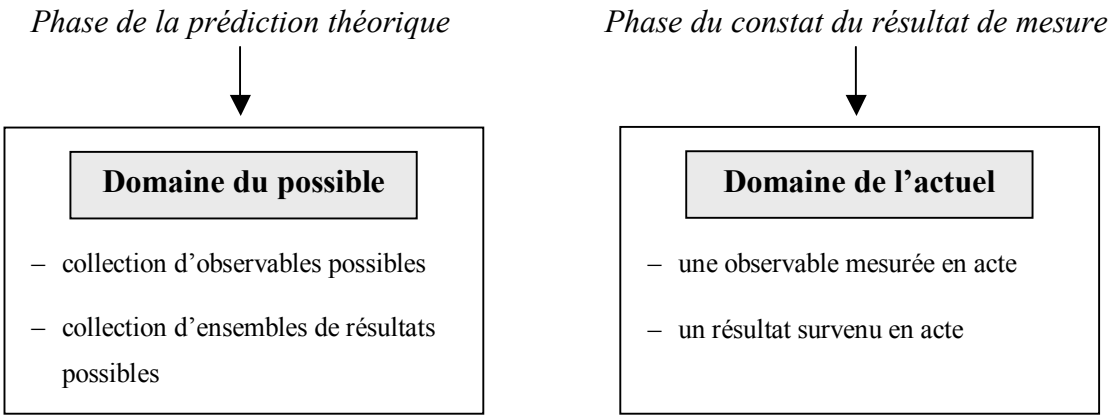



**Figure 6.1** Les domaines du possible et de l'actuel en microphysique

Il se peut que dans une expérience en physique macroscopique, pouvant être décrite par la *mécanique classique*, les physiciens ne sachent pas quel résultat, parmi un ensemble de résultats possibles, deviendra actuel au terme de la mesure. En ce sens, ils ont affaire au possible avant la mesure, et à l'actuel après la mesure. Cependant, il n'est pas problématique d'adopter une interprétation réaliste de la mécanique classique[1] et de supposer que l'incertitude concernant le résultat qui va survenir en acte ne fait que refléter le caractère incomplet de la connaissance que possèdent les physiciens à propos de ce qui est actuel avant la mesure – la connaissance de ce qui est actuel avant la mesure permettant de déterminer, *via* les équations de Newton, ce qui sera actuel au terme de la mesure[2]. En droit, les physiciens peuvent connaître ce qui est actuel avant la mesure. Suivant l'interprétation réaliste de la mécanique classique, entre la phase qui précède la mesure et celle qui la suit, une description *continue* de ce qui est actuel est supposée possible, l'actuel étant conçu comme existant en soi, indépendamment du fait que les physiciens réalisent ou non une mesure[3]. Il n'y a donc ici aucune rupture.

Dans le cas des expériences décrites par la mécanique quantique, en revanche, nous ne sommes pas en droit de supposer que l'incertitude concernant le résultat qui va survenir en acte reflète l'ignorance partielle des physiciens à propos de ce qui est actuel avant la mesure. À moins d'opter pour une théorie à variables cachées telles que la mécanique bohmienne, ce qui nous mettrait face à une série de difficultés[4], nous devons admettre que cette incertitude, par principe, est irréductible.

1. *Cf. supra*, Section 1.2.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 1.2.3.
3. Rappelons que suivant l'interprétation réaliste de la mécanique classique, le résultat obtenu au terme de la mesure se voit interprété comme un *événement physique* (*i*) qui survient de lui-même dans le monde – au même titre que les autres événements physiques – et (*ii*) qui possède la particularité de pouvoir être constaté (*cf. supra*, Sous-Section 1.2.6). De ce point de vue, le résultat de mesure témoigne simplement de ce qui est actuel en soi dans le monde *à l'instant précis de la mesure*.
4. *Cf. supra*, Section 3.6.

## 6.3 Physique classique ou logique classique ?

Bohr est l'un des premiers à avoir insisté sur le fait que le formalisme des vecteurs d'état n'est pas mobilisé pour faire le constat du résultat de mesure. D'après lui, l'appareil de mesure et le résultat de mesure doivent tous deux être décrits uniquement en termes *classiques*. Mais que faut-il entendre exactement par le qualificatif « classique » ? Est-il question de la *physique classique* ou de la *logique classique* ? Les écrits de Bohr à ce propos ne sont pas toujours très explicites et, pour cette raison, ont parfois été interprétés de manière erronée. Dans ce qui suit, nous allons tâcher de clarifier ce point, en déterminant quelles sont les critiques qu'il est justifié d'adresser à Bohr et celles qui ne le sont pas. Cette discussion devrait nous permettre de préciser la manière dont se fait le constat du résultat de mesure.

### *6.3.1 La distinction bohrienne entre appareils de mesure et objets étudiés*

D'après Bohr, il existe « une distinction fondamentale entre les appareils de mesure et les objets étudiés »[1]. Les premiers sont décrits par la physique classique, contrairement aux seconds qui sont à l'origine des « effets quantiques »[2].

Plusieurs auteurs ont interprété cette distinction comme étant d'ordre *ontologique*. Cette distinction serait justifiée par le fait que les objets étudiés sont *microscopiques*, alors que les appareils de mesure sont *macroscopiques*. D'après ces auteurs, d'une part, il existerait le *monde quantique*, c'est-à-dire le monde microscopique où prennent place des processus élémentaires régis par des lois que décrit la mécanique quantique. D'autre part, il existerait le *monde classique* qui renvoie, quant à lui, au monde macroscopique, le monde manifeste dont nous faisons l'expérience au quotidien. Celui-ci serait caractérisé par d'autres lois, celles qui sont représentées par les équations de la physique classique.

Cette interprétation ontologique de la distinction bohrienne a été diffusée, entre autres, par le célèbre manuel de mécanique quantique de L. Landau et E. Lifchitz. S'appuyant soi-disant sur Bohr, ces derniers assimilent l'appareil de mesure à un « être classique », c'est-à-dire « un être physique obéissant avec une précision suffisante à la mécanique classique », et le système étudié en microphysique à un « être quantique », c'est-à-dire un être physique soumis aux lois

1. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 3.
2. *Ibid.*, p. 4.

de la mécanique quantique[1]. D'après eux, ces deux types d'êtres peuvent interagir l'un avec l'autre. C'est précisément ainsi qu'il faudrait concevoir le processus de la mesure : « Par mesure, on entend en mécanique quantique tout processus d'interaction d'un être classique [l'appareil de mesure] et d'un être quantique [le système étudié], se déroulant, par ailleurs, indépendamment de tout observateur. »[2].

Interprétée dans une perspective ontologique, la distinction bohrienne soulève cependant une difficulté de taille. Où se situe la limite entre le monde quantique et le monde classique ? De même qu'il n'existe aucun critère permettant de déterminer à partir de quel nombre de sous-systèmes microscopiques nous avons affaire à un système pouvant être considéré comme macroscopique[3], de même n'existe-t-il aucun critère permettant de déterminer à partir de quel nombre de sous-systèmes quantiques nous avons affaire à un système classique. S'en prenant à Bohr – qui serait soi-disant à l'origine de l'hypothèse d'ordre ontologique suivant laquelle « un objet macroscopique n'est pas sujet aux lois de la mécanique quantique mais à celles de la physique classique »[4] –, Roland Omnès formule cette objection en ces termes :

> Quand un objet est-il suffisamment grand pour être classique plutôt que quantique ? Que se passe-t-il dans la région de transition entre les domaines quantique et classique ; par quelles lois cette transition est-elle décrite[5] ?

La majorité des spécialistes de la mécanique quantique favorables à une interprétation réaliste de la théorie s'accordent aujourd'hui pour soutenir que les processus observés dans le monde classique correspondent à des processus émergeants, qui résultent de la mise en jeu d'un très grand nombre de systèmes microscopiques. Les lois qui gouvernent l'évolution des objets macroscopiques du monde classique ne seraient donc que des lois apparentes, réductibles aux lois caractéristiques du monde quantique. Comment retrouver les lois de la physique classique à partir de celles de la mécanique quantique ? Tel est le problème qu'il s'agit alors de résoudre. Wojciech Zurek, par exemple, estime que « la délimitation de la frontière entre la réalité quantique, régie par l'équation de Schrödinger, et la réalité classique,

1. Landau, L. et Lifchitz, E., *Mécanique quantique*, *op. cit.*, p. 9.
2. *Idem*.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 2.3.2.
4. Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 79.
5. *Idem*.

régie par les lois de Newton, est l'un des problèmes non résolus de la physique »[1]. Il prétend résoudre ce problème *via* la théorie de la décohérence qui permet, selon lui, de montrer :

> […] comment la réalité classique émerge du substrat de la physique quantique : Des systèmes quantiques ouverts sont contraints de se retrouver dans des états décrits par des paquets d'ondes localisés. Ces états essentiellement classiques obéissent aux équations d'évolution classiques, bien que soumis aux atténuations et fluctuations ayant une origine pouvant être quantique[2].

Nous pouvons également citer David Bohm et Basil Hiley[3] :

> Notre expérience première est bien sûr celle d'un monde qui nous est révélé presque directement par nos sens, en relation avec nos actions extérieures et nos réflexions intérieures. L'expérience immédiate dans ce monde est celle décrite par ce que l'on nomme le sens commun, mais plus tard, comme Bohr l'a mis en évidence, cette description est affinée, si nécessaire, par la description plus exacte de la physique classique. Dans le domaine d'une telle expérience, on pourrait dire que ce monde est *manifeste*. […] le monde quantique [quant à lui] constitue une réalité plus basique que le « monde » classique […] [il] est tenu pour le fondement ultime de l'existence[4].

Pour tenter de montrer comment le « sous-monde classique […] émerge graduellement sous [certaines] conditions »[5] du monde quantique, Bohm et Hiley s'appuient, pour leur part, sur la mécanique bohmienne[6].

Mais cette discussion, qui se situe au niveau ontologique, est en réalité étrangère aux propos de Bohr. Ce dernier voyait dans la distinction entre les appareils de mesure (domaine classique) et les systèmes étudiés (domaine quantique) une distinction d'ordre *épistémologique*[7], c'est-à-dire une distinction *nécessaire* pour rendre compte d'une expérience en microphysique, une « distinction [qu'il faut faire] *en principe* »[8]. Il s'agit de reconnaître :

---

1. Zurek, W., "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *op. cit.*, p. 37 (commentaire de la Figure 1).
2. *Ibid.*, p. 43.
3. Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 176.
4. *Ibid.*, pp 176-177.
5. *Ibid.*, p. 178.
6. *Cf. supra*, Sous-Section 3.6.
7. Ou « logique », suivant l'expression de Bernard d'Espagnat (d'Espagnat, B., *Le réel voilé*, *op. cit.*, p. 339).
8. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 78 (c'est nous qui soulignons « en principe »).

> […] la *nécessité* de distinguer, dans l'étude des phénomènes atomiques, les instruments de mesure proprement dits, qui servent à définir le système de référence, des parties d'appareils qui doivent être considérées comme objets d'investigation et pour lesquels on ne peut négliger les effets quantiques[1].

Bohr souligne que la frontière entre ce que l'on tient pour les « instruments de mesure » et ce que l'on tient pour le « système étudié » est déterminée de manière conventionnelle : « le lieu, dans chaque procédure de mesure, où cette discrimination est faite est […], pour une large part, une question de convention »[2]. Il existe un « élément d'arbitraire »[3] : dans une expérience donnée, les physiciens peuvent déplacer cette frontière en fonction des besoins de la description, ce qui témoigne de sa nature non-ontologique.

Il est à signaler que la « nécessité » d'opérer une distinction entre appareils de mesure et systèmes étudiés apparaît uniquement en microphysique, et non en physique macroscopique. Pour cette raison, Bohr affirme :

> On peut dire que cette nécessité de discriminer, dans chaque dispositif expérimental, entre les parties du système physique considéré qui sont traitées comme les instruments de mesure et celles qui constituent les objets d'investigation, correspond à une *différence de principe entre les descriptions classique et quantique des phénomènes physiques*[4].

Mais pourquoi cette distinction est-elle nécessaire en microphysique ? À l'aide des clarifications apportées à la Sous-Section 3.2.2 sur l'interprétation de Bohr, nous pouvons tenter de retracer le raisonnement qui l'a conduit à qualifier cette distinction de « fondamentale » et « nécessaire » :

(*a*) L'existence du quantum d'action implique que le système microscopique étudié, l'appareil de mesure et la manière dont ils interagissent forment un tout invisible (« individualité » du phénomène atomique)[5].

---

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 230 (c'est nous qui soulignons « nécessité »).
2. Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit.*, p. 701.
3. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, pp. 51 et 63
4. Bohr, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *op. cit.*, p. 701.
5. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, pp. 9-10 et 50 ; Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 145, 174 et 299 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 4, 60, 78 et 80.

(*b*) Pour interpréter le résultat d'une mesure réalisée sur un système microscopique, il convient donc de tenir compte explicitement du contexte expérimental en décrivant de manière objective l'appareil de mesure (contextualité)[1].

(*c*) Pour que la description de l'appareil de mesure soit « objective », elle doit pouvoir être communiquée de manière non-ambiguë[2].

(*d*) Pour satisfaire à ce critère de communicabilité non-ambiguë, une description doit reposer sur la distinction entre, d'un côté, l'objet décrit, et de l'autre, le sujet connaissant ainsi que ses moyens de connaissance – tels que les appareils de mesure[3].

(*e*) L'application des concepts de la physique classique (les « concepts classiques ») repose tacitement sur cette distinction[4].

(*f*) L'application des concepts classiques aux appareils de mesure est légitime en raison de leur caractère macroscopique[5].

(*g*) Pour interpréter le résultat d'une mesure réalisée sur un système microscopique, il est donc *possible* de décrire l'appareil de mesure à l'aide des concepts classiques[6].

(*h*) L'individualité des phénomènes atomiques implique qu'il n'est pas possible de décrire de manière « objective » un système microscopique, c'est-à-dire qu'il est impossible de le décrire tel qui est en lui-même, séparé de l'appareil de mesure. Autrement dit, il n'existe pas de « concepts quantiques » qui seraient destinés à la description objective des systèmes microscopiques[7].

---

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, pp. 185, 207, 244, 258, 286 et 301 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 4 et 92.
2. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 249 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 3.
3. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 4 ; Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 287.
4. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 252.
5. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 3, 11, 59 et 91.
6. Pour des références concernant cette idée, nous renvoyons au point (*j*) où une hypothèse plus forte est exprimée. Nous avons explicité ce point (*g*) afin de rendre le raisonnement de Bohr plus clair.
7. Cette idée n'est pas exprimée telle quelle par Bohr, mais elle lui est attribuée par ses commentateurs (*cf.* par exemple : Chevalley, C., « Introduction », *op. cit.*, p. 81 ; Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, p. 63).

(*i*) *A fortiori*, il n'existe pas des concepts quantiques permettant de décrire de manière « objective » un système composé d'un grand nombre de systèmes microscopiques, tel qu'un appareil de mesure[1].

(*j*) Pour interpréter le résultat d'une mesure réalisée sur un système microscopique, il est donc *nécessaire* de décrire l'appareil de mesure à l'aide des concepts classiques (ces concepts classiques étant les seuls disponibles pour une description objective des appareils de mesure)[2].

(*k*) Par conséquent, il est *nécessaire* d'opérer une distinction entre l'appareil de mesure, qui est décrit au moyen des concepts classiques, et le système étudié qui, pour sa part, ne peut pas être décrit tel qu'il est en lui-même au moyen de ces concepts[3].

### *6.3.2 Les appareils de mesure et la physique classique*

À notre avis, plusieurs étapes du raisonnement de Bohr sont discutables. Premièrement, Bohr n'a fourni aucune justification acceptable de (*a*), comme nous l'avons déjà souligné à la Sous-Section 3.2.2. Il existe néanmoins des preuves de la contextualité (présentées et discutées à la Sous-Section 4.7.6). Le raisonnement de Bohr peut donc prendre pour point de départ l'idée de contextualité exprimée en (*b*).

Le second point discutable est le point (*f*). Selon Bohr, les appareils de mesure *peuvent* être décrits au moyen des concepts classiques. Il suppose que l'usage de la physique classique est *légitime* pour décrire les appareils de mesure, et ce, en raison du caractère macroscopique de ces derniers. Les appareils de mesure, écrit-il, sont « des corps rigides suffisamment lourds pour qu'il soit possible de donner une description complètement classique de leur position et vitesse relatives »[4]. Il pense que « tous les effets quantiques peuvent être ignorés pour la

1. Ce point est explicité ici afin de clarifier le raisonnement de Bohr.
2. Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 4 ; Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 284 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, pp. 3-4 et 59.
3. Selon Bohr, un concept classique s'applique au système microscopique étudié uniquement lorsque celui-ci est en interaction avec un appareil de mesure approprié. L'idée de ce système comme étant séparé de l'appareil de mesure n'est alors qu'une « abstraction » (*cf.* par exemple : Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 4).
4. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 3.

description de leur position et de leur mouvement »[1]. Ajoutons que suivant le point (*j*), l'usage des concepts classiques pour décrire le fonctionnement des appareils de mesure n'est pas seulement une possibilité, mais une *nécessité*[2].

De notre point de vue, si Bohr suppose que les appareils de mesure peuvent être décrits « complètement » à l'aide de la physique classique *lors du processus de la mesure*, alors il commet une erreur. Notre argument est le suivant. Lorsqu'une mesure est réalisée sur un système microscopique, la physique classique n'est d'aucune utilité pour faire des prédictions concernant le résultat qui peut survenir. Seule la mécanique quantique nous permet de prédire quels sont les résultats possibles et quelle est la probabilité de survenue de chacun d'eux. *Par conséquent, seule la mécanique quantique nous permet de prédire quelles sont les positions possibles de l'aiguille indicatrice au terme de la mesure et quelle est la probabilité que celle-ci se retrouve dans chacune de ces positions possibles*. Lors d'une telle mesure sur un système microscopique, les positions successives de l'aiguille indicatrice ne sont pas déterminées par les équations de Newton.

Précisons cet argument en considérant un cas particulier. Soient un système $S$ et une observable $A$ que l'on désire mesurer sur ce système. Admettons que cette observable soit représentée par un opérateur $\hat{A}$ défini sur l'espace de Hilbert $H^S$ qui ne possède que deux valeurs propres, notées $a_1$ et $a_2$, et deux vecteurs propres associés, notés $\left| a_1 \right\rangle$ et $\left| a_2 \right\rangle$. Soit un appareil de mesure $M$, qui permet de mesurer l'observable $A$ sur le système $S$, et qui indique le résultat obtenu au moyen d'une aiguille indicatrice qui se trouve initialement (*i.e.* au début du processus de la mesure) dans la position dite « prête », notée $x_P$ (*cf.* Figure 6.2).

1. *Ibid.*, p. 91.
2. À travers cette idée de nécessité se dessine un argument de type transcendantal : l'application des concepts classiques aux appareils de mesure est une *condition de possibilité* de la connaissance du monde microscopique. Les concepts classiques sont les seuls qui rendent la représentation objective d'un système microscopique possible – suivant l'acception bohrienne, l'objectivité de la représentation étant identifiée à la communicabilité non-ambiguë. Cette interprétation de Bohr est défendue notamment par John Honner (Honner, J., *The Description of Nature*, *op. cit.*, pp. 13-14 et 84-88.) et Michel Bitbol (Bitbol, M., « Relations, synthèses, arrière-plans, sur la philosophie transcendantale et la physique moderne », *op. cit.*, p. 618). À ce propos, *cf.* : *supra*, Section 3.2.2.

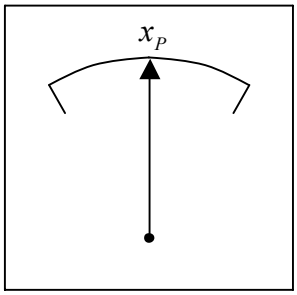



**Figure 6.2** L'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure se trouve initialement dans la position $x_P$.

Admettons que l'appareil de mesure soit calibré de telle sorte que, si son aiguille indicatrice se trouve dans la position $x_1$ au terme de la mesure, cela indique que le résultat obtenu est $a_1$, et si elle se trouve dans la position $x_2$ au terme de la mesure, cela indique que le résultat obtenu est $a_2$. Admettons enfin que le vecteur d'état associé au système *S* à l'instant $t_1$, immédiatement avant la mesure de l'observable *A*, soit :

$$\left| \psi^S(t_1) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| a_1 \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| a_2 \right\rangle \tag{6.6}$$

En appliquant la règle de Born à ce vecteur d'état, nous pouvons prédire que la mesure de l'observable *A* sur le système *S*, réalisée à l'instant $t_1$, donnera comme résultat soit la valeur $a_1$ avec une probabilité $\frac{1}{3}$, soit la valeur $a_2$ avec une probabilité $\frac{2}{3}$. De là, nous tirons que l'aiguille indicatrice (*cf.* Figure 6.3) se trouvera, au terme de cette mesure, soit dans la position $x_1$ avec une probabilité $\frac{1}{3}$, soit dans la position $x_2$ avec une probabilité $\frac{2}{3}$. Bien que l'aiguille indicatrice soit un objet macroscopique, c'est bien la mécanique quantique, et non la physique classique, qui doit être utilisée pour prédire l'évolution possible de sa position entre le début et la fin de la mesure. Cet exemple illustre l'idée suivant laquelle les appareils de mesure, *lors du processus de la mesure*, ne peuvent pas être décrits au moyen des concepts classiques.

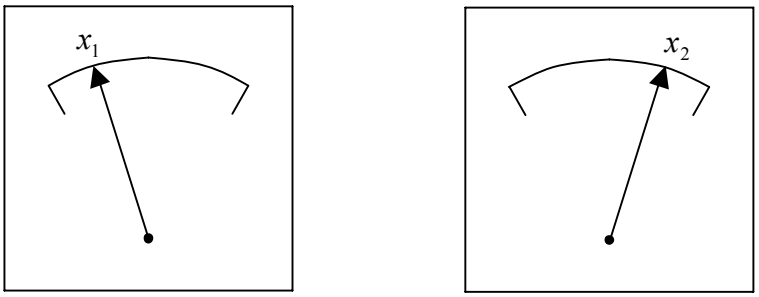



**Figure 6.3** Les deux positions dans lesquelles l'aiguille indicatrice peut se trouver au terme de la mesure de l'observable *A* sur le système *S*.

En revanche, si l'on considère l'appareil de mesure *en dehors du moment de la mesure* (*i.e.* en dehors du moment où celui-ci interagit avec un système microscopique, et où cette interaction produit de manière imprévisible un certain résultat), alors l'évolution de l'état physique actuel de cet appareil peut être décrit par les équations de la physique classique, *à une certaine approximation près*. Il est alors légitime de lui appliquer des concepts classiques. Cela signifie que, en dehors du moment de la mesure, on peut tenir l'appareil de mesure pour un « objet matériel » possédant, à chaque instant, une position et une quantité de mouvement *approximativement bien définies*, c'est-à-dire « bien définies » relativement à la précision de nos moyens sensoriels de connaissance.

L'idée exprimée en (*f*) est donc moins problématique si on lui apporte la précision suivante : les appareils de mesure peuvent être décrits à l'aide de la physique classique *en dehors du moment de la mesure*. En particulier, ceci est valable *lors de la phase qui précède la mesure*. Cette dernière idée est suffisante pour les besoins du raisonnement de Bohr (retracé à la Sous-Section 6.3.1), si l'on suppose que décrire le contexte expérimental d'une mesure revient à décrire le contexte expérimental tel qu'il est *immédiatement avant* le processus de cette mesure. Selon Bohr, il est en effet question de décrire de façon objective le *contexte expérimental*, ou « *conditions expérimentales* », d'une mesure[1] :

> […] dans tout compte rendu d'une expérience en physique, *les conditions expérimentales*, aussi bien que les observations, sont nécessairement décrites à l'aide des mêmes moyens de communication qui servent en physique classique. […] *Les conditions expérimentales* peuvent être variées de bien des façons, mais le

1. Ce qui, par suite, permet d'interpréter le résultat de mesure (point (*b*)).

> point essentiel est que nous devons, dans chaque cas, être capables de communiquer à d'autres ce que nous avons fait et ce que nous avons appris, et que le fonctionnement des instruments de mesure doit par conséquent être décrit dans le cadre des représentations physiques classiques[1].

Heisenberg d'affirmer dans la ligne de Bohr :

> Toute expérience de physique, qu'il s'agisse de phénomènes de la vie quotidienne ou de phénomènes atomiques, se décrit forcément en termes de physique classique. Les concepts de physique classique forment le langage grâce auquel nous décrivons *les conditions dans lesquelles se déroulent nos expériences* et communiquons leurs résultats. Il nous est impossible de remplacer ces concepts par d'autres et nous ne devrions pas le tenter[2].

(Dans ces citations, il est également affirmé que la physique classique est requise pour décrire *les résultats* qui surviennent au terme du processus de la mesure. Nous allons discuter ce point à la Sous-Section 6.3.3.)

Certes, dans la phase qui précède le processus de la mesure, il est *possible* d'appliquer les concepts de la physique classique aux appareils de mesure. Pour autant, les concepts classiques sont-ils *appropriés* pour décrire les conditions expérimentales dans lesquelles sont réalisées les mesures en microphysique ? Et si oui, sont-ils les seuls concepts appropriés, comme le soutiennent Bohr et Heisenberg ?

Il se trouve effectivement que dans de nombreuses expériences en microphysique, la description des conditions expérimentales fait appel à des représentations de la physique classique. À titre d'exemple, pensons à l'expérience de Stern-Gerlach qui permet de mesurer le spin des électrons. On décrit habituellement cette expérience en indiquant que le dispositif comporte un électro-aimant qui génère un « champ magnétique » au sens de la physique classique (ou plus précisément, au sens de l'électrodynamique classique, et non de l'électrodynamique quantique)[3]. Nous pouvons également mentionner l'expérience de Young dont le dispositif inclut, en autres, une plaque avec deux fentes[4]. Cette plaque est décrite tacitement, *via* la physique classique (ou plus précisément, *via* la mécanique classique),

---

1. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 284 (c'est nous qui soulignons « les conditions expérimentales »). *Cf.* aussi : Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, *op. cit.*, p. 4 ; Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 3 et 59.
2. Heisenberg, W., *Physique et philosophie*, *op. cit.*, p. 35 (c'est nous qui soulignons « les conditions dans lesquelles se déroulent nos expériences »).
3. *Cf.* par exemple : Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 386-387.
4. *Cf.* par exemple : *ibid.*, pp. 11-12.

comme un objet matériel dont la position et la quantité de mouvement sont approximativement bien définies[1].

Cependant, certains des concepts requis pour décrire les conditions expérimentales en microphysique sont propres à la mécanique quantique et n'ont de sens que par rapport à cette théorie. Donnons deux exemples. Certains dispositifs expérimentaux comportent des « supraconducteurs », c'est-à-dire des matériaux dont la résistivité électrique devient nulle en dessous d'une certaine température[2]. La physique classique se révèle inappropriée pour rendre compte de ce comportement supraconducteur. Comme l'indiquent Neil Ashcroft et David Mermin, « les propriétés caractéristiques de métaux dans l'état supraconducteur apparaissent hautement anormales lorsqu'elles sont considérées du point de vue de l'approximation de l'indépendance des électrons »[3], laquelle approximation renvoie au modèle des métaux construit sur la base de la physique classique. Un second exemple est celui des dispositifs expérimentaux qui font intervenir des « lasers », c'est-à-dire des faisceaux composés d'un grand nombre de photons possédant tous la même énergie[4]. Dans ce cas, la physique classique se révèle encore une fois inappropriée. La distribution statistique de l'énergie des photons qui caractérise un laser contredit la mécanique statistique classique. Pour décrire les conditions expérimentales dans ces deux exemples, il est nécessaire de faire appel à des modèles qui sont élaborés grâce à la mécanique quantique, des modèles qui n'ont pas de sens du point de vue de la physique classique.

Selon Bohr, seuls les concepts classiques permettent de donner une description des conditions expérimentales *pouvant être communiquée de manière non-ambiguë – i.e.* une description « objective ». À l'encontre de cette idée, ne faut-il pas admettre que les concepts permettant de donner une description des conditions expérimentales, qui est communicable de manière non-ambiguë, sont ceux associés à une théorie acceptée par la communauté des physiciens (*i.e.* une théorie s'inscrivant dans le cadre d'une activité de recherche stabilisée[5]) ? Il semble raisonnable de soutenir qu'une description peut être communiquée entre les

1. C'est-à-dire « bien définies » relativement à la précision de nos moyens sensoriels de connaissance.
2. *Cf.* par exemple : Ashcroft, N. and Mermin, D., *Solid State Physics*, Fort Worth: Saunders College Publishing, 1976, pp. 725-755.
3. *Ibid.*, p. 726.
4. *Cf.* par exemple : Scully, M. and Zubairi, S., *Quantum Optics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997, Ch. 11 et 12.
5. *Cf. supra*, Sous-Section 4.6.1.

physiciens de manière non-ambiguë à partir du moment où cette description fait appel à des concepts dont la signification est intersubjectivement partagée. Si un concept est défini dans une théorie acceptée par l'ensemble des physiciens, la signification de ce concept fait elle aussi l'objet d'un consensus. Par conséquent, si l'ensemble des physiciens acceptent une théorie, ils peuvent communiquer de manière non-ambiguë au moyen des concepts qui sont associés à cette théorie. Les termes « supraconducteur » ou « laser », par exemple, sont définis dans le cadre de théories acceptées par l'ensemble des physiciens. Ils peuvent donc être employés pour décrire de manière non-ambiguë les conditions expérimentales qui précèdent immédiatement une mesure. Or, ces termes n'ont aucune signification eu égard à la physique classique. Ce qui s'inscrit en faux contre Bohr lorsque celui-ci soutient que « le langage de Newton et de Maxwell restera toujours le langage des physiciens »[1].

Comme le suggère Jean-Marc Lévy-Leblond, Bohr a peut-être défendu cette idée en raison du contexte historique dans lequel il se trouvait : « Bien entendu, Bohr et ses disciples ne pouvaient pas utiliser un autre langage que celui de la physique classique, puisque aucune autre physique n'existait alors ! »[2]. Ce qui conduit Lévy-Leblond à formuler la critique suivante :

> Mais je pense qu'il avait tort d'ériger cette idée comme un énoncé absolu. Après tout, même ses propres termes classiques n'existaient pas un siècle avant (pensez au « champ électromagnétique » par exemple…), alors qu'ils étaient devenus, entre temps, naturels pour lui. Dans le même sens, de nombreuses idées quantiques sont devenues naturelles pour nous – malgré les obscurités qui subsistent – et nous avons certainement développé une sorte de « sens commun quantique » (éduqué)[3].

Il faut souligner que les conditions expérimentales, qu'elles soient décrites à l'aide de concepts classiques ou de concepts propres à la mécanique quantique, peuvent toutes être traduites dans le formalisme quantique. Les éléments formels qui permettent de les prendre en compte se voient assigner la même signification pragmatique par tous les physiciens. *Via* le formalisme quantique, les physiciens disposent donc d'un moyen alternatif pour communiquer de manière non-ambiguë la description des conditions expérimentales. À titre d'exemple, l'application d'un champ magnétique peut se traduire par une certaine composante

1. Passage cité par Catherine Chevalley (Chevalley, C., « Introduction », *op. cit.*, p. 58).
2. Lévy-Leblond, J.-M., "Quantum Physics and Language", *op. cit.*, p. 317 (discussion avec H. Bernstein).
3. *Idem*.

de l'Hamiltonien associé à la situation physique étudiée. De même, à un laser peut être associé un certain vecteur d'état[1].

Ajoutons que les physiciens *doivent* intégrer ces conditions expérimentales dans le formalisme quantique s'ils veulent pouvoir faire des prédictions concernant les résultats de mesure qui peuvent survenir dans la situation physique considérée.

### *6.3.3 En quoi le résultat de mesure est-il « classique » ?*

Bohr ne se contente pas de soutenir que la physique classique est nécessaire pour décrire les appareils de mesure lors de la phase qui précède la mesure (et ce, afin de décrire les conditions expérimentales de la mesure). Selon lui, la physique classique est requise aussi pour exprimer le *résultat* survenu au terme de la mesure : « la description de tous les résultats d'expérience doit être exprimée en termes classiques »[2]. À cette affirmation, il ajoute :

> La raison est simple : par le mot d'« expérience » [*experiment*], nous nous référons à une situation où nous pouvons dire à d'autres hommes ce que nous avons fait et ce que nous avons appris ; il en résulte que la description du dispositif expérimental et des résultats des observations doit être exprimée en un langage dénué d'ambiguïté, se servant convenablement de la terminologie de la physique classique[3].

Pour la description du résultat obtenu, le recours aux concepts classiques est justifié de la même manière que dans le cas de la description des conditions expérimentales : les concepts classiques seraient les seuls à pouvoir rendre la description du résultat « objective », c'est-à-dire « communicable de manière non-ambiguë ».

Pourquoi Bohr pense-t-il que la physique classique est *légitime* pour décrire le résultat de mesure ? L'argument est, semble-t-il, comme suit : (*i*) le résultat de mesure se matérialise par une propriété stable (ou « permanente ») de l'appareil de mesure :

> […] toute information non-ambiguë concernant des objets atomiques est dérivée de marques permanentes – telles qu'une tache sur une plaque photographique causée par l'impact d'un électron – laissées sur les corps qui définissent les conditions expérimentales[4].

(*ii*) les équations déterministes de la physique classique permettent de rendre compte de cette stabilité (ou permanence). La seconde étape de cet argument n'est pas explicitée par Bohr lui-

1. On doit se placer alors dans le cadre de l'électrodynamique quantique.
2. Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, *op. cit.*, p. 207 (en italique dans le texte).
3. *Idem*.
4. Bohr, N., *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, *op. cit.*, p. 3.

même, mais se retrouve chez des auteurs qui s'inscrivent dans la continuité de sa pensée. Citons par exemple Roland Omnès qui écrit :

> Que sont les données [*i.e.* les résultats de mesure] si ce n'est quelque chose qui peut être enregistré dans un document de telle sorte que cette mémoire du passé peut être utilisée pour rappeler de manière fidèle [ce qui s'est passé lors d'une expérience], grâce à ce qui, après tout, est un type de *déterminisme* allant en arrière dans le temps[1].

Toute mesure se solderait ainsi par l'occurrence d'un « fait classique »[2] (ou « événement classique »[3]), c'est-à-dire un fait qui « est exprimé dans un langage phénoménologique qui ne dépend que du sens commun tel qu'il est codifié par la *physique classique* »[4]. Autrement dit, selon Omnès, « on peut […] exprimer le résultat d'une expérience (un fait) en termes classiques »[5].

L'idée du caractère « classique », ou plutôt « quasi-classique », du résultat de mesure en microphysique est largement admise par les partisans d'une interprétation réaliste de la mécanique quantique. Ils supposent que le résultat est « quasi-classique » au sens où il se matérialise par une propriété de l'appareil de mesure qui *apparaît* « classique », *i.e.* qui en apparence suit les lois de la physique classique, mais *en réalité* émerge de la complexité des processus qui mettent en jeu les sous-systèmes microscopiques composant l'appareil de mesure, et qui sont décrits par la mécanique quantique[6].

Cependant, il est incorrect, à notre avis, de soutenir que le résultat de mesure est décrit au moyen de la physique classique. Soulignons d'abord qu'un résultat de mesure ne correspond pas à une propriété de l'appareil de mesure. Certes, le résultat de mesure est *indiqué* par une propriété de l'appareil de mesure, par exemple, par la position d'une aiguille indicatrice. Mais

---

1. Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 98 (c'est nous qui soulignons « déterminisme »). Omnès insiste sur le fait que ce déterminisme, qui caractérise les équations d'évolution de la mécanique classique, peut être dérivé de la mécanique quantique lorsque certaines conditions sont réunies (*cf.* : *ibid.*, pp. 227-234). À propos de la relation entre *résultat de mesure* et *déterminisme*, *cf.* aussi : *ibid.*, pp. 201, 303, 483, 488 et 507.
2. *Ibid.*, p. 100.
3. *Ibid.*, p. 303.
4. *Ibid.*, p. 61 (c'est nous qui soulignons « physique classique »).
5. *Ibid.*, p. 87. *Cf.* aussi : *ibid.*, p. 484.
6. *Cf.* par exemple : Zurek, W., "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *op. cit.*, p. 43 ; Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe*, *op. cit.*, p. 178 ; Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, *op. cit.*, p. 303 ; Gell-Mann, M., *Le quark et le jaguar*, *op. cit.*, pp. 175-178.

*décrire* un résultat de mesure en microphysique ne revient pas à décrire la position de l'aiguille indicatrice. Il s'agit de décrire *l'événement physique* qui est survenu suivant ce que nous indique l'aiguille indicatrice. Dans l'activité de recherche en microphysique, un résultat de mesure est identifié typiquement à l'événement physique de *la possession par une observable d'une valeur bien définie au terme de la mesure*[1].

Ajoutons qu'un résultat de mesure, en tant qu'il correspond à un événement physique, survient *à un instant donné*, en l'occurrence à l'instant précis de la fin de la mesure. Il ne saurait donc être identifié à une propriété stable (ou permanente) d'un objet, c'est-à-dire une propriété qui subsiste dans le temps. Par contre, la survenue de l'événement physique, qui constitue le résultat de mesure, est inférée à partir de la survenue d'un *événement expérimental*, qui a laissé une *trace* sous la forme d'une *propriété stable* de l'appareil de mesure. L'événement expérimental correspond, par exemple, au déplacement de l'aiguille indicatrice dans une certaine position ; la propriété stable de l'appareil de mesure correspond, dans ce cas, à la position dans laquelle subsiste cette aiguille indicatrice.

Dans ce contexte, les équations de la physique classique permettent uniquement de rendre compte de la stabilité de la propriété de l'appareil de mesure[2]. Pour reprendre notre exemple, ces équations ne sont pertinentes que pour rendre compte de la stabilité de la position dans laquelle se trouve l'aiguille indicatrice à partir de la fin de la mesure. Mais, comme nous l'avons fait remarquer à la Sous-Section 6.3.2, les équations de la physique classique ne permettent pas de déterminer l'évolution de l'état physique actuel de l'appareil de mesure (en particulier l'évolution de la position de l'aiguille indicatrice) durant le processus de la mesure. Ce qui signifie qu'elles ne permettent pas de prédire l'événement expérimental qui va survenir au terme de la mesure, et par conséquent l'événement physique auquel celui-ci correspond, *i.e.* le résultat de mesure.

Pas plus qu'elles ne permettent de *prédire* le résultat de mesure, les équations de la mécanique classique ont-elle une quelconque utilité pour *décrire* ce résultat. Dans l'activité de recherche en microphysique, le résultat d'une mesure est identifié à un événement physique que l'on peut décrire au moyen d'une proposition du type « Au terme de la mesure de l'observable $A$ sur le système $S$ au moyen de l'appareil de mesure $M$, la valeur $a_k$ a été

1. *Cf. supra*, Sous-Sections 4.6.2 et 6.2.3.
2. Laquelle propriété, répétons-le, constitue la trace de l'événement expérimental, qui lui-même est interprété en terme de l'événement physique correspondant au résultat de mesure.

obtenue. » ($P_2$)[1]. Une telle proposition, nous l'avons vu précédemment, fait intervenir des concepts qui sont bien définis relativement à l'activité de recherche caractérisant la mécanique quantique, par suite, des concepts qui ne sont pas ceux de la physique classique[2]. Le résultat de mesure n'est donc pas « classique » au sens où sa description fait appel la *physique classique*.

En revanche, il peut être qualifié de « classique » au sens où la structure sous-jacente d'une proposition qui permet de faire référence à sa survenue (une proposition telle que $P_2$) satisfait à la *logique classique*. La « logique classique » se caractérise par le principe de bivalence, c'est-à-dire qu'elle n'admet que deux valeurs de vérité[3]. C'est ainsi que $P_2$, par exemple, est soit « vraie », soit « fausse ». Il en va de même pour l'ensemble des propositions faisant référence aux événements physiques qui, suivant la mécanique quantique, peuvent survenir au terme d'une mesure. Chacune d'entre elles satisfait au principe de bivalence.

Prenons, par exemple, une mesure à l'issue de laquelle, suivant la mécanique quantique, $N$ événements physiques distincts peuvent survenir. Soit $P_2(i)$ la proposition « Au terme de la mesure, la valeur $a_i$ a été obtenue. » qui permet de faire référence au $i^{\text{ème}}$ événement physique possible. Dans cet exemple, pour tout $i = 1,...,N$, nous avons que $P_2(i)$ est soit vraie, soit fausse. Ces propositions satisfont au principe de bivalence parce que chaque événement physique, possible suivant la mécanique quantique, soit survient, soit ne survient pas au terme de la mesure. Ce fait est inféré du constat suivant : au terme de toute mesure, l'événement expérimental, qui est supposé être en correspondance biunivoque avec un certain événement physique, soit survient, soit ne survient pas.

Il faut ajouter que, pour une mesure donnée, seule *l'une* des propositions faisant référence aux événements physiques pouvant survenir est vraie. Dans notre exemple, les propositions $\{P_2(i)\}$ sont toutes fausses à l'exception de l'une d'entre elles. Autrement dit, parmi l'ensemble des événements physiques qui peuvent survenir au terme d'une mesure, seul l'un d'entre eux survient. Deux événements physiques, qui peuvent survenir au terme d'une

1. *Cf. supra*, Sous-Section 4.6.2.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 4.6.2 et Section 5.4.
3. Le principe de bivalence, déjà discuté précédemment (*cf. supra*, Sous-Sections 1.5.3 et 2.2.5), est le seul trait de la logique classique qu'il importe de relever dans le contexte de la présente discussion. Pour plus de détails sur les propriétés de cette logique, *cf.* par exemple : Blanché, R., *Introduction à la logique contemporaine*, *op. cit.*, Ch. 2.

mesure, ne surviennent jamais simultanément, ils sont *mutuellement exclusifs*[1]. Dans notre exemple, au terme de la mesure, *l'un* des *N* événements physiques possibles survient en acte, à l'exclusion de tous les autres. Ce fait est inféré du constat suivant : au terme de toute mesure, les événements expérimentaux eux-mêmes sont *mutuellement exclusifs*.

En raison de ces deux caractéristiques – principe de bivalence et caractère d'exclusivité mutuelle –, on peut associer à l'ensemble des événements physiques, qui peuvent survenir au terme d'une mesure, une *algèbre de Boole*[2].

À l'origine de l'idée bohrienne suivant laquelle le résultat de mesure est décrit au moyen de la physique classique – idée qui n'apparaît pas correcte –, deux confusions peuvent donc être identifiées : celle entre *événement expérimental* et *événement physique*, d'une part, et celle entre *logique classique* et *physique classique*, d'autre part. Un « résultat de mesure » ne correspond pas à un événement expérimental, mais à un *événement physique*. La description de cet événement physique ne fait intervenir ni les équations, ni les concepts de la physique classique, mais se fait au moyen d'une proposition dont la structure sous-jacente satisfait à la *logique classique*.

## 6.4 Des probabilités irréductibles aux probabilités réductibles

Pour mieux cerner ce que les physiciens font, ou peuvent faire en droit, durant une expérience en microphysique, cherchons à préciser le statut des probabilités avant et après la survenue du résultat de mesure, c'est-à-dire avant et après l'instant $t_3$ (*cf.* Figure 5.1). Pour ce faire, nous allons faire appel à la distinction d'Henry Margenau, présentée à la Sous-Section 5.2.3, entre probabilités *réductibles* et probabilités *irréductibles*.

### *6.4.1 Le statut des probabilités avant la survenue du résultat de mesure*

Considérons la situation où les physiciens effectuent une préparation dont ils ont une connaissance complète. Reprenons l'exemple de la Sous-Section 6.2.2 et admettons que la mesure de l'observable *A* soit effectivement réalisée à l'instant $t_2$ à la suite de la préparation $\mathscr{P}$. Nous avions indiqué que l'application de la règle de Born au vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$

1. *Cf. supra*, Sous-Section 1.5.3.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 5.3.2.

associé à $S$ à l'instant $t_2$ donne, pour chaque résultat possible $a_i$ de la mesure de $A$, sa probabilité de survenue : $p(a_i) = \left| \langle a_i \mid \psi^S(t_2) \rangle \right|^2 = |c_i|^2$. Quel est le statut des probabilités $\{p(a_i)\}$ avant le terme du processus de la mesure, c'est-à-dire avant l'instant $t_3$ ? Le fait que les physiciens possèdent une connaissance *complète* de la préparation $\mathcal{P}$ signifie qu'il n'existe pas des données expérimentales auxquelles les physiciens pourraient avoir accès, et au moyen desquelles ils pourraient prédire avec certitude quel est le résultat qui va effectivement survenir. Il leur est impossible, par principe, de convertir leurs prédictions probabilistes en une certitude, et ce faisant, de réduire leur ignorance partielle concernant ce résultat[1]. Par conséquent, avant l'instant $t_3$, les probabilités $\{p(a_i)\}$ sont *irréductibles*.

À noter que si les physiciens ne possédaient pas une connaissance complète de la préparation $\mathcal{P}$, il leur faudrait recourir, non pas à un vecteur d'état, mais à un opérateur densité représentant un mélange statistique. Dans cette situation, les prédictions probabilistes dérivées de l'opérateur densité se présentent sous la forme d'une somme de produits de probabilités dont certaines sont *réductibles* et d'autres *irréductibles*[2]. Celles qui sont réductibles peuvent, en principe, être converties en certitudes par le biais d'une meilleure connaissance de la préparation $\mathcal{P}$.

### *6.4.2 Le statut des probabilités après la survenue du résultat de mesure*

Admettons que les physiciens effectuent le constat du résultat à un instant $t_4$, postérieur à $t_3$ (*i.e.* tel que $t_3 < t_4$). Nous savons, d'après l'expérience, que le constat de la survenue d'un résultat au terme d'une mesure, lorsqu'il est effectué par différents physiciens et à différents instants (après la fin de la mesure), est généralement identique. Ce constat est *invariant* (*i*) par rapport au physicien qui l'effectue et (*ii*) par rapport à l'instant (après la fin de la mesure) auquel il est effectué. Cette invariance nous conduit à supposer que la survenue du résultat de mesure est indépendante du fait qu'un physicien effectue ou non son constat. C'est pourquoi,

1. Dans le cadre de certaines interprétations (ou plutôt « théories »), telles que la mécanique bohmienne, cette impossibilité n'est que *pratique*. Mais en raison des difficultés qu'elles soulèvent, nous les laisserons de côté (concernant les difficultés que rencontre la mécanique bohmienne, *cf.* : *supra*, Section 5.6).
2. Dans l'exemple discuté à la Sous-Section 5.9.1, les probabilités réductibles sont $p$ et $\tilde{p}$, tandis que les probabilités irréductibles sont $|c_i|^2$ et $|\tilde{c}_i|^2$.

entre l'instant $t_3$ et l'instant $t_4$, même si personne n'a encore observé l'appareil de mesure pour effectuer le constat du résultat survenu, il est légitime pour les physiciens de supposer que ce résultat est survenu en acte à l'instant $t_3$. Ils savent qu'en observant l'appareil de mesure à instant $t_4$, ils pourront constater la propriété stable de l'appareil de mesure qui est la trace de la survenue, à l'instant $t_3$, de l'événement expérimental duquel est inféré la survenue, à ce même instant $t_3$, de l'événement physique identifiable au « résultat ». La propriété stable de l'appareil de mesure sera, par exemple, la position $x_k$ dans laquelle se trouve l'aiguille indicatrice de l'appareil de mesure ; l'événement expérimental sera alors le déplacement de l'aiguille indicatrice dans cette position $x_k$ à l'instant $t_3$ ; tandis que l'événement physique correspondant sera la possession par l'observable *A* de la valeur $a_k$ à l'instant $t_3$.

Entre l'instant $t_3$ et l'instant $t_4$, les physiciens savent, en vertu du formalisme quantique, que l'un des résultats $\{a_i\}$ est survenu en acte. De plus, ils peuvent recourir aux probabilités $\{p(a_i)\}$, qui ont été dérivées du vecteur d'état associé au système *S* immédiatement avant la mesure, pour faire une *évaluation* précise à propos de la possibilité de survenue de chacun de ces résultats : ils peuvent affirmer que la mesure a fourni le résultat $a_1$ avec la probabilité $p(a_1) = |c_1|^2$, le résultat $a_2$ avec la probabilité $p(a_2) = |c_2|^2$,…, et le résultat $a_N$ avec la probabilité $p(a_N) = |c_N|^2$. Cette évaluation peut se traduire en terme de *prédiction* à propos du résultat (survenu à l'instant $t_3$) que les physiciens vont constater à l'instant $t_4$ : ils peuvent prédire que le résultat qu'ils vont constater sera $a_1$ avec la probabilité $p(a_1) = |c_1|^2$, qu'il sera $a_2$ avec la probabilité $p(a_2) = |c_2|^2$,…, et qu'il sera $a_N$ avec la probabilité $p(a_N) = |c_N|^2$ [1].

Entre l'instant $t_3$ et l'instant $t_4$, les probabilités $\{p(a_i)\}$ expriment donc l'ignorance partielle (ou connaissance incomplète) des physiciens concernant le résultat de mesure qui est effectivement survenu. Elles sont *réductibles* : il suffit aux physiciens d'observer l'appareil de mesure pour constater le résultat de mesure et réduire leur ignorance (*i.e.* compléter leur connaissance). Ce qui signifie que la connaissance empirique du résultat survenu leur est accessible en droit.

1. À propos de la distinction entre « évaluation » et « prédiction », *cf.* : *supra*, Sous-Section 5.2.2.

Par conséquent, le statut des probabilités dérivées du formalisme quantique n'est pas le même durant les différentes phases d'une expérience en microphysique :

**1.** *Avant* la survenue du résultat de mesure, ces probabilités sont *irréductibles*.

**2.** *Après* la survenue du résultat de mesure, ces probabilités sont *réductibles*.

Supposons que, pour des raisons pratiques, les physiciens ne peuvent pas effectuer le constat du résultat de mesure, mais veulent néanmoins faire des prédictions concernant de nouvelles mesures qu'ils pourraient réaliser dans le futur sur le même système *S*. Dans cette situation, ils peuvent faire appel à un opérateur densité, lequel permet de tenir compte de leur ignorance partielle concernant le résultat survenu lors de la première mesure. Plus précisément, à l'instant $t_3$, au terme de la première mesure, ils peuvent associer au système *S*, l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^S(t_3) = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, | a_i \rangle \langle a_i | \qquad (6.7)$$

Cet opérateur densité, *par construction*, représente un *mélange statistique propre*, c'est-à-dire un mélange statistique dont les coefficients $\{|c_i|^2\}$ correspondent à des probabilités réductibles.

## 6.5 La dissolution du problème de la mesure

Le problème de la mesure se pose lorsque la transition d'un vecteur d'état *dans une superposition de vecteurs propres* à un vecteur d'état *dans un unique vecteur propre*, lors d'une mesure, est interprétée comme représentant un processus physique, à savoir celui de la réduction de l'état physique actuel du système étudié. Suivant notre approche pragmatiste, il n'est plus question d'assigner une fonction descriptive au vecteur d'état. En particulier, l'hypothèse $H_1$ de l'interprétation standard est rejetée. Dans ces conditions, il n'est plus question de l'évolution de l'« état physique actuel » du système lors du processus de la mesure. Il semble donc que le problème de la mesure ne se pose plus. Pour s'assurer qu'il en va bien ainsi, il nous faut montrer que les différents sous-problèmes qui composent le problème de la mesure, dans ses multiples formulations[1], sont eux-mêmes tous dissous.

1. *Cf. supra*, Chapitre 2.

### *6.5.1 D'une superposition de vecteurs propres à un unique vecteur propre*

Pourquoi, avant la mesure, le vecteur d'état correspond-t-il, dans le cas général, à une superposition de vecteurs propres de l'opérateur qui représente l'observable mesurée, tandis qu'à la fin de la mesure, il correspond toujours à un unique vecteur propre de cet opérateur ? Comment faut-il comprendre cette transition ? Reprenons l'exemple de la Sous-Section 6.2.2, où, immédiatement avant la mesure, le vecteur d'état associé au système *S*, qui est mis en jeu par la préparation $\mathscr{P}$, s'écrit :

$$\left| \psi^S(t_2) \right\rangle = \sum_{i=1}^{N} c_i \left| a_i \right\rangle \tag{6.8}$$

Ce vecteur d'état correspond à une superposition de vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$ qui représente l'observable *A* que les physiciens envisagent de mesurer. Nous l'avons vu à la Section 5.6, la décomposition de $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$ sur la base $\{ \left| a_i \right\rangle \}$ permet de calculer les probabilités $\{ p(a_i) \}$ de survenue des valeurs possibles $\{ a_i \}$ lorsque la mesure de *A* sur *S* est réalisée, à l'instant $t_2$, à la suite de $\mathscr{P}$. Telle est la fonction de la superposition (6.8). Chaque terme de cette superposition permet de dériver une prédiction probabiliste relativement à un résultat de mesure possible. Et si ces probabilités sont irréductibles[1], il ne faut y voir que l'expression d'une contrainte empirique[2] qui s'impose à tout formalisme prédictif que les physiciens peuvent élaborer dans leur activité de recherche en microphysique.

Au terme de la mesure de l'observable *A*, survient une certain résultat, disons le résultat $a_k$ (ou pour être plus précis, l'événement physique de la possession par l'observable *A* de la valeur $a_k$ à l'instant $t_3$). Si les physiciens veulent faire des prédictions concernant les résultats possibles d'une seconde mesure sur le même système *S*, il leur faut réviser leur outil prédictif en prenant acte du résultat obtenu. Autrement dit, ils doivent appliquer le postulat de projection au vecteur d'état qui était associé au système immédiatement avant la mesure, ou effectuer une opération formelle équivalente[3]. Dans notre exemple, l'application du postulat de projection revient à substituer au vecteur d'état $\left| \psi^S(t_2) \right\rangle$, qui était associé au système *S* à l'instant $t_2$, le nouveau vecteur d'état :

1. *Cf. supra*, Sous-Section 6.4.1.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 5.2.6.
3. *Cf. supra*, Section 5.10.

$$\left| \psi^{S}(t_3) \right\rangle = \left| a_k \right\rangle \tag{6.9}$$

Ainsi, la transition d'une *superposition* de vecteurs propres à un *unique* vecteur propre doit être conçu comme la mise à jour du formalisme prédictif par le biais de la connaissance empirique acquise lors du constat du résultat de mesure. Le changement du vecteur d'état correspond simplement à un changement formel prescrit par le postulat de projection. Ce changement permet aux physiciens de calculer la probabilité de survenue des résultats possibles pour n'importe quelle nouvelle mesure qui pourrait être réalisée après le première mesure.

Lorsque, à l'issue d'une mesure, les physiciens affirment que le vecteur d'état associé au système étudié correspond à un unique vecteur propre, il s'agit là uniquement de la traduction du constat de la valeur qui a été obtenue, parmi l'ensemble des résultats qui étaient possibles, dans les termes du formalisme quantique – *i.e.* le formalisme prédictif. La question « Comment peut-on expliquer la transition d'un vecteur d'état dans une superposition de vecteurs propres à un vecteur d'état dans un unique vecteur propre ? » se ramène donc à la question « Comment peut-on expliquer la transition d'une pluralité de résultats possibles à la survenue en acte d'un unique résultat ? ».

Nous avons répondu à cette question à la Sous-Section 6.2.4. La transition d'un ensemble de résultats possibles à un unique résultat actuel est corrélative du passage de la phase de la *prédiction théorique* à celle du *constat du résultat de mesure*. Lors de ce changement d'activité, les physiciens quittent le domaine du possible pour entrer dans celui de l'actuel.

### *6.5.2 Le caractère bien défini du résultat de mesure*

Pourquoi une mesure fournit-elle toujours un résultat bien défini et non une superposition de résultats ? Autrement dit, pourquoi l'aiguille indicatrice d'un appareil de mesure se trouve-t-elle toujours dans une position bien définie et non dans une superposition de plusieurs positions ? Cette question est soulevée par de nombreux spécialistes de l'interprétation de la mécanique quantique. Wojciech Zurek, par exemple, formule la question en ces termes : « Pourquoi moi, l'observateur, je ne perçois que l'un des résultats ? »[1]. Telle est également la question à laquelle les interprétations everettiennes s'efforcent de répondre[2].

1. Zurek, W., "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *op. cit.*, p. 37.
2. *Cf. supra*, Section 3.8.

De prime abord, cette question semble être dépourvue de sens. Nous n'avons pas même une idée de ce que pourrait signifier pour une aiguille indicatrice de se trouver dans une « superposition de plusieurs positions », ou pour une personne de percevoir « une superposition de résultats ». Quelle est donc la motivation de cette question ? Celle-ci se pose lorsque l'on se place dans un cadre de pensée réaliste, plus précisément, (*i*) lorsque l'on accepte l'hypothèse $H_1$ et (*ii*) que l'on décrit l'aiguille indicatrice d'un appareil de mesure en termes quantiques[1]. En vertu de (*i*) et (*ii*), le formalisme quantique implique que l'aiguille indicatrice se trouve, dans le cas général, dans une superposition de plusieurs positions. Toutefois, cette idée se heurte au fait que nous constatons toujours l'aiguille indicatrice dans une position bien définie, ce qui conduit à postuler l'existence d'une « règle de supersélection », suivant laquelle le principe de superposition, exceptionnellement, ne s'applique pas dans le cas de certains systèmes, tels qu'une aiguille indicatrice[2]. Mais il faut alors justifier cette règle de supersélection, et ce problème ne constitue qu'une manière alternative de formuler le problème de la mesure.

Dans le cadre de l'approche pragmatiste que nous défendons, l'hypothèse $H_1$ est écartée. La question de savoir pourquoi une mesure ne fournit jamais *une superposition de résultats* n'a donc plus lieu d'être posée. En revanche, on peut encore se demander pourquoi une mesure fournit toujours *un résultat bien défini*. Mais alors tombe la motivation initiale de la question. Le caractère bien défini d'un résultat de mesure n'est plus considéré comme le fruit d'une exception (*i.e.* la non-application du principe de superposition à certains systèmes, tels qu'une aiguille indicatrice), une exception qu'il s'agirait de justifier. De notre point de vue, une réponse d'ordre pragmatiste peut être apportée. Afin d'améliorer le succès de leurs actions, il est dans l'intérêt des physiciens de réaliser des expériences qui produisent quelque chose (*a*) qui puisse être constaté et communiqué aux autres physiciens (*b*) et qui puisse faire l'objet de prédictions. Il est donc compréhensible que les physiciens construisent des instruments, avec lesquels ils mènent leurs expériences, qui fournissent des résultats bien définis, puisque ces derniers satisfont à (*a*) et (*b*). D'une part, un résultat, en tant qu'il est bien défini – en tant qu'il est indiqué, par exemple, par le déplacement d'une aiguille dans une

1. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.1.
2. À ce sujet, *cf.* par exemple : Zurek, W., "Environment-induced Superselection Rules", *op. cit.*, p. 1862 ; van Fraassen, B., *Quantum Mechanics*, *op. cit.*, pp. 264-272 ; Zeh, H., "The Program of Decoherence: Ideas and Concepts", in: Giulini, D. *et al.* (eds.), *Decoherence and the Appearance of the Classical World in Quantum Theory*, *op. cit.*, pp. 7-9 ; Joos, E., "Elements of Environmental Decoherence", *op. cit.*, pp. 5-7.

position bien définie –, peut être constaté et communiqué aux autres physiciens. D'autre part, un résultat bien défini est le genre de chose pour lequel il est possible de faire des prédictions. Il peut, par exemple, joué le rôle de l'argument d'une fonction de probabilité.

Cette réponse peut également être exprimée en terme transcendantal. Le caractère bien défini des résultats de mesure peut être vu comme une *condition de possibilité* de l'activité de recherche en physique, et en particulier, en mécanique quantique : le constat, la communication et la prédiction d'un résultat de mesure sont *rendus possibles* par son caractère bien défini.

Le fait qu'un résultat de mesure soit *bien défini* signifie qu'il survient *à l'exclusion* de tout autre résultat. Or, le caractère mutuellement *exclusif* des résultats de mesure se traduit en mécanique quantique par le caractère mutuellement *orthogonal* des vecteurs (de l'espace de Hilbert associé au système étudié) avec lesquels ces résultats de mesure sont en correspondance[1]. La possibilité pour un espace de Hilbert associé à un système donné de prendre en compte le caractère mutuellement exclusif des résultats des mesures pouvant être réalisées sur ce système, constitue l'une des raisons principales du recours, en microphysique, au formalisme des espaces de Hilbert. Par conséquent, il serait circulaire de vouloir expliquer, *via* la mécanique quantique, pourquoi une mesure fournit toujours un résultat bien défini, étant donné que cette théorie *présuppose* le caractère bien défini des résultats de mesure. Cette conclusion vaut tout autant pour la théorie de la décohérence, puisqu'elle ne sort pas du champ de la mécanique quantique.

### *6.5.3 La sélection d'une base*

Pour autant, est-il illégitime d'appliquer le formalisme de la mécanique quantique aux appareils de mesure ? Telle est la thèse de Miora Mugur-Schächter. D'après elle :

> […] le formalisme quantique ne s'applique *pas* aux systèmes macroscopiques. […] Le mode quantique de description présuppose l'appareil comme une donnée première non-représentée. Vouloir représenter l'appareil aussi à l'intérieur de la mécanique quantique *stricto sensu*, pas dans quelque éventuelle *méta*-théorie adéquate, est un but contraire à l'essence même de la mécanique quantique, et impossible :
>
> - L'opposition à l'essence de la mécanique quantique est d'ordre logique et elle se manifeste dans la régression infinie qu'engendre ce but. La description *quantique* – au sens strict – d'un appareil, *si* elle était possible, exigerait d'autres appareils en tant que données premières non-représentées, etc., etc. […]

1. *Cf. supra*, Sous-Section 5.6.1.

> - Quant à l'impossibilité, elle tient au *changement*, lorsqu'on passe du microsystème à l'appareil, de la situation cognitive qui se réalise. Elle se manifeste dans la perte brutale de tout contenu *mathématique* spécifié *et* de tout contenu prévisionnel *propre* des descripteurs « quantiques » lorsqu'ils sont utilisés pour la représentation d'un appareil : l'« opérateur de position de l'aiguille de l'appareil $A(X)$ » – le seul opérateur universellement utilisé en théorie quantique des mesures, relativement à un appareil – n'est *pas* un opérateur *quantique* : la définition *mathématique* de cet opérateur n'est pas *spécifiée* à l'intérieur du formalisme mathématique de la mécanique quantique. Souvent on n'attache pas même un symbole à cet opérateur, il n'est que mots. *A fortioiri* il n'y a pas moyen de *calculer* les fonctions propres et les valeurs propres de cet opérateur ; celles-ci ne sont que mots et signes vides de tout contenu mathématique défini[1].

Cependant, comme le souligne Bernard d'Espagnat, il n'y a, dans l'analyse de Mugur-Schächter, « aucune raison pertinente de considérer comme elle le prétend que l'opérateur de position de l'aiguille de l'appareil n'est pas un opérateur quantique »[2]. Quant à la « régression infinie », à laquelle elle fait référence, il s'agit d'un problème, selon nous, qui ne concerne qu'une description quantique dont l'ambition serait de décrire toute la chaîne de la mesure, en allant du système étudié jusqu'à la production par l'appareil de mesure d'un résultat particulier.

À l'encontre de Mugur-Schächter, nous soutenons qu'il est non seulement *légitime*[3] mais aussi *utile* d'appliquer la mécanique quantique aux appareils de mesure[4]. Par ce biais, il s'avère possible de *déterminer quelle est l'observable que permet de mesurer un appareil de mesure donné*, comme on peut le montrer dans le cadre de la théorie de la décohérence. Supposons que soit mis en place un appareil de mesure, noté $M$, n'ayant jamais été utilisé, de sorte que les physiciens ne connaissent pas l'observable que cet appareil permet de mesurer. Il existe une méthode pour déterminer, de manière *a priori*, quelle est l'observable mesurée par $M$. Cette méthode se base sur la théorie de la décohérence. Il s'agit d'étudier quels sont les éléments qui composent l'appareil de mesure $M$ ainsi que l'environnement $E$ afin d'établir

1. Mugur-Schächter, M., « Mécanique quantique, réel et sens », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), *op. cit.*, pp. 220-221.
2. D'Espagnat, B., « Réponse à Mugur-Schächter par Bernard d'Espagnat », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), *op. cit.*, p. 251.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 5.10.1.
4. Cette idée s'oppose également à la thèse bohrienne selon laquelle le fonctionnement des appareils de mesure doit nécessairement être décrit avec les concepts de la physique classique (*cf. supra*, Sous-Section 6.3.2).

l'Hamiltonien d'interaction entre *M* et *E*, noté $\hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$ [1]. La forme particulière de $\hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$ détermine quelle est la décomposition bi-orthogonale admise de l'opérateur densité réduit associé à $S+M$ (où $S$ est le système étudié)[2]. Par conséquent, en même temps qu'il sélectionne une base orthogonale pour *M*, $\hat{H}_{\text{int}}^{M-E}$ en sélectionne une pour *S*. La base des vecteurs orthogonaux associée au système étudié *S* définit une certaine observable. Ce faisant, les physiciens déterminent l'observable que l'appareil de mesure *M* permet de mesurer.

Dans le cadre d'une approche réaliste, la théorie quantique de la mesure doit faire face au « problème de la base préférée »[3]. La contribution de la théorie de la décohérence pour la résolution de ce problème a été traduite ici dans une perspective pragmatiste.

### *6.5.4 Le passage d'un mélange statistique impropre à un mélange statistique propre*

Suivant la description du processus de la mesure dans le cadre de la théorie de la décohérence, on obtient, au terme de la mesure, un opérateur densité réduit associé à $S+M$. Cet opérateur, à une approximation près (si l'on néglige les termes de cohérence), correspond formellement à un *état de mélange*, au sens de Peter Mittelstaedt[4], c'est-à-dire qu'il possède la forme d'un opérateur densité représentant un mélange statistique. Dans l'exemple présenté à la Sous-Section 2.5.1, on trouve pour cet opérateur densité réduit l'expression figurant en (2.93), à savoir :

$$\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*) \approx \sum_{k=1}^{N} \left| c_k \right|^2 \left| a_k \right\rangle \otimes \left| b_k \right\rangle \left\langle a_k \right| \otimes \left\langle b_k \right| \qquad (6.10)$$

où l'instant $t_3^*$ correspond à la dernière étape du processus de la mesure suivant la théorie de la décohérence[5], les $\{\left| a_k \right\rangle\}$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{A}$, qui représente l'observable *A* et qui est défini sur $H^S$, associés respectivement aux valeurs propres $\{a_k\}$, les

1. Rappelons que le terme « environnement » désigne, par convention dans la théorie de la décohérence, l'environnement *extérieur* à l'appareil de mesure, mais aussi ce que l'on nomme son « environnement interne » (*cf. supra*, Sous-Section 2.5.1).
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.5.2.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.3.
4. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.4.
5. L'astérisque permet ici de différencier l'instant *théorique* de la fin de la mesure (suivant la théorie de la décohérence) de l'instant *effectif* du terme de la mesure que nous avons noté $t_3$, c'est-à-dire l'instant pouvant être établi expérimentalement (*cf.* Figure 5.1).

$\{\,|\,b_k\,\rangle\}$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{B}$, qui représente l'observable $B$ et qui est défini sur $H^M$, associés respectivement aux valeurs propres $\{b_k\}$, et les $\{c_k\}$ sont des nombres complexes.

Rappelons que si $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ possède la *forme* d'un opérateur densité représentant un mélange statistique, à strictement parler, il ne représente pas un mélange statistique. Il est dérivé (par une opération de trace partielle) de l'opérateur densité associé à $S+M+E$ qui correspond à un état pur (*i.e.* qui est équivalent à un vecteur d'état), et qui ne représente donc pas lui-même un mélange statistique[1]. Suivant la terminologie de Bernard d'Espagnat, $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ représente un mélange statistique *impropre*, par opposition à un mélange statistique *propre* qui lui correspond à un mélange statistique au sens strict[2]. À supposer que $H_1$ soit acceptable, $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ ne peut donc être interprété comme représentant notre connaissance incomplète de l'état physique actuel dans lequel se trouvent respectivement *S* et *M*, au terme de la mesure. Ce point est un problème dans le cadre d'une approche réaliste où l'on attend du formalisme qu'il permette de *décrire* adéquatement le processus de la mesure : à défaut de déterminer l'état physique actuel particulier dans lequel se trouvent *S* et *M*, au terme de la mesure, le formalisme devrait *au minimum* impliquer que *S* et *M*, au terme de la mesure, se trouvent en acte dans un état physique bien défini, ce qui ne peut être inféré de $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$.

Dans le cadre de l'approche pragmatiste que nous défendons, la théorie de la décohérence n'est pas supposée *décrire* l'état physique actuel dans lequel se trouvent *S* et *M* tout au long du processus de la mesure. En tant qu'elle n'est qu'une application du formalisme quantique, cette théorie ne peut avoir qu'une fonction *prédictive*. Il n'y a de sens à recourir à la théorie de la décohérence que dans une phase de prédiction théorique. Dans la phase du constat du résultat de mesure, après l'instant $t_3$, la description du résultat de mesure qui est survenu en acte, de même que la description de la connaissance incomplète que possèdent les physiciens à propos de ce résultat, se fait au moyen, non pas du formalisme quantique, mais des concepts propres à l'activité de recherche en microphysique[3].

Dans la situation où le résultat est survenu en acte mais où les physiciens n'ont pas encore effectuer le constat du résultat qui est effectivement survenu, les calculs effectués au moyen

1. *Cf. supra*, Sous-Sections 2.4.4 et 2.5.2.
2. *Cf. supra*, Sous-Section 2.4.4.
3. *Cf. supra*, Sous-Section 6.2.3.

du formalisme quantique, durant la phase de prédiction théorique, leur permet de faire une évaluation probabiliste concernant la possibilité de survenue de chacun des résultats possibles. Dans l'exemple de la Sous-Section 2.5.1, repris ci-dessus, le formalisme quantique permet aux physiciens d'affirmer que la mesure a fourni, à l'instant $t_3$, le résultat $a_1$ avec la probabilité $p(a_1) = |c_1|^2$, le résultat $a_2$ avec la probabilité $p(a_2) = |c_2|^2$,..., et le résultat $a_N$ avec la probabilité $p(a_N) = |c_N|^2$ – les probabilités $\{p(a_i)\}$ étant réductibles[1]. Ils peuvent alors convertir cette connaissance partielle concernant le résultat survenu en prédictions concernant les résultats de n'importe quelle mesure qui pourrait être réalisée sur *S* après l'instant $t_3$. Ils doivent ainsi supposer que l'outil prédictif adéquat qui devrait être associé à *S*, à l'instant $t_3$, est le vecteur d'état $|\psi^S(t_3)\rangle = |a_1\rangle$ avec la probabilité $p(a_1) = |c_1|^2$, le vecteur d'état $|\psi^S(t_3)\rangle = |a_2\rangle$ avec la probabilité $p(a_2) = |c_2|^2$,..., et le vecteur d'état $|\psi^S(t_3)\rangle = |a_N\rangle$ avec la probabilité $p(a_N) = |c_N|^2$. Ils peuvent exprimer cette connaissance incomplète concernant l'outil prédictif adéquat au moyen d'un *mélange statistique propre* représenté par l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^S(t_3) = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 |a_i\rangle\langle a_i| \qquad (6.11)$$

De même, le formalisme quantique permet aux physiciens d'affirmer que l'observable *B*, qui est représentée par l'opérateur $\hat{B}$ défini sur $H^M$, possède en acte, à l'instant $t_3$, la valeur $b_1$ avec la probabilité $p(b_1) = |c_1|^2$, la valeur $b_2$ avec la probabilité $p(b_2) = |c_2|^2$,..., et la valeur $b_N$ avec la probabilité $p(b_N) = |c_N|^2$ – les probabilités $\{p(b_i)\}$ étant réductibles. Ils peuvent convertir cette connaissance incomplète concernant la valeur assignée à l'observable *B* en prédictions concernant les résultats de n'importe quelle mesure qui pourrait être réalisée sur *M* après l'instant $t_3$. Ils doivent ainsi supposer que l'outil prédictif adéquat qui devrait être associé à *M*, à l'instant $t_3$, est le vecteur d'état $|\psi^M(t_3)\rangle = |b_1\rangle$ avec la probabilité $p(b_1) = |c_1|^2$, le vecteur d'état $|\psi^M(t_3)\rangle = |b_2\rangle$ avec la probabilité $p(b_2) = |c_2|^2$,..., et le vecteur d'état $|\psi^M(t_3)\rangle = |b_N\rangle$ avec la probabilité $p(b_N) = |c_N|^2$. Ils peuvent exprimer cette

1. *Cf. supra*, Sous-Section 6.4.2.

connaissance incomplète concernant l'outil prédictif adéquat au moyen d'un *mélange statistique propre* représenté par l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^{M}(t_3) = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, | b_i \rangle \langle b_i | \tag{6.12}$$

Suivant un raisonnement équivalent, les physiciens peuvent exprimer leur connaissance partielle concernant l'outil prédictif adéquat qui devrait être associé à $S+M$, à l'instant $t_3$, au moyen d'un *mélange statistique propre* représenté par l'opérateur densité :

$$\hat{\rho}^{S+M}(t_3) = \sum_{i=1}^{N} |c_i|^2 \, | a_i \rangle \otimes | b_i \rangle \langle a_i | \otimes \langle b_i | \tag{6.13}$$

Cet opérateur densité permet de tenir compte de la connaissance incomplète des physiciens concernant le résultat survenu au terme de la première mesure, et de faire des prédictions à propos de n'importe quelle mesure qui peut, en pratique[1], être réalisée sur $S+M$ à la suite de cette première mesure.

Tandis que l'opérateur densité réduit $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ figurant en (6.10) représente un mélange statistique *impropre*, l'opérateur densité $\hat{\rho}^{S+M}(t_3)$ figurant en (6.13) représente un mélange statistique *propre*. De notre point de vue, cette différence s'explique par la rupture entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure* (*cf.* Figure 6.4).

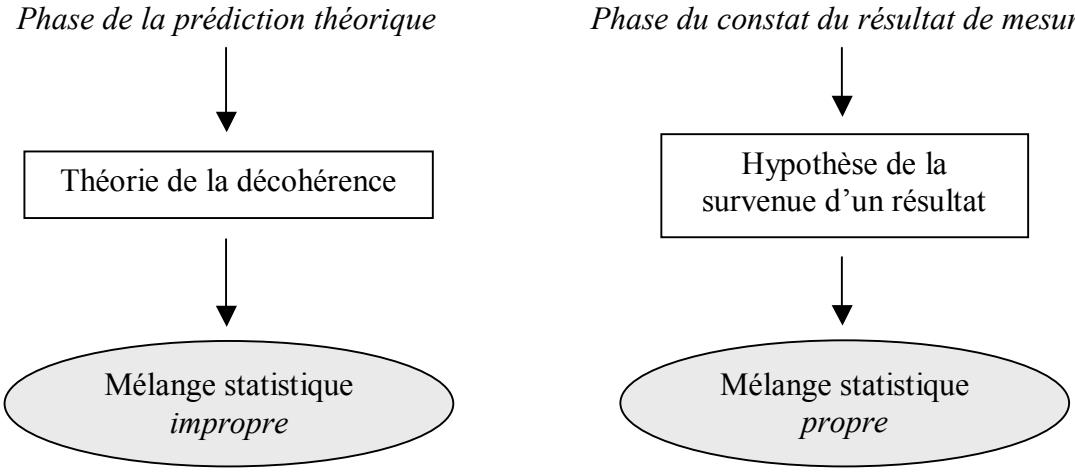



**Figure 6.4** Le passage d'un mélange statistique *impropre* à un mélange statistique *propre*

1. *Cf. supra*, Sous-Section 5.10.1.

L'opérateur densité réduit $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ est calculé durant la phase de prédiction théorique qui précède l'instant $t_3$, *sans que le résultat de mesure soit supposé être survenu*. L'opérateur densité $\hat{\rho}^{S+M}(t_3)$, quant à lui, est construit durant la phase du constat du résultat de mesure, *à partir de l'hypothèse de la survenue effective du résultat de mesure*. Si cet opérateur densité représente un mélange statistique propre, c'est que les coefficients $\{|c_i|^2\}$ sont identifiés, *par construction*, à des probabilités réductibles.

### *6.5.5 La dissolution du problème et/ou*

Dans l'exemple de la Sous-Section 2.5.1, l'opérateur densité associé à $S+M$, immédiatement avant la mesure, correspond à un état pur. Suivant $H_1$, cet opérateur densité représente donc *l'état physique actuel* dans lequel se trouve $S+M$ immédiatement avant la mesure. Dans le cadre de la théorie de la décohérence, on attend de ce même opérateur densité, au terme du processus de la mesure, qu'il représente un mélange statistique propre, c'est-à-dire qu'il représente *notre connaissance incomplète de l'état physique actuel* dans lequel se trouve $S+M$ au terme de la mesure. Le problème est que rien ne justifie ce changement d'interprétation de l'opérateur densité associé à $S+M$ entre le début et la fin du processus de la mesure[1]. Il s'agit du « problème et/ou » que Bell a exprimé en remarquant que l'interprétation de l'opérateur densité associé à $S+M$, immédiatement avant la mesure, comme représentant l'état physique actuel de $S+M$ devrait conduire à interpréter *de la même manière* l'opérateur densité $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ obtenu au terme du processus de la mesure[2]. D'après Bell, il serait naturel de penser que $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ représente $S+M$ comme se trouvant en acte dans l'état physique représenté par $|a_1\rangle\otimes|b_1\rangle\langle a_1|\otimes\langle b_1|$ *et* dans l'état physique représenté par $|a_2\rangle\otimes|b_2\rangle\langle a_2|\otimes\langle b_2|$,…, *et* dans l'état physique représenté par $|a_N\rangle\otimes|b_N\rangle\langle a_N|\otimes\langle b_N|$, plutôt que de supposer qu'il représente notre connaissance incomplète à propos de $S+M$ qui se trouverait en acte dans l'état physique représenté par

1. Sans compter que l'opérateur densité réduit associé à $S+M$ obtenu au terme du processus de la mesure ne représente qu'un mélange statistique *impropre*, et non un mélange statistique propre (comme nous venons de voir à la sous-section précédente).
2. *Cf. supra*, Sous-Sections 2.4.6 et 2.5.2.

$|\, a_1 \,\rangle\otimes|\, b_1 \,\rangle\langle\, a_1 \,|\otimes\langle\, b_1 \,|$ *ou* dans l'état physique représenté par $|\, a_2 \,\rangle\otimes|\, b_2 \,\rangle\langle\, a_2 \,|\otimes\langle\, b_2 \,|$,…, *ou* dans l'état physique représenté par $|\, a_N \,\rangle\otimes|\, b_N \,\rangle\langle\, a_N \,|\otimes\langle\, b_N \,|$. Il faudrait donner une explication au passage du « et » au « ou ».

En accord avec Bell, nous pensons qu'une attitude cohérente exige que l'opérateur densité associé à $S+M$ soit interprété de la même manière au début et à la fin du processus de la mesure. L'opérateur densité $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$, en tant qu'il correspond à un état de mélange, ne permet de faire des prédictions concernant le résultat de mesure que d'une observable particulière[1]. Il n'est donc pas équivalent à un vecteur d'état, qui lui permet de faire des prédictions concernant le résultat de mesure de *n'importe quelle* observable pouvant être mesurée sur le système auquel le vecteur d'état est associé. $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ ne peut donc être interprété comme représentant l'état physique actuel dans lequel se trouve $S+M$ *au terme de la mesure*. Par conséquent, l'exigence suivant laquelle l'interprétation de l'opérateur densité associé à $S+M$ reste inchangée au cours du processus de la mesure conduit à écarter l'interprétation de cet opérateur densité comme représentant l'état physique actuel dans lequel se trouve $S+M$ *au début de la mesure*.

De notre point de vue, la seule interprétation non-problématique de l'opérateur densité associé à $S+M$ est celle qui l'assimile à un simple outil prédictif. Suivant cette interprétation, au début comme à la fin du processus de la mesure, il est toujours question des différentes valeurs que peuvent, ou pourront posséder en acte les observables *A* et *B au terme de la mesure*. Les physiciens tirent de l'opérateur densité associé à $S+M$ au début du processus de la mesure que les observables *A* et *B* posséderont en acte, *au terme de la mesure*, les valeurs respectivement $a_1$ et $b_1$ avec une probabilité égale à $|c_1|^2$, *ou* $a_2$ et $b_2$ avec une probabilité égale à $|c_2|^2$,…, *ou* $a_N$ et $b_N$ avec une probabilité égale à $|c_N|^2$. De l'opérateur densité réduit $\hat{\rho}_r^{S+M}(t_3^*)$ figurant en (6.10), dérivé de la théorie de la décohérence, les physiciens tirent exactement les mêmes prédictions concernant les différentes valeurs que les observables *A* et *B* pourront posséder *au terme de la mesure*. *Via* l'opérateur densité $\hat{\rho}^{S+M}(t_3)$ figurant en (6.13), construit à partir de l'hypothèse de la survenue effective du résultat de

1. *Cf. supra*, Sous-Section 5.9.2.

mesure, les physiciens expriment le fait que les observables $A$ et $B$ possèdent en acte, *au terme de la mesure*, les valeurs respectivement $a_1$ et $b_1$ avec une probabilité égale à $|c_1|^2$, *ou* $a_2$ et $b_2$ avec une probabilité égale à $|c_2|^2$,..., *ou* $a_N$ et $b_N$ avec une probabilité égale à $|c_N|^2$. L'interprétation de l'opérateur densité qui est associé à $S+M$ aux différentes étapes du processus de la mesure est toujours en termes de « ou » (*i.e.* jamais en termes de « et »). Partant, le problème et/ou ne se pose plus.

### *6.5.6 Une justification pragmatiste du découpage entre système, appareil de mesure et environnement*

Dans ce qui précède, le système total considéré $S+M+E$ est découpé en trois sous-systèmes bien définis que sont le système étudié *S*, l'appareil de mesure *M* et l'environnement *E*. Suivant une approche réaliste, la mécanique quantique est censée pouvoir prendre en charge la description du processus de la mesure dans son entier. On devrait donc attendre de cette théorie qu'elle permette de justifier la légitimité du découpage du système total considéré en *S*, *M* et *E*[1]. Or, une telle justification, interne à la mécanique quantique, fait défaut.

Par contre, suivant une approche pragmatiste, ce découpage est justifié en raison de son *utilité* dans le cadre de l'activité de recherche en microphysique (et plus généralement, en physique). Ce découpage permet aux physiciens d'échafauder une structure formelle à partir de laquelle ils font des prédictions corroborées par l'expérience, autrement dit, à partir de laquelle ils mènent des actions qui sont couronnées de succès. Cette justification peut être exprimée sous la forme d'un argument transcendantal : le découpage du système total en *S*, *M* et *E* est une *condition qui rend possible* l'activité de recherche en microphysique (et plus généralement, en physique). Telle est l'idée défendue par Holger Lyre : « pour toute mesure, la distinction [entre *S*, *M* et *E*] est une précondition nécessaire »[2].

1. *Cf. supra*, Sous-Sections 2.4.2 et 2.5.2.
2. Lyre, H., "Against Measurement? – On the Concept of Information", *op. cit.*, p. 9.

## 6.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons examiné ce que les physiciens font en pratique durant une expérience en microphysique. Concernant leur mode d'accès au monde, une rupture est apparue entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure*. Lors de la phase de la prédiction théorique, les physiciens effectuent des calculs à l'aide du formalisme de la mécanique quantique pour faire des prédictions à propos de ce qui pourrait devenir actuel au terme des différentes mesures possibles. Ils n'ont alors de prise que sur ce qui est *possible*, et non sur ce qui est actuel. En revanche, lors de la phase du constat du résultat de mesure, les physiciens peuvent avoir un accès à ce qui est devenu *actuel* au terme d'une mesure réalisée en acte, et ce, en observant, par exemple, le déplacement de l'aiguille indicatrice sur le cadran de l'appareil de mesure, et en interprétant cet événement expérimental en terme d'un événement physique correspondant à la possession par l'observable mesurée d'une certaine valeur actuelle. Nous avons remis en cause la thèse bohrienne suivant laquelle le constat de cet événement physique doit faire appel à la *physique classique*. Par contre, ce constat peut être exprimé au moyen d'une proposition dont la structure sous-jacente satisfait à la *logique classique*. Ce n'est qu'à cet égard, selon nous, que le résultat de mesure peut être qualifié de « classique ».

Lors d'une mesure, la transition du vecteur d'état d'une superposition de vecteurs propres à un unique vecteur propre est corrélative de la transition de la phase de la prédiction théorique à celle du constat du résultat de mesure. Puisque le vecteur d'état ne représente pas l'état physique actuel du système étudié, il n'est plus question d'expliquer le soi-disant processus physique de la réduction de l'état physique actuel du système lors d'une mesure. Le problème de la mesure, dans sa première formulation, ne se pose plus. Nous avons montré, en outre, que suivant une perspective pragmatiste, les différents sous-problèmes qui composent le problème de la mesure dans ses quatre autres formulations sont eux-mêmes tous dissous.

# Conclusion

La physique classique s'offre de façon assez naturelle et peu problématique à une interprétation conforme aux thèses du réalisme scientifique. S'en dégage la « description classique » du monde : un monde en termes de systèmes se trouvant chacun dans un état physique actuel bien défini, à tout instant, ou alternativement un monde en termes d'événements physiques survenant indépendamment de la mise en place éventuelle d'un dispositif expérimental servant à les constater. Cette description semble avoir durablement marqué les esprits des physiciens, au point que l'interprétation standard de la mécanique quantique (*i.e.* l'interprétation de Dirac et von Neumann, reprise dans la majorité des manuels) en véhicule encore les notions principales, comme celles de particule, d'onde ou d'état physique actuel.

Interpréter la mécanique quantique dans un cadre de pensée réaliste soulève cependant de nombreuses difficultés. La plus importante d'entres elles étant le *problème de la mesure*. Une analyse détaillée de la description de la mesure suivant l'interprétation standard nous a permis de montrer qu'il n'existe pas *une*, mais au moins *cinq* formulations possibles de ce problème. Chaque formulation dépend, premièrement, du (ou des) système(s) qu'il s'agit de décrire :

- le système étudié $S$ pris individuellement,
- le système étudié et l'appareil de mesure $S + M$ , ou
- le système étudié, l'appareil de mesure et son environnement $S + M + E$ .

Elle dépend, deuxièmement, de ce que l'on estime être une description « satisfaisante » du processus de la mesure :

- le vecteur d'état final associé à $S$ est supposé représenter l'état physique actuel de $S$ et doit correspondre à un vecteur propre de l'observable mesurée,
- le vecteur d'état final associé à $S + M$ est supposé représenter l'état physique actuel de $S + M$ et doit correspondre au produit tensoriel d'un vecteur propre de l'observable mesurée sur $S$ et d'un vecteur propre de l'observable d'indication sur $M$,

- l'opérateur densité final associé à $S$ est supposé représenter notre connaissance incomplète de l'état physique actuel de $S$ et doit correspondre à un état de mélange, ou
- l'opérateur densité final associé à $S+M$ est supposé représenter notre connaissance incomplète de l'état physique actuel de $S+M$ et doit correspondre à un état de mélange.

En outre, il est apparu que chacune de ces formulations renvoie non pas à un problème *unique*, mais à une *série* de sous-problèmes. Rappelons ici les principaux d'entre eux[1] :

- rendre compte de la réduction du vecteur d'état associé à $S$,
- déterminer quelle est l'observable qui est mesurée sur le système $S$ (il s'agit du problème de la « base préférée », lequel est résolu dans le cadre de la théorie de la décohérence qui fait intervenir l'interaction de $M$ avec $E$),
- expliquer pourquoi l'opérateur densité associé à $S+M$, au terme du processus de la mesure, représente non plus l'état physique actuel de $S+M$, mais notre connaissance incomplète de celui-ci, c'est-à-dire un mélange statistique propre (il s'agit du problème « et/ou »),
- justifier que l'opérateur densité associé, au terme de la mesure, au système composé $S+M$, qui représente un mélange statistique *impropre*, puisse être interprété comme représentant un mélange statistique *propre*, et
- justifier la division du système total $S+M+E$ en trois sous-systèmes qui correspondent précisément à $S$, $M$ et $E$.

Il a été établi que si l'on accepte les hypothèses $H_1$ et $H_2$ de l'interprétation standard, mais que l'on rejette l'hypothèse $H_3$ (*i.e.* l'hypothèse du saut quantique), le problème de la mesure résiste à toute *résolution*.

Cette situation est à l'origine d'un foisonnement d'interprétations réalistes visant à *dissoudre* le problème de la mesure (*i.e.* faire en sorte qu'il ne se pose pas), en substituant aux hypothèses $H_1$, $H_2$ et $H_3$ de nouvelles hypothèses. Citons notamment la théorie GRW, la théorie EEQT, la mécanique bohmienne, les interprétations modales, les interprétations everettiennes, ou encore l'interprétation en termes de corrélations. En examinant ces diverses interprétations, nous avons pu constater que pour dissoudre le problème de la mesure, elles

1. Les cinq formulations du problème de la mesure, avec la liste précise des sous-problèmes qui les caractérisent, sont données à la Sous-Section 2.6.2.

doivent toutes payer un prix fort : (*i*) elles modifient le formalisme de la mécanique quantique (changement de l'équation de Schrödinger dans la théorie GRW, seconde équation d'évolution dans la mécanique bohmienne, rejet du postulat de projection dans les interprétations modales ou everettiennes, etc.), sans même que cette modification débouche sur de nouvelles prédictions pouvant être mises à l'épreuve de l'expérience, (*ii*) elles rencontrent de nouvelles difficultés d'ordre théorique (la plupart de ces interprétations sont, par exemple, en conflit avec la théorie de la relativité restreinte), et (*iii*) elles suggèrent chacune une image du monde dont les traits sont en rupture totale avec le sens commun (non-localité, corrélations sans *correlata*, etc.), ou qui sont parfois fantaisistes (division de l'univers en mondes parallèles, multiplicité d'esprits parallèles pour un même observateur, etc.). Par ailleurs, il est apparu que ces diverses interprétations reposent sur des idées souvent antithétiques (monde déterministe *versus* monde indéterministe, propriétés actuelles *versus* propriétés potentielles, etc.), elles ne sont donc pas complémentaires, mais bien concurrentes. Cette absence de consensus n'est-elle pas une raison de douter du projet même d'interpréter cette théorie suivant une approche réaliste, et d'en dégager une représentation du monde tel qu'il serait en lui-même ?

Ces dernières années, plusieurs auteurs, tels que Peres et Fuchs, sont allés jusqu'à affirmer que la mécanique quantique n'est rien de plus qu'un instrument permettant de faire des prédictions à propos de résultats de mesure identifiables à de simples *événements expérimentaux*[1], par exemple des clics de détecteurs ou des déplacements d'aiguilles sur le cadran d'appareils de mesure. Mais comme nous l'avons souligné, la mécanique quantique ne saurait être confrontée à de simples clics de détecteurs si ces derniers n'étaient pas interprétés dans les termes de la théorie, des termes tels que « système » ou « observable ».

À quel type d'*événements physiques* ces événements expérimentaux sont-ils alors censés correspondre, eu égard à la mécanique quantique ? Ou autrement dit, qu'est-ce qui peut légitimement être tenu pour « actuel » au terme d'une mesure dans le cadre de la mécanique quantique ?

Pour répondre à cette question, nous avons étudié, dans un premier temps, la façon dont les physiciens constituent la connaissance expérimentale dans le domaine de la physique en général. Confrontant les différents points de vue et arguments avancés sur le sujet, il nous est apparu que le contenu de cette connaissance est indissociable de la *pratique* des physiciens : il

1. Ou « événements macroscopiques » suivant la terminologie de Peres et Fuchs.

est étroitement lié aux *moyens de connaissance* – à la fois sensoriels, instrumentaux et conceptuels – auxquels les physiciens font appel *dans le cadre d'une certaine activité de recherche*. De cette discussion, s'est progressivement dégagée une approche *pragmatiste* inspirée de la philosophie de James et du second Wittgenstein, mais aussi de travaux plus récents comme ceux de Putnam ou de Pickering.

Dans un second temps, nous sommes revenus sur le cas particulier de la mécanique quantique. Nous avons fait remarquer qu'en dépit de l'absence apparente de consensus sur l'interprétation des événements expérimentaux en termes d'événements physiques, la mécanique quantique est une théorie stabilisée, et que par conséquent, elle répond à plusieurs intérêts de recherche *dont celui du consensus à propos de l'interprétation des événements expérimentaux*. Cela signifie qu'il existe une interprétation suffisamment minimale et sans conséquence problématique faisant l'objet d'un accord intersubjectif. Notre analyse nous a permis d'établir qu'un événement expérimental peut être interprété, dans le cadre de la mécanique quantique, en terme d'un événement physique correspondant à *la possession par une observable, mesurée sur un système au moyen d'un appareil de mesure, d'une valeur bien définie au terme de la mesure*. Rappelons les deux écueils à éviter : faire un pas interprétatif supplémentaire en identifiant cet événement physique à la réduction de l'état physique du système étudié (ce qui nous mettrait face au problème de la mesure), et investir les termes employés, tels que « observable », « système » ou « appareil de mesure », d'une dimension ontologique (ce qui soulèverait d'autres difficultés).

L'événement physique mentionné ci-dessus peut-il être considéré comme l'instanciation d'une propriété que posséderait le système en lui-même ? Cette question délicate est au centre du fameux débat qui a opposé Bohr et Einstein à partir des années 1920. Suivant l'hypothèse de *contextualité* défendue initialement par Bohr, une propriété telle que la possession par une observable d'une valeur bien définie ne peut être assignée à un système indépendamment de la mise en place d'un appareil permettant de mesurer cette observable sur ce système. Mais dans l'article d'Einstein, Podolsky et Rosen de 1935, un argument va pousser Bohr à modifier son hypothèse de contextualité. Il soutient désormais que la mesure sur un système nous permet d'assigner une valeur bien définie à une observable *sur un système distant* (bien qu'aucune mesure ne soit réalisée directement sur celui-ci), à condition que les deux systèmes aient préalablement interagi et soient donc corrélés. Or nous avons montré qu'en introduisant ainsi l'idée de *mesure indirecte*, Bohr s'expose à un *paradoxe* : dans les expériences de type EPR, la survenue de certains événements physiques dépend du référentiel spatio-temporel

considéré. C'est pourquoi, il nous est apparu important de proposer une hypothèse de contextualité plus restrictive, qui ne génère pas un tel paradoxe : suivant l'hypothèse de la « contextualité au sens restreint », notée $C_R$, une observable possède en acte une valeur bien définie à un instant *t si et seulement si* une mesure *directe* de cette observable est réalisée à cet instant *t*. L'idée même d'une « mesure indirecte » est exclue.

Dans la seconde moitié du XX$^{e}$ siècle, des avancées importantes, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental, ont permis de nourrir le débat entre bohriens et einsteiniens. Les principales d'entres elles sont les inégalités de Bell, la violation expérimentale de ces inégalités, ainsi que la preuve formelle de la contextualité de Kochen et Specker. La littérature à ce sujet est vaste et complexe. Nous avons cherché à en faire un bilan afin d'établir quelles sont les interprétations qui peuvent être maintenues au vu de ces nouveaux résultats[1]. Contrairement à ce qui est souvent affirmé, la violation des inégalités de Bell n'est pas nécessairement synonyme de non-localité. Pour éviter cette conclusion et maintenir ainsi la théorie de la relativité restreinte (qui, soulignons-le, n'a jamais été mise en défaut par l'expérience), il suffit d'adopter une approche pragmatiste et de faire appel à l'hypothèse $C_R$. Il en va de même en ce qui concerne la preuve formelle de la contextualité. Une option possible – celle que choisit Bohm – consiste à défendre une version ontologique de la contextualité. Mais alors resurgit nécessairement l'hypothèse de non-localité. L'autre option, celle que nous préconisons, est dépourvue de conséquence problématique. Elle revient à invoquer une nouvelle fois l'hypothèse $C_R$. Suivant cette option de type bohrienne, la survenue d'un événement physique est relative au contexte expérimental, et donc aux appareils de mesure qui sont mis en place. Autrement dit, ce qui est « actuel » au terme d'une mesure ne peut être dissocié des moyens *instrumentaux* de connaissance, ceux que les physiciens appliquent *directement* au système étudié.

Les termes tels que « système » ou « observable », avons-nous soutenu, ne doivent pas être chargés d'une quelconque dimension ontologique. Mais quelle est alors leur signification ? Suivant le point de vue pragmatiste, la réponse est à chercher du côté de la pratique des physiciens. La signification de ces termes se comprend à la lumière de l'usage qu'en font les physiciens dans leur activité de recherche en microphysique. On peut remarquer que tout « système » est l'invariant d'un ensemble de préparations. De même, toute « observable » est l'invariant d'un ensemble de mesures. Toute « préparation » et toute « mesure » se rapportant

1. Le bilan détaillé figure à la Sous-Section 4.7.5. Nous ne ferons ici que reprendre la conclusion principale.

elles-mêmes à des collections de série de manipulations expérimentales. C'est en se penchant ainsi sur l'ensemble des conséquences pratiques[1] des termes employés par les physiciens dans le contexte de la microphysique, que nous avons pu leur donner une « définition pragmatique ».

Prolongeant cette approche, nous avons avancé la thèse suivante : pour comprendre la mécanique quantique, il faut resituer cette théorie dans le contexte de la pratique des physiciens, elle peut ainsi recevoir une *justification pragmatiste*. Nous avons proposé de mener cette justification en trois étapes. La première consistait à donner une définition pragmatique aux termes « préparation », « mesure », « observable », « système », etc., suivant le procédé que nous venons d'indiquer. Lors de la seconde étape nous avons explicité les 7 « fonctions pragmatiques » que doit remplir toute théorie pour que celle-ci permette au physiciens de mener à bien leur activité de recherche en microphysique. Il s'agissait ensuite, lors de la troisième étape, de montrer que la mécanique quantique est l'unique théorie permettant de remplir exactement ces fonctions. Pour ce faire, nous avons cherché, premièrement, à mettre clairement en lumière la contribution de chacune des composantes de la mécanique quantique, et cela, en reprenant plusieurs travaux récents comme ceux de R. I. G. Hughes, van Fraassen et Michel Bitbol. Il est apparu que :

- Le formalisme des espaces de Hilbert peut servir à caractériser de manière synthétique une certaine préparation. (Il remplit ainsi la fonction pragmatique $F_1$.)
- Le formalisme des espaces de Hilbert permet de déterminer de manière *a priori*, pour toute mesure pouvant être réalisée à la suite d'une préparation donnée, l'ensemble de ses résultats possibles et la probabilité de leur survenue respective. (À ce titre, il remplit également les fonctions pragmatiques $F_2$ et $F_3$.)
- L'opération du produit tensoriel permet de traiter le cas d'une préparation mettant en jeu un système composé de plusieurs sous-systèmes. (Il sert à remplir la fonction pragmatique $F_4$.)

1. Rappelons que l'expression « conséquences *pratiques* » doit se comprendre au sens de James, explicitée à la Sous-Section 4.3.5. C'est-à-dire que les conséquences *pratiques* de l'emploi d'un terme peuvent se situer aussi bien sur le plan des *actions concrètes* que sur le plan des *idées*. Par exemple, en parlant d'un « électron », un physicien peut susciter chez son interlocuteur *l'idée* d'une préparation particulière qu'il a réalisée dans son laboratoire et qui est supposée précisément mettre en jeu un « électron ».

- L'équation de Schrödinger permet de maintenir au formalisme son pouvoir prédictif dans la situation où la phase intermédiaire entre la préparation et la mesure est de durée non nulle. (Cette équation remplit la fonction pragmatique $F_5$.)
- L'opérateur densité peut servir à rendre compte de situations où les physiciens n'ont qu'une connaissance incomplète de la préparation qu'ils ont réalisée. (Il permet donc de remplir la fonction pragmatique $F_6$.)
- Enfin, l'opération formelle associée au postulat de projection (qu'il s'agit de ne pas interpréter en terme de « réduction de l'état physique actuel du système étudié ») permet de traduire le constat du résultat d'une mesure dans le formalisme, afin que celui-ci préserve son pouvoir prédictif relativement aux mesures subséquentes pouvant être réalisées en pratique. (Autrement dit, cette opération formelle permet de remplir la fonction pragmatique $F_7$.)

Deuxièmement, il fallait établir que toute modification du formalisme de la mécanique quantique implique que les 7 fonctions pragmatiques ne peuvent pas toutes être remplies ou que le formalisme se charge d'une structure formelle de surplus, c'est-à-dire une structure formelle additionnelle n'ayant aucune utilité pour assurer le succès de l'activité de recherche des physiciens. Les résultats principaux de cette investigation sont que :

- Le formalisme des espaces vectoriels définis sur les *nombres réels* ne possède pas suffisamment de degrés de liberté pour permettre de faire des prédictions relativement aux observables de spin selon toutes les directions possibles de l'espace physique. Quant au formalisme des espaces vectoriels définis sur les *quaternions*, il introduit une structure formelle qui reste inexploitée.
- Si la règle de dérivation des probabilités à partir d'un vecteur défini sur un espace vectoriel complexe correspond au module de ce vecteur élevé à une puissance *différente de 2*, alors celle-ci ne peut respecter la théorie classique des probabilités (suivant laquelle la somme des probabilités est égale à 1).
- Faire appel à une seconde équation d'évolution, comme l'équation de guidage de la mécanique bohmienne, introduit une structure formelle qui n'a pas d'utilité sur le plan pratique.
- En l'absence de l'opération formelle associée au postulat de projection, ou d'une opération formelle équivalente (telle que la conditionalisation des probabilités), le formalisme quantique perd son pouvoir prédictif.

On notera qu'il n'a pas été question ici de la théorie quantique des champs. Mais à première vue, une justification pragmatiste de cette théorie est tout à fait envisageable. Celle-ci pourra faire l'objet d'un travail futur.

Après avoir mis au jour les fonctions précises que remplit le formalisme de la mécanique quantique, nous avons reconsidéré le problème de la mesure. Conformément à l'approche pragmatiste, il s'agissait de porter notre attention sur ce que les physiciens font concrètement lorsqu'ils réalisent une expérience. Nous avons alors mis en avant la distinction entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure*. Cela nous a permis de comprendre la façon dont le possible et l'actuel s'articulent en microphysique. Lors de la phase qui suit la préparation et qui précède la survenue du résultat de la mesure, les physiciens font appel au formalisme quantique, et ce, pour faire des prédictions, c'est-à-dire pour déterminer quels sont les résultats *possibles* et quelles sont leurs probabilités de survenue. Durant cette phase, le choix de l'observable mesurée demeure révisable, les prédictions peuvent donc porter sur un ensemble d'observables *possibles*. Par contre, au terme de la mesure qui est réalisée *en acte*, les physiciens font le constat du résultat *actuel*, le résultat qui est *effectivement* survenu. Ils n'ont alors nullement besoin de recourir au formalisme prédictif de la mécanique quantique. Seuls des moyens sensoriels et conceptuels de connaissance leur sont utiles. Il leur faut, en effet, simplement percevoir le résultat qui se présente à eux et l'exprimer au moyen d'une proposition.

Afin de clarifier la façon dont les physiciens font ce constat du résultat d'une mesure, nous avons étudié la conception de Bohr. D'après lui, en microphysique, l'appareil de mesure et le résultat de mesure peuvent, et doivent, tous deux être décrits exclusivement au moyen de la *physique classique*. À l'encontre de cette idée, nous avons souligné le fait que la physique classique n'est appropriée que pour décrire l'appareil de mesure *avant* et *après* (mais pas *pendant*) le processus de la mesure, et que la mécanique quantique est parfois nécessaire pour décrire les conditions expérimentales (par exemple, lorsqu'un laser ou un matériau supraconducteur est utilisé). Quant au résultat de mesure, il est « classique », selon nous, uniquement au sens où toute proposition servant à exprimer sa survenue possède une structure logique sous-jacente qui se conforme à la loi de bivalence de la *logique classique*. La distinction que nous avons proposée entre *événement expérimental* et *événement physique* permet de cerner le rôle de la physique classique : il est vrai que la permanence de la trace laissée par la survenue d'un événement expérimental au terme d'une mesure peut être décrite au moyen de cette théorie ; mais la description de l'événement physique, qui correspond à une

interprétation de cet événement expérimental et qui constitue à proprement parler le « résultat de mesure », requiert les concepts de la mécanique quantique.

L'avantage principal de cette approche pragmatiste est qu'elle permet de dissoudre le problème de la mesure. Pour voir qu'il en va bien ainsi, nous avons montré que les sous-problèmes qui composent ce problème sont eux-mêmes tous dissous :

- La réduction du vecteur d'état associé à $S$ se comprend comme la transition d'un ensemble de résultats *possibles* à un unique résultat *actuel*, cette transition étant corrélative du passage de la phase de la *prédiction théorique* à celle du *constat du résultat de mesure*.
- En prenant en compte l'interaction de $M$ avec $E$, la théorie de la décohérence détermine quelle est l'observable que $M$ permet de mesurer (il s'agit ici de la version pragmatiste de la résolution du problème de la base préférée *via* la théorie de la décohérence).
- L'opérateur densité qui est associé à $S+M$ au début *et* à la fin du processus de la mesure traduit une incertitude concernant le résultat qui sera obtenu au terme de la mesure. Dans les deux cas, il renvoie aux différents résultats qui pourront (respectivement, ont pu) survenir. L'interprétation de cet opérateur densité est toujours en termes de « ou » (*i.e.* tel résultat *ou* tel résultat *ou*…), jamais en termes de « et ».
- Lors de la phase de la prédiction, qui précède la mesure, le formalisme quantique permet d'associer à $S+M$, au terme de la mesure, un opérateur densité qui représente un mélange statistique *impropre*. Durant la phase du constat du résultat de mesure, sachant qu'un résultat de mesure est survenu en acte, nous pouvons construire un opérateur densité associé à $S+M$, au terme de la mesure, qui représente un mélange statistique *propre*. La différence entre ces deux interprétations de l'opérateur densité s'explique donc par la rupture entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure*.
- La division du système total $S+M+E$ en trois sous-systèmes correspondant à $S$, $M$ et $E$ se justifie par son utilité dans l'activité de recherche en microphysique.

De par son statut de théorie acceptée par l'ensemble des physiciens, la mécanique quantique peut jouer le rôle d'un critère de sélection entre les diverses positions en philosophie des sciences. De ce point du vue, les idées avancées dans cette thèse constituent une critique du réalisme scientifique et une défense du pragmatisme. Certaines interprétations réalistes de la mécanique quantique permettent elles aussi de dissoudre le problème de la

mesure. Mais, nous l'avons vu, celles-ci impliquent une modification du formalisme quantique, soulèvent de nouvelles difficultés et se basent sur des idées parfois « extravagantes ». L'interprétation pragmatiste, quant à elle, offre une dissolution du problème de la mesure qui semble être libérée de tels défauts.

Les partisans d'une approche réaliste ne manqueront pas de reprocher à l'interprétation pragmatiste de ne pas répondre à leur questionnement sur les « constituants ultimes » du monde, sur leurs propriétés et sur les lois qui régissent leur interaction. Mais selon nous, c'est là que réside précisément l'un des enseignements majeurs de la mécanique quantique pour l'épistémologie : une théorie physique a une vocation essentiellement *prédictive*. Si les physiciens élaborent de nouvelles théories, c'est avant tout pour répondre à leur *intérêt de prédiction*, un intérêt qui, comme nous l'avions précisé[1], est double : les physiciens cherchent, d'une part, à accroître la précision de leurs prédictions à propos des résultats d'un ensemble d'expériences, et d'autre part, à étendre le domaine pour lequel leurs théories permettent de faire des prédictions.

Il est vrai que les physiciens affichent souvent l'ambition de décrire le monde tel qu'il est en lui-même. Et cette ambition les stimule parfois dans leurs recherches. Suivant les termes de Bitbol, il constitue pour certains physiciens le « ressort de [leur] volonté »[2]. Cependant, cet intérêt manifeste a-t-il un rôle *déterminant* dans le cours de la recherche, par exemple, lorsqu'il s'agit de faire un choix entre plusieurs théories disponibles ? À l'encontre de cette idée, nous avons invoqué, à la Sous-Section 4.4.1, l'exemple de l'abandon de la physique classique au profit de la mécanique quantique. Bien que la physique classique présente l'avantage de se prêter aisément à une interprétation réaliste conduisant à une représentation du monde, seule la mécanique quantique répond à l'intérêt de prédiction dans le domaine de la microphysique. Si les physiciens ont consenti à opter pour la mécanique quantique, c'est parce qu'ils s'agissait avant tout pour eux de « sauver les phénomènes », pour reprendre l'expression de Pierre Duhem[3], c'est-à-dire trouver une théorie dont les prédictions soient en accord avec les expériences en microphysique. Lors de cet épisode révolutionnaire de

1. *Cf. supra*, Sous-Section 4.4.3.
2. Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel*, *op. cit.*, p. 80 (nous avons déjà cité ce passage à la Sous-Section 4.4.1).
3. Duhem, P., *Sauver les apparences (σοζειν τα φαινομενα)*, Paris : Vrin, 2003. Duhem tire l'expression « sauver les phénomènes » (ou « sauver les apparences ») d'un texte de Simplicius qui décrit la conception platonicienne de la tâche de l'astronome (*ibid.*, p. 13).

l'histoire de la physique, l'intérêt pour une représentation du monde a été relégué au second plan.

La remise en cause des représentations communes par la mécanique quantique n'a pas brisé l'espoir de certains physiciens d'obtenir, au terme d'un travail d'interprétation approfondi, une représentation du monde tel qu'il est en lui-même. Il suffit de constater la grande variété des images du monde qui a été « dérivée » de la théorie quantique depuis les années 1950. Le problème est que ni l'expérience, ni la mécanique quantique elle-même ne fournissent des raisons de préférer l'une de ces images du monde plutôt qu'une autre. Nous pouvons soupçonner que les ingrédients qui interviennent dans ce choix sont extra-scientifiques : appartenance à un groupe donné de chercheurs, influence d'une pré-conception du monde, effet de mode, etc.

Pour autant, les images du monde proposées doivent-elles être balayées d'un revers de manche ? Il s'avère que certaines d'entre elles possèdent une valeur *heuristique*, c'est-à-dire peuvent guider les physiciens dans le traitement de certains problèmes spécifiques en microphysique. C'est ce que souligne Bitbol :

> Les multiples interprétations acceptables de la mécanique quantique ont pour ainsi dire un pouvoir heuristique spécialisé, qui se manifeste dans un champ problématique limité, mais qui s'affaiblit et cède le pas à celui d'autres interprétations dans les champs problématiques voisins[1].

Bitbol illustre son propos par plusieurs exemples[2]. L'interprétation d'Everett serait « très utile » en *cosmologie quantique*. Elle aurait servi également à établir les principes du *calcul quantique*. La mécanique bohmienne constituerait « un point d'appui utile aux chercheurs » pour appréhender les phases intermédiaires entre une préparation et une mesure. Et ainsi de suite. Cette dimension heuristique semble être la seule vertu qui puisse être attribuée, sans susciter la controverse, aux images du monde « tirées » de la mécanique quantique.

Bien que l'approche pragmatiste que nous défendons s'inscrive en faux contre l'idée que la théorie quantique serait habilitée à nous dire comment est le monde considéré en lui-même, elle n'identifie pas cette théorie à un instrument prédictif vide de tout contenu, comme le fait l'instrumentalisme. Ce sur quoi portent les prédictions de la théorie ne se réduit pas à de simples événements expérimentaux, des événements possédant le même statut que tout autre événement dont nous faisons l'expérience dans la vie quotidienne. Bien au contraire, comme

1. Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel*, *op. cit.*, p. 300.
2. *Ibid.*, pp. 300-301.

nous l'avons souligné à maintes reprises, il est question d'anticiper des *événements physiques*, des événements auxquels seuls les concepts de la théorie permettent de faire référence. Ceux-ci correspondent à une *interprétation* des événements expérimentaux. Par conséquent, la mécanique quantique apporte un contenu à ce qu'elle se donne pour tâche d'anticiper. Cette théorie est autant *constitutive* que prédictive. Elle offre aux physiciens non seulement une structure prédictive efficace pour la maîtrise du flux de l'expérience, mais également une grille de lecture de cette expérience. Suivant l'approche pragmatiste, ce que la mécanique quantique élabore, ce n'est pas la représentation d'un monde qui transcende toute expérience possible, mais un système conceptuel qui reflète *la manière dont les physiciens interagissent avec le monde*. Le souci constant de cette approche est celui de ne pas se détacher de la pratique scientifique. Elle nous enjoint de porter notre attention sur la place qu'occupe la théorie dans cette pratique, sur les fonctions qu'elle remplit et sur la façon dont elle oriente le rapport au monde des physiciens.

Une telle démarche réflexive ne pourrait-elle pas être mise en œuvre dans d'autres disciplines scientifiques que la physique ? En biologie peut-être, mais pourquoi pas aussi en psychologie ou en sociologie ? La portée qu'assignait initialement James au pragmatisme ne se limitait d'ailleurs nullement à la seule physique. Sa « méthode » se voulait très générale et applicable à toutes sortes de domaines, aussi divers que la logique, la politique ou la religion. De même Wittgenstein, dans sa seconde philosophie, se préoccupait de *toute* activité humaine, pourvu qu'elle soit structurée par un certain langage. On a pu constater que la mécanique quantique constitue un terrain d'application relativement aisé pour l'approche pragmatiste. À cet égard, la justification que nous avons proposée de cette théorie ne pourrait-elle pas servir d'exemple pour les autres disciplines ?

# Annexe A

## La notion d'événement dans la philosophie analytique

### *1 Les multiples conceptions de l'événement*

À la Sous-Section 1.5.3, nous avons évoqué les multiples conceptions de l'événement qui sont défendues par les philosophes analytiques réalistes. Pour illustrer ce point, mentionnons ici les conceptions plus connues :

- Pour Davidson, le monde est constitué à la fois d'objets matériels et d'événements. Ces derniers correspondent à des changements intervenant dans les objets matériels. Ils occupent la même portion spatio-temporelle que ces objets matériels. Ce qui différencie objet et événement, écrit Davidson, est que « [le premier] est un objet qui demeure le même objet à travers des changements, [et le second] un changement dans un objet ou des objets »[1].
- À l'instar de Davidson, Lawrence Lombard identifie les événements à des changements que subissent les objets matériels, et précise cette conception comme suit : les événements correspondent à des « mouvements » d'objets matériels dans une portion d'un « espace des qualités » (ou ensemble de propriétés mutuellement exclusives)[2], pendant un intervalle de temps donné[3].
- Suivant la conception de Jaegwon Kim, un événement doit être conçu comme une entité « complexe » qui met en jeu un objet matériel, une propriété et un instant : il correspond à l'instanciation (*"exemplification"*), d'une propriété par un objet matériel à un instant donné[4].
- Bien que Jonathan Bennett soit critique vis-à-vis de l'analyse syntaxique et sémantique de Kim, il défend une conception métaphysique similaire. Selon lui, les événements, qui

---

1. Davidson, D., "Reply to Quine on Events", in: LePore, E. and McLaughlin, B. (eds.), *Actions and Events: Perspectives on the Philosophy of Donald Davidson*, Oxford: Basil Blackwell, 1985, p. 176.
2. Pour la définition de l'« espace des qualités » (*quality space*), *cf.* : Lombard, L., *Events in Metaphysical Study*, *op. cit.*, p. 113.
3. *Ibid.*, p. 120.
4. *Cf.* notamment : Kim, J., "Causation, Nomic Subsumption, and the Concept of Event", *The Journal of Philosophy* **70** (1973), 217-236 ; Kim, J., "Events as Property Exemplifications", in: Brand, M. and Walton, D. (eds.), *Action Theory*, Dordrecht: Reidel, 1976, pp. 159-177.

sont localisés dans une « zone » spatio-temporelle donnée, doivent être identifiés à des « tropes »[1], c'est-à-dire des « instances de propriétés » (d'objets matériels). Bennett précise que si les événements ne se réduisent pas aux propriétés des objets matériels, en revanche, ce sont des « entités supervénientes », au sens où « toutes les vérités à leur propos sont logiquement incluses dans et *expliquées* ou *rendues vraies* par des vérités qui n'impliquent pas le concept d'événement »[2].

- D'après David Lewis, un événement est une entité particulière qui doit être assimilée à une classe ou propriété de régions spatio-temporelles. « À chaque événement, écrit Lewis, correspond une propriété de régions : la propriété qui appartient à toutes les régions spatio-temporelles et seulement à celles de ce monde, ou n'importe quel autre monde possible, dans lequel cet événement survient »[3].
- La conception de Roderick Chisholm se démarque de celles que nous venons de mentionner. Il pense que les événements sont des universels et non des particuliers, et ce, parce qu'ils peuvent être « récurrents » : ils peuvent survenir à plusieurs reprises, à des instants différents[4].

Nous avons fait référence à des questions plus spécifiques que traitent ces philosophes analytiques dans le but de mieux définir leur conception respective de l'événement. Voici quelques éléments de réponses ayant été proposés :

- *Les événements sont-ils bien localisés dans l'espace ?* À cette question, Davidson répond positivement : un événement survient dans la portion d'espace qu'occupe la plus petite partie de l'objet matériel auquel l'événement est rapporté[5]. Lombard apporte une réponse identique[6]. Les choses semblent se compliquer lorsque l'on remarque, comme le fait Fred Dretske, que certains événements se rapportent à des objets matériels qui se déplacent pendant la durée de la survenue de ces événements[7]. Dretske donne l'exemple d'une cérémonie qui a lieu dans un bateau en mouvement. Faut-il en conclure que les

1. Bennett, J., *Events and their Names*, Oxford: Clarendon Press, 1988, pp. 15-16.
2. *Ibid.*, p. 12.
3. Lewis, D., "Events", in: Lewis, D., *Philosophical Papers, Vol. II*, New-York: Oxford University Press, 1986, p. 244.
4. Chisholm, R., "Events and Propositions", *Noûs* **4** (1970), p. 15.
5. Davidson, D., *Actions et événements*, *op. cit.*, p. 236.
6. Lombard, L., *Events in Metaphysical Study*, *op. cit.*, pp. 122-123.
7. Dretske, F., "Can Events Move?", *Mind* **76** (1967), p. 479.

événements peuvent « bouger » ? De l'avis de Dretske, il convient plutôt de reconnaître qu'un événement peut être composé de plusieurs « phases » temporelles, et peut ainsi débuter en un lieu et se terminer en un autre lieu[1]. Peter Hacker, qui admet ce point[2], a tenté de clarifier la question de la localisation spatiale des événements. Il dénonce une confusion présente chez de nombreux auteurs : les événements n'*occupent* pas l'espace comme le font les objets matériels, ils *surviennent* dans l'espace[3]. Ainsi écrit-il : « tandis que beaucoup d'événements ont besoin d'espace pour survenir, ils ne possèdent pas eux-mêmes de *dimension* spatiale »[4]. Les problèmes liés à la détermination précise du lieu de survenue d'un événement ne sont donc bien souvent que des « pseudo-problèmes ». Par exemple, Hacker juge que la question suivante est dénuée de sens : « Si une voiture rentre dans un garage, quelle partie du garage l'événement occupe-t-il ? Le garage en entier ou seulement la zone occupée par la voiture ? »[5]. La question de la localisation d'un événement apparaît encore plus incongrue lorsqu'il s'agit d'événements « sociaux », « économiques » ou « psychologiques »[6]. Où convient-il de situer l'événement du passage d'un homme marié à l'état de veuf ? Qu'en est-il de la faillite d'une entreprise ou d'un mal de dents[7] ?

- *Les termes « événement » et processus » désignent-t-ils deux catégories distinctes ?* De l'avis d'Alexander Mourelatos, tel est le cas[8]. Cet auteur s'appuie sur une argumentation d'ordre syntaxique et sémantique. Selon lui, pour décrire un événement ou un processus, le verbe employé prend une forme différente. Cette différence, qui en russe et en grec s'exprime clairement par la dichotomie verbes perfectifs / verbes imperfectifs, devient manifeste en français et en anglais lorsque l'on prête attention aux types d'adverbes qui accompagnent les verbes rendant compte d'un événement ou d'un processus : aux premiers peuvent être associés des adverbes du type « deux fois », « trois fois », etc., et aux seconds des adverbes du type « un peu », « beaucoup », etc.[9] D'après Mourelatos,

1. *Ibid.*, p. 489.
2. Hacker, P., "Events and Objects in Space and Time", *Mind* **91** (1982), pp. 14-16.
3. *Ibid.*, pp. 1 et 7.
4. *Ibid.*, p. 7.
5. *Ibid.*, p. 9.
6. *Ibid.*, pp. 12-14.
7. Ce sont les exemples donnés par Hacker (*idem*).
8. Mourelatos, A., "Events, Processes, and States", *Linguistics and Philosophy* **2** (1978), 415-434.
9. *Ibid.*, pp. 424-430.

cette différence linguistique traduit une différence ontologique : le propre d'un événement est qu'il peut être *compté*, tandis que le propre d'un processus est d'être *homogène*, chacune de ses phases est de même nature que le processus lui-même[1]. Rowland Stout soutiendra dans le même sens qu'un processus, contrairement à un événement, « persiste » dans le temps[2]. Kathleen Gill, pour sa part, juge qu'il est illégitime de tirer de telles conclusions métaphysiques à partir de simples considérations linguistiques[3]. Ces considérations linguistiques n'ont de pertinence que pour une réflexion épistémologique portant sur *notre* manière de découper le monde[4].

- *Les événements correspondent-ils à des « changements » ?* Nous l'avons évoqué, Davidson comme Lombard estiment qu'il en va ainsi : les événements sont des changements que subissent des objets matériels. Carol Cleland, qui pense également que les événements sont des changements, n'adhère pas entièrement à la conception de Davidson et de Lombard. Le problème, d'après elle, est que cette conception ne tient pas compte des événements qui ne se rapportent pas à des objets matériels, tels que des cris ou des éclairs[5]. Contre Davidson, Lombard ou Cleland, Peterson soutient qu'il existe des événements qui ne correspondent pas à des changements. Pris en un sens large, le terme « événement » devrait inclure aussi des « événements-états » (*stative events*), comme par exemple l'événement exprimé par la proposition « Socrate est humble à un certain instant »[6]. Dans le même sens, Lewis précise que c'est en fonction de la situation que l'on peut identifier ou non un événement à un changement : « un événement est essentiellement un changement si et seulement si, de manière nécessaire, cet événement survient dans une région lorsque quelque chose change dans cette région »[7].

1. *Ibid.*, pp. 416 et 429-430.
2. Stout, R., "Processes", *Philosophy* **72** (1997), pp. 23-26.
3. Gill, K., "On the Metaphysical Distinction Between Processes and Events", *Canadian Journal of Philosophy* **23** (1993), 365-384.
4. *Cf. infra*, Sous-Section 1.5.1.
5. Cleland, C., "On the Individuation of Events", *Synthese* **86** (1991), pp. 231-232
6. Peterson, P., "Complex Events", *Pacific Philosophical Quarterly* **70** (1989), p. 19.
7. Lewis, D., "Events", *op. cit.*, p. 248.

### *2 Les critères d'identification des événements*

À la Sous-Section 1.5.3, nous avons également indiqué que de nombreux critères visant à identifier les événements ont été avancés par ces philosophes analytiques réalistes. Donnons ici quelques exemples :

- Selon Davidson, deux événements sont identiques *si et seulement si* ils ont les mêmes causes et les mêmes effets[1].
- Selon Lombard, deux événements sont identiques *si et seulement si* ils correspondent au même mouvement du même objet matériel, dans la même portion du même espace des qualités, dans le même intervalle de temps[2].
- Selon Kim, deux événements sont identiques *si et seulement si* ils sont des instanciations par le même objet de la même propriété au même instant[3].
- Selon Edward Lemmon, deux événements sont identiques *si et seulement si* ils ont la même localisation spatio-temporelle[4].
- Selon Myles Brand, deux événements sont identiques *si et seulement si* ils surviennent *nécessairement* dans la même région spatio-temporelle[5].

1. Davidson, D., *Actions et événements*, *op. cit.*, pp. 240-241. Il est à signaler qu'en 1985, Davidson a abandonné ce critère d'identité, en raison d'une objection que lui a adressé Quine (Davidson, D., "Reply to Quine on Events", *op. cit.*, p. 175). Comme le relève Quine, ce critère est « circulaire », il est censé identifier un même événement en faisant référence à des événements (les causes et les effets du premier événement) qui sont eux-mêmes identifiés comme étant les mêmes événements (Quine, W., "Events and Reification", in: LePore, E. and McLaughlin, B. (eds.), *Actions and Events*, *op. cit.*, p. 166).
2. Lombard, L., *Events in Metaphysical Study*, *op. cit.*, pp. 178-181.
3. Kim, J., "Events as Property Exemplifications", *op. cit.*, p. 161.
4. Lemmon, E., "Comments on D. Davidson's 'The Logical Form of Action Sentences'", in: Rescher, N. (ed.), *The Logic of Decision and Actions*, Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1967, pp. 98-99.
5. Brand, M., "Identity Conditions for Events", *American Philosophical Quarterly* **14** (1977), p. 333. Selon Brand, deux événements *distincts* peuvent aussi survenir dans la même région spatio-temporelle, mais cela n'a rien de nécessaire. C'est pourquoi il introduit le terme « nécessairement » dans la formulation de son critère d'identité.

# Annexe B

## Observable spin ½

### *1 Observable spin ½ pour un système individuel*[1]

Considérons un système individuel, noté *S*, de spin ½. Soient $S_{\mathbf{x}}$, $S_{\mathbf{y}}$ et $S_{\mathbf{z}}$ les observables spin selon la direction respectivement **x**, **y** et **z**, pouvant être mesurée sur *S*. Celles-ci sont représentées par les opérateurs $\hat{S}_{\mathbf{x}}$, $\hat{S}_{\mathbf{y}}$ et $\hat{S}_{\mathbf{z}}$. Par commodité, définissons les observables $\sigma_{\mathbf{x}}$, $\sigma_{\mathbf{y}}$ et $\sigma_{\mathbf{z}}$ équivalentes aux observables $S_{\mathbf{x}}$, $S_{\mathbf{y}}$ et $S_{\mathbf{z}}$ à un facteur $\frac{2}{\hbar}$ près. Ces observables sont donc représentées par les opérateurs $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}$ définis par :

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{x}} \equiv \frac{2}{\hbar}\hat{S}_{\mathbf{x}} \qquad \hat{\sigma}_{\mathbf{y}} \equiv \frac{2}{\hbar}\hat{S}_{\mathbf{y}} \qquad \hat{\sigma}_{\mathbf{z}} \equiv \frac{2}{\hbar}\hat{S}_{\mathbf{z}} \tag{B.1}$$

Les vecteurs propres des opérateurs $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}$, notés respectivement $|+\rangle_{\mathbf{x}}$ et $|-\rangle_{\mathbf{x}}$, $|+\rangle_{\mathbf{y}}$ et $|-\rangle_{\mathbf{y}}$, $|+\rangle_{\mathbf{z}}$ et $|-\rangle_{\mathbf{z}}$, satisfont aux équations aux valeurs propres suivantes :

$$\left.\begin{aligned}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}|+\rangle_{\mathbf{x}} &= |+\rangle_{\mathbf{x}} \\ \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}|-\rangle_{\mathbf{x}} &= -|-\rangle_{\mathbf{x}}\end{aligned}\right\} \tag{B.2}$$

$$\left.\begin{aligned}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}|+\rangle_{\mathbf{y}} &= |+\rangle_{\mathbf{y}} \\ \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}|-\rangle_{\mathbf{y}} &= -|-\rangle_{\mathbf{y}}\end{aligned}\right\} \tag{B.3}$$

$$\left.\begin{aligned}\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}|+\rangle_{\mathbf{z}} &= |+\rangle_{\mathbf{z}} \\ \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}|-\rangle_{\mathbf{z}} &= -|-\rangle_{\mathbf{z}}\end{aligned}\right\} \tag{B.4}$$

Il est d'usage de choisir la base $\{|+\rangle_{\mathbf{z}}, |-\rangle_{\mathbf{z}}\}$ pour les calculs matriciels. Celle-ci est renommée $\{|+\rangle, |-\rangle\}$, avec, par définition :

$$|+\rangle \equiv \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} \qquad |-\rangle \equiv \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \tag{B.5}$$

---

1. La présentation qui suit s'inspire de celles de Cohen-Tannoudji, C. *et al.* (Cohen-Tannoudji, C. *et al.*, *Mécanique quantique I*, *op. cit.*, pp. 391-393, 415-417 et 648-650 ; *Mécanique quantique II*, *op. cit.*, pp. 962-963) et de Redhead (Redhead, M., *Incompleteness, Nonlocality and Realism*, *op. cit.*, pp. 32-36).

Dans la base $\{|+\rangle,|-\rangle\}$, les matrices correspondant aux composantes $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}$ s'écrivent :

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{x}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \hat{\sigma}_{\mathbf{y}} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \hat{\sigma}_{\mathbf{z}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{B.6}$$

On les appelle « matrices de Pauli ». Ces matrices satisfont aux relations de commutation suivantes :

$$[\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}, \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}] = 2i\hat{\sigma}_{\mathbf{z}} \qquad [\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}, \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}] = 2i\hat{\sigma}_{\mathbf{y}} \qquad [\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}, \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}] = 2i\hat{\sigma}_{\mathbf{y}} \tag{B.7}$$

Les trois opérateurs $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}$ peuvent être considérés comme les trois composantes d'un vecteur noté $\boldsymbol{\sigma}$.

Soit **a** un vecteur unité qui se situe dans le plan *O***xz** et qui forme un angle $\theta$ avec le vecteur **z**. L'opérateur représentant l'observable spin selon la direction **a**, avec un facteur $\frac{2}{\hbar}$, que l'on note $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}}$, vaut alors :

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{a}} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{a} = \hat{\sigma}_{\mathbf{x}} \sin\theta + \hat{\sigma}_{\mathbf{z}} \cos\theta \tag{B.8}$$

Dans la base $\{|+\rangle,|-\rangle\}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}}$ s'écrit :

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{a}} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \tag{B.9}$$

### *2 Observable spin ½ pour un système composé et conflit avec l'inégalité de Bell*

Reprenant l'exposé de Michael Redhead[1], nous allons expliciter les calculs basés sur le formalisme de la mécanique quantique qui conduisent à une inégalité en conflit avec l'inégalité de Bell de la Sous-Section 4.7.4.

Considérons un système, noté *S*, composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ de spin ½, auquel est associé le vecteur d'état :

$$|\psi^S\rangle = |\psi^{S_1+S_2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+^{S_1}\rangle \otimes |-^{S_2}\rangle - |-^{S_1}\rangle \otimes |+^{S_2}\rangle\right) \tag{B.10}$$

où $|+^{S_1}\rangle$ et $|-^{S_1}\rangle$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}$ qui représente l'observable $\sigma_{\mathbf{z}}^{S_1}$ pouvant être mesurée sur le sous-système $S_1$, avec comme valeur propre respectivement 1 et –1 (de même pour les termes relatifs à $S_2$).

1. *Ibid.*, pp. 40-41 et 85-86.

Pour le sous-système $S_1$, choisissons la représentation matricielle dans la base $\{\left| +^{S_1} \right\rangle, \left| -^{S_1} \right\rangle\}$, telle que :

$$\left| +^{S_1} \right\rangle \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_1} \qquad \left| +^{S_1} \right\rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_1} \tag{B.11}$$

Dans cette base $\{\left| +^{S_1} \right\rangle, \left| -^{S_1} \right\rangle\}$, les matrices de Pauli pour le sous-système $S_1$ s'écrivent :

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \qquad \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \qquad \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{S_1} \tag{B.12}$$

Pour le sous-système $S_2$, choisissons, de manière équivalente, la représentation matricielle dans la base $\{\left| +^{S_2} \right\rangle, \left| -^{S_2} \right\rangle\}$. Dans la base $\{\left| +^{S_1} \right\rangle, \left| -^{S_1} \right\rangle, \left| +^{S_2} \right\rangle, \left| -^{S_2} \right\rangle\}$, le vecteur d'état (B.10) s'écrit :

$$\left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_2} \right) \tag{B.13}$$

À présent, portons notre attention sur les coefficients de corrélation définis par[1] :

$$\left.\begin{aligned} c(\mathbf{a},\mathbf{b}) &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \\ c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \\ c(\mathbf{a},\mathbf{b}') &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \\ c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') &\equiv \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \end{aligned}\right\} \tag{B.14}$$

où $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1}$ est l'opérateur qui représente l'observable spin selon la direction **a**, avec un facteur $\frac{2}{\hbar}$, pouvant être mesurée sur $S_1$ (de manière équivalente pour $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2}$).

Considérons la situation particulière où (*i*) **a**, **a′**, **b** et **b′** sont coplanaires, à savoir dans le plan *O***xz**, (*ii*) les vecteurs **a** et **b** sont tous deux dans la direction **z**, et (*iii*) les angles entre **a** et **b′**, et entre **a′** et **b** sont égaux à $\phi$ (*cf.* Figure B.1).

1. Par soucis de simplicité, nous noterons, dans ce qui suit, les produits tensoriels d'opérateurs sans le signe $\otimes$ (pour la notation explicite produits tensoriels d'opérateurs, *cf. supra* : Sous-Section 2.2.2, équation (2.24))

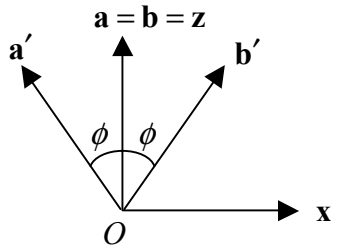



**Figure B.1** Choix particulier des directions **a**, **a′**, **b** et **b′**

Les matrices correspondant aux opérateurs $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1}$, $\hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2}$ s'écrivent alors :

$$\left.\begin{aligned}
\hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1} &= \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{S_1} \\
\hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1} &= \begin{pmatrix} \cos\phi & \sin(-\phi) \\ \sin(-\phi) & -\cos\phi \end{pmatrix}_{S_1} = \begin{pmatrix} \cos\phi & -\sin\phi \\ -\sin\phi & -\cos\phi \end{pmatrix}_{S_1} \\
\hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2} &= \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{S_2} \\
\hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2} &= \begin{pmatrix} \cos\phi & \sin\phi \\ \sin\phi & -\cos\phi \end{pmatrix}_{S_2}
\end{aligned}\right\} \qquad \text{(B.15)}$$

Le coefficient de corrélation $c(\mathbf{a},\mathbf{b})$ se calcule de la manière suivante :

$$c(\mathbf{a},\mathbf{b}) = \left\langle \psi^{S_1+S_2} \middle| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1}\, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2} \middle| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}\Big( (1 \quad 0)_{S_1} (0 \quad 1)_{S_2} - (0 \quad 1)_{S_1} (1 \quad 0)_{S_2} \Big) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{S_2} \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_2} \right)$$

$$= \frac{1}{2}\Big( (1 \quad 0)_{S_1} (0 \quad 1)_{S_2} - (0 \quad 1)_{S_1} (1 \quad 0)_{S_2} \Big) \left( \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_2} \right) = -1 \qquad \text{(B.16)}$$

Par un calcul matriciel du même type, on trouve :

$$\left.\begin{aligned}
c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) &= \left\langle \psi^{S_1+S_2} \middle| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1}\, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}}^{S_2} \middle| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -\cos\phi \\
c(\mathbf{a},\mathbf{b}') &= \left\langle \psi^{S_1+S_2} \middle| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}}^{S_1}\, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2} \middle| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -\cos\phi \\
c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') &= \left\langle \psi^{S_1+S_2} \middle| \hat{\sigma}_{\mathbf{a}'}^{S_1}\, \hat{\sigma}_{\mathbf{b}'}^{S_2} \middle| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -\cos 2\phi
\end{aligned}\right\} \qquad \text{(B.17)}$$

Il s'en suit que :

$$\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right| = \left| 1 + 2\cos\phi - \cos 2\phi \right| \qquad \text{(B.18)}$$

Pour $\phi$ compris entre 0° et 90°, avec 0° et 90° non inclus, on a alors :

$$\left| c(\mathbf{a},\mathbf{b}) + c(\mathbf{a},\mathbf{b}') + c(\mathbf{a}',\mathbf{b}) - c(\mathbf{a}',\mathbf{b}') \right| > 2 \qquad \text{(B.19)}$$

On a ainsi dérivé l'inégalité (4.25) qui est en conflit avec l'inégalité de Bell (4.21) de la Sous-Section 4.7.4.

### *3 Relations formelles pour la preuve de la contextualité*

Seront établies, dans ce qui suit, les relations qui sont utiles pour la preuve de la contextualité proposée par Peres et exposée à la Sous-Section 4.7.6.

Considérons un système, noté *S*, composé de deux sous-systèmes $S_1$ et $S_2$ de spin ½, auquel est associé le vecteur d'état :

$$\left| \psi^{S} \right\rangle = \left| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| +^{S_1} \right\rangle \otimes \left| -^{S_2} \right\rangle - \left| -^{S_1} \right\rangle \otimes \left| +^{S_2} \right\rangle \right) \qquad \text{(B.20)}$$

où, comme précédemment, $\left| +^{S_1} \right\rangle$ et $\left| -^{S_1} \right\rangle$ sont les vecteurs propres de l'opérateur $\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}$ qui représente l'observable $\sigma_{\mathbf{z}}^{S_1}$ pouvant être mesurée sur le sous-système $S_1$, avec comme valeur propre respectivement 1 et –1 (de même pour les termes relatifs à $S_2$).

- Suivant le vecteur d'état (B.20), il existe une corrélation parfaite entre les résultats des mesures de la même composante de l'observable $\boldsymbol{\sigma}$ sur chacun des sous-systèmes $S_1$ et $S_2$. En effet :

$$\begin{aligned}
&\left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_2} \right) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_2} \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_2} \right) \\
&= \frac{1}{2} \left( \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_2} \right) \left( \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{S_2} \right) = -1
\end{aligned} \qquad \text{(B.21)}$$

De même, on trouve :

$$\left.\begin{aligned}
\left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1 \\
\left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1
\end{aligned}\right\} \qquad \text{(B.22)}$$

- Indépendamment de la forme du vecteur d'état (B.20), on montre que $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\ \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}$ commutent :

$$
\begin{aligned}
&[\,\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2},\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\,]\\
&=\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}-\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\\
&=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_2}-\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_2}\\
&=\begin{pmatrix}i&0\\0&-i\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}i&0\\0&-i\end{pmatrix}_{S_2}-\begin{pmatrix}-i&0\\0&i\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}-i&0\\0&i\end{pmatrix}_{S_2}=0
\end{aligned}
\qquad \text{(B.23)}
$$

On montre également la relation suivante :

$$
\begin{aligned}
\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}&=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_2}\\
&=\begin{pmatrix}i&0\\0&-i\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}i&0\\0&-i\end{pmatrix}_{S_2}\\
&=-\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2}
\end{aligned}
\qquad \text{(B.24)}
$$

En vertu de (B.22) et (B.24), on obtient alors :

$$
\left\langle \psi^{S_1+S_2}\left|\,\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\,\right|\psi^{S_1+S_2}\right\rangle=-\left\langle \psi^{S_1+S_2}\left|\,\hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1}\ \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2}\,\right|\psi^{S_1+S_2}\right\rangle=1 \qquad \text{(B.25)}
$$

- De même, on montre que $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}$ commutent :

$$
\begin{aligned}
&[\,\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2},\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\,]\\
&=\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}-\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\\
&=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_2}-\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_2}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_2}\\
&=\begin{pmatrix}i&0\\0&-i\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}-i&0\\0&i\end{pmatrix}_{S_2}-\begin{pmatrix}-i&0\\0&i\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}i&0\\0&-i\end{pmatrix}_{S_2}=0
\end{aligned}
\qquad \text{(B.26)}
$$

On montre également la relation suivante :

$$
\begin{aligned}
\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1}\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}&=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_2}\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}_{S_2}\\
&=\begin{pmatrix}i&0\\0&-i\end{pmatrix}_{S_1}\begin{pmatrix}-i&0\\0&i\end{pmatrix}_{S_2}
\end{aligned}
$$

$$= \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \tag{B.27}$$

En vertu de (A.22) et (A.27), on obtient alors :

$$\left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = \left\langle \psi^{S_1+S_2} \left| \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_1} \, \hat{\sigma}_{\mathbf{z}}^{S_2} \right| \psi^{S_1+S_2} \right\rangle = -1 \tag{B.28}$$

- Enfin, on montre que $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}$ et $\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}$ ne commutent pas :

$$[\hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}, \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2}]$$

$$= \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2} \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} - \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^{S_2} \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_1} \hat{\sigma}_{\mathbf{x}}^{S_2}$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}_{S_2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{S_2}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}_{S_2} - \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}_{S_2}$$

$$= 2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{S_1} \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}_{S_2} \neq 0 \tag{B.29}$$

# Bibliographie

## *Mécanique quantique et philosophie de la mécanique quantique*


Aaronson, S., "Is Quantum Mechanics an Island in Theory Space", in: Khrennikov, A., (ed.), *Proceedings of the Växjö Conference "Quantum Theory: Reconsideration of Foundations – 2"*, 2004 (*arXiv e-print*, quant-ph/0402095 (2004)).

Adler, S., *Quaternionic Quantum Mechanics and Quantum Fields*, Oxford: Oxford University Press, 1995, xii + 586 p.

Aicardi, F., Borsellino, A., Ghirardi, G. and Grassi, R., "Dynamical Models for State-Vector Reduction: Do they Ensure that Measurements have Outcomes?", *Foundations of Physics Letters* **4** (1991), 109-128.

Albert, D., *Quantum Mechanics and Experience*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1992, x + 206 p.

Albert, D. and Loewer, B., "Interpreting the Many Worlds Interpretation", *Synthese* **77** (1988), 195-213.

—— "Non-Ideal Measurements", *Foundations of Physics Letters* **6** (1993), 297-305.

Ashcroft, N. and Mermin, D., *Solid State Physics*, Fort Worth: Saunders College Publishing, 1976, xxi + 826 p.

Aspect, A., Grangier, P. and Roger, G., "Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem", *Physical Review Letters* **47** (1981), 460-467.

—— "Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm *Gedankenexperiment*: A New Violation of Bell's Inequalities", *Physical Review Letters* **48** (1982), 91-94.

Aspect, A., Dalibard, J. and Roger, G., "Experimental Test of Bell's Inequalities using Time-Varying Analysers", *Physical Review Letters* **49** (1982), 1804-1807.

Bacciagaluppi, G., "Kochen-Specker Theorem in the Modal Interpretation", *International Journal of Theoretical Physics* **34** (1995), 1205-1215.

—— "Delocalized Properties in the Modal Interpretation of a Continuous Model of Decoherence", *Foundations of Physics* **30** (2000), 1431-1444.

Bacciagaluppi, G. and Dickson, M., "Dynamics for Modal Interpretations", *Foundations of Physics* **29** (1999), 1165-1201.

Bacciagaluppi, G. and Hemmo, M., "Modal Interpretations, Decoherence and Measurements", *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics* **27B** (1996), 239-277.

Bächtold, M., *L'analyse philosophique de la mécanique quantique selon B. C. van Fraassen*, mémoire de DEA, Université Paris 1 Panthéon-Sorbonne, 2000, 111 p.

—— "An Instrumentalist Criticism of Popper's Propensities", in: Jarvie, J., Milford, K. and Miller, D. (eds.), *Karl Popper: A Centenary Assessment*, Aldershot: Ashgate (*à paraître*).

Ballentine, L., *Quantum Mechanics: A Modern Development*, Singapore: World Scientific, 1998, xiv + 658 p.

Barrett, J., *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, Oxford: Oxford University Press, 1999, xv + 267 p.

—— "Everett's Relative-State Formulation of Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2003/entries/qm-everett/, 2003, 12 p.

Barrow, J., *La grande théorie, les limites d'une explication globale en physique*, traduit de l'anglais par M. Cassé, L. Cohen et G. Paulus, Paris : Flammarion, 1996, 275 p (édition originale : *Theories of Everything: The Quest for Ultimate Explanation*, Oxford: Oxford University Press, 1991).

Bassi, A. and Ghirardi, G., "Dynamical Reduction Models", *Phys. Rept.* **379** (2003), 257 (*arXiv e-print*, quant-ph/0302164 (2003)).

Bell, J., "On the Einstein-Podosky-Rosen Paradox", *Physics* **1** (1964), 195-200 (réimprimé in : Bell, J., *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, Cambridge: Cambridge University Press, 1987, pp. 14-21).

—— "On the Problem of Hidden variables in Quantum Mechanics", *Review of Modern Physics* **38** (1966), 447-452 (réimprimé in : Bell, J., *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, Cambridge: Cambridge University Press, 1987, pp. 1-13).

—— "On the Impossible Pilot Wave", *Foundations of Physics* **12** (1982), 989-999 (réimprimé in : Bell, J., *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, Cambridge: Cambridge University Press, 1987, pp. 159-168).

—— "Six Possible Worlds of Quantum Mechanics", *Proceedings of the Nobel Symposium 65: Possible Worlds in Arts and Sciences* (1986) (réimprimé in : Bell, J., *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, Cambridge: Cambridge University Press, 1987, pp. 181-195).

—— *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*, Cambridge: Cambridge University Press, 1987, 212 p.

—— "Against Measurement", *Physics World* **8** (1990), 33-40.

Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, New York: Plenum, 1981, ix + 492 p.

Bigaj, T., "Counterfactual and Non-locality of Quantum Mechanics", *PhilSci-Archive*, http://philsci-archive.pitt.edu/archive/00000961/00/Article1.pdf, 2002, 21 p.

Birkhoff, G. and von Neumann, J., "The Logic of Quantum Mechanics", *Annals of Mathematics* **37** (1936), 823-843.

Bitbol, M., *Mécanique quantique, une introduction philosophique*, Paris : Flammarion, 1996, 471 p.

—— *L'aveuglante proximité du réel, anti-réalisme et quasi-réalisme en physique*, Paris : Flammarion, 1998, 379 p.

—— « La mécanique quantique comme théorie des probabilités généralisée », in : Klein, E. et Sacquin, Y. (éd.), *Prédiction et probabilité dans les sciences*, Gif-sur-Yvette : Éditions Frontières, 1998.

—— "Some Steps towards a Transcendental Deduction of Quantum Mechanics", *Philosophia Naturalis* **35** (1998), 253-280.

—— *Physique et philosophie de l'esprit*, Paris : Flammarion, 2000, 404 p.

—— « Relations, synthèses, arrière-plans, sur la philosophie transcendantale et la physique moderne », *Archives de Philosophie* **63** (2000), 595-620.

—— « Arguments transcendantaux en physique moderne », in : Chauvier, S. et Capeillères, F. (éd.), *La querelle des arguments transcendantaux*, *Revue philosophique de l'Université de Caen* (2001), 81-101.

Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), Paris : Diderot, 1998, 696 p.

Blanchard, Ph. and Jadczyk, A., "Events and Piecewise Deterministic Dynamics in Event-Enhanced Quantum Theory", *Physics Letters A* **203** (1995), 260-266.

—— "Relativistic quantum event", *Foundations of Physics* **26** (1996), 1669-1681 (*arXiv e-print*, quant-ph/9610028 (1996)).

—— "Time and Events", *International Journal of Theoretical Physics* **37** (1998), 227-233.

—— "Quantum Mechanics with Event Dynamics", *arXiv e-print*, quant-ph/9506014 (2000), 15 p.

—— "How Events come into Being: EEQT, Particle Tracks, Quantum Chaos and Tunnelling Time", *Journal of Modern Optics* **47** (2000), 2247-2263.

Blanchard, Ph. and Jadczyk, A. (eds.), *Quantum Future: From Volta and Como to Present and Beyond*, Berlin: Springer, 1999, x + 260 p.

Blanchard, Ph., *et al.* (eds.), *Decoherence: Theoretical, Experimental, and Conceptual Problems*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2000, 345 p.

Bohm, D., *Quantum Theory*, Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1951, ix + 646 p.

—— "A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, Part I and Part II", *Physical Review* **85** (1952), Part I: 166-179; Part II: 180-193.

—— *Causality and Chance in Modern Physics*, London: Routledge & Kegan Paul, 1984 (1st ed.: 1957), xv + 174 p.

Bohm, D. and Hiley, B., *The Undivided Universe: An Ontological Interpretation of Quantum Theory*, London: Routledge & Kegan Paul, 1993, ix + 397 p.

Bohr, N., *La théorie atomique et la description des phénomènes*, traduit du danois par A. Legros et L. Rosenfeld, Paris : Jacques Gabay, 1993, 113 p (éditions originales : *Atomteori og Naturbeskrivelse*, Bogtrykkeri, 1929; "Atomteorien og Grundprincipperne for Naturbeskrielsen", *Fysisk Tidsskrift* **27** (1930), 73-78).

—— "Quantum Mechanics and Physical Reality", *Nature* **136** (1935), 65 (réimprimé in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, p. 144).

—— "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *Physical Review* **48** (1935), 696-702 (réimprimé in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 145-151).

—— *Physique atomique et connaissance humaine*, traduit de l'anglais par E. Bauer et R. Omnès, traduction revue et introduction de C. Chevalley, Paris : Gallimard, 1991, 641 p (édition originale : *Atomic Physics and Human Knowledge*, New-York: J. Wiley & Sons, 1958).

—— *Essays 1958-1962 on Atomic Physics and Human Knowledge*, New-York: Interscience, 1963, x + 100 p.

Born, M., „Quantenmechanik der Stossvorgänge", *Zeitschrift für Physik* **37** (1926), 863-867 (traduction anglaise in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 52-55).

Born, M. et Heisenberg, W., « La mécanique des quanta », in : *Électrons et photons, rapports et discussions du Cinquième Conseil de Physique tenu à Bruxelles (1927) sous les auspices de l'Institut International de Physique Solvay*, Paris : Gauthier-Villars, 1928, pp. 143-181.

Braunstein, S., Mann, A. and Revzen, M., "Maximal Violation of Bell Inequalities for Mixed States", *Physical Review Letters* **68** (1992), 3259-3261.

Brune, M., Hagley, E., Dreyer, J., Maître, X., Maali, A., Wunderlich, C., Raimond, J.-M. and Haroche, S., "Observing the Progressive Decoherence of the 'Meter' in a Quantum Measurement", *Physical Review Letters* **77** (1996), 4887-4890.

Bub, J., "Quantum Mechanics Without the Projection Postulate", *Foundations of Physics* **22** (1992), 737-754.

—— *Interpreting the Quantum World*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997, xvi + 290 p.

Busch, P. and Lahti, P., "A Note on Quantum Theory, Complementarity and Uncertainty", *Philosophy of Science* **52** (1985), 64-77.

Busch, P., Lahti, P. and Mittelstaedt, P., *The Quantum Theory of Measurement*, Berlin, Heidelberg: Springer, 1996, xiii + 181 p.

Butterfield, J., "Some Worlds of Quantum Theory", in: Russell, R., Clayton, P., Wegter-McNelly, K. and Polkinghorne (eds.), *Quantum Mechanics: Scientific Perspectives on Divine Action*, Vatican City State: Vatican Observatory Publications & Berkeley: Center for Theology and the Natural Sciences, 2001, pp. 111-140 (*arXiv e-print*, quant-ph/0105052 (2001)).

Butterfield, J. and Pagonis, C. (eds), *From Physics to Philosophy*, Cambridge: Cambridge University Press, 1999, xv + 235 p.

Cabello, A., "Quantum Correlations are not Local Elements of Reality", *Physical Review A* **59** (1999), 113-115 (*arXiv e-print*, quant-ph/9812088 (1998)).

—— "Quantum Correlations are not Contained in the Initial State", *Physical Review A* **60** (1999), 877-880 (*arXiv e-print*, quant-ph/9905060 (1999)).

Cabello, A. and García-Alcaine, G., "Quantum Mechanics and Elements of Reality Inferred from Joint Measurements", *Journal of Physics A* **30** (1997), 725-732.

Chevalley, C., « Introduction », in : Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1991, pp. 17-140.

—— « Glossaire », in : Bohr, N., *Physique atomique et connaissance humaine*, tr. fr., Paris : Gallimard, 1991, pp. 345-567.

Chew, G., "Gentle Quantum Events as the Source of Explicate Order", *Zygon* **20** (1985), 159-164.

Cini, M. and Lévy-Leblond, J.-M. (eds.), *Quantum Theory without Reduction*, Bristol: Adam Hilger, 1990, x + 167 p.

Clifton, R., "The Properties of Modal Interpretations of Quantum Mechanics", *The British Journal for Philosophy of Science* **47** (1996), 371-398.

Clifton, R. and Halvorson, H., "Are Rindler Quanta Real? Inequivalent Particle Concepts in Quantum Field Theory", *The British Journal for Philosophy of Science* **52** (2001), 417-470 (*arXiv e-print*, quant-ph/0008030 (2000)).

Cohen-Tannoudji, C., Diu, B. et Laloë, F., *Mécanique quantique I et II*, Paris : Hermann, 1973, Vol. I : 928 p; Vol. II : 648 p.

Dalla Chiara, M. and di Francia, T., "Formal Analysis of Physical Theories", in: di Francia, T. (ed.), *Problems in the Foundations of Physics*, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1979, pp. 134-201.

Davydov, A., *Quantum Mechanics*, translated from the Russian by D. ter Haar, Oxford: Pergamon, 1965, xiii + 680 p.

Davies, P. (éd.), *La nouvelle physique*, traduit de l'anglais par F. Balibar et V. Fleury, Paris : Flammarion, 1993, 515 p (édition originale : *The New Physics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1989).

De Baere, W., Mann, A. and Revzen, M., "Locality and Bell's Theorem", *Foundations of Physics* **29** (1999), 67-77.

De Broglie, L., « La nouvelle dynamique des quanta », in : *Électrons et photons, rapports et discussions du Cinquième Conseil de Physique tenu à Bruxelles (1927) sous les auspices de l'Institut International de Physique Solvay*, Paris : Gauthier-Villars, 1928, pp. 105-132.

—— *La physique nouvelle et les quanta*, Paris : Flammarion, 1974 (1ère éd. : 1937), 248 p.

De Muynck, W., "Distinguishable- and Indistinguishable-Particle Descriptions of Systems of Identical Particles", *International Journal of Theoretical Physics* **14** (1975), pp. 335-346.

—— "On the Relation between the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox and the Problem of Nonlocality in Quantum Mechanics", *Foundations of Physics* **16** (1986), 973-1002.

—— *Foundations of Quantum Mechanics, an Empiricist Approach*, Dordrecht: Kluwer, 2002, 712 p.

De Muynck, W., de Baere, W. and Martens, H., "Interpretations of Quantum Mechanics, Joint Measurement of Incompatible Observables, and Counterfactual Definiteness", *Foundations of Physics* **24** (1994), 1589-1664.

De Muynck, W. and van den Eijnde, J., "A Derivation of Local Commutativity from Macrocausality Using a Quantum Mechanical Theory of Measurement", *Foundations of Physics* **14** (1984), 111-146.

D'Espagnat, B., "Towards a Separable 'Empirical Reality'?", *Foundations of Physics* **20** (1990), 1147-1172.

—— *Le réel voilé, analyse des concepts quantiques*, Paris : Fayard, 1994, 505 p.

—— « Réponse à Mugur-Schächter par Bernard d'Espagnat », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), Paris : Diderot, 1998, pp. 247-258.

—— *Traité de physique et de philosophie*, Paris : Fayard, 2002, 585 p.

Destouches-Février, P., *La structure des théories physiques*, préface de L. de Broglie, Paris : PUF, 1951, 423 p.

Deutsch, D., "Quantum Theory of Probability and Decisions", *Proceedings of the Royal Society of London* **A455** (1999), 3129-3137 (*arXiv e-print*, quant-ph/9906015 (1999)).

DeWitt, B., "The Many-Universes Interpretation of Quantum Mechanics", in: DeWitt, B. and Graham, N. (eds.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1973, pp. 167-218.

DeWitt, B. and Graham, N. (eds.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1973, 253 p.

Dickson, M., "Stapp's Theorem without Counterfactual Commitments: Why it Fails Nonetheless", *Studies in History and Philosophy of Science Part A* **24** (1993), 791-814.

—— "Is There *Really* No Projection Postulate in the Modal Interpretation?", *British Journal for the Philosophy of Science* **46** (1995), 197-218.

—— "On the Plurality of Dynamics: Transition Probabilities and Modal Interpretations", in: Healey, R. and Hellman, G. (ed.), *Quantum Measurement: Beyond Paradox*, Minneapolis, London: University of Minnesota Press, 1998, pp. 160-182.

—— "Modal Interpretations of Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/win2002/entries/qm-modal/, 2002, 13 p.

Dickson, M. and Clifton, R., "Lorentz-Invariance in Modal Interpretations", in: Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, Dordrecht: Kluwer, 1998, pp. 9-48.

Dieks, D., "Resolution of the Measurement Problem Through Decoherence of the Quantum State", *Physics Letters A* **142** (1989), 439-446.

—— "Modal Interpretation of Quantum Mechanics, Measurements, and Macroscopic Behaviour", *Physical Review A* **49** (1994), 2290-2300.

—— "Preferred Factorizations and Consistent Property Attribution", in: Healey, R. and Hellman, G. (ed.), *Quantum Measurement: Beyond Paradox*, Minneapolis, London: University of Minnesota Press, 1998, pp. 144-159.

Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, Dordrecht: Kluwer, 1998, vii + 377 p.

Dirac, P., *Les principes de la mécanique quantique*, traduit de l'anglais par A. Proca et J. Ullmo, Paris : Jacques Gabay, 1990, 314 p (édition originale : *The Principles of Quantum Mechanics*, Oxford: Clarendon Press, 1930).

—— "A New Notation for Quantum Mechanics", *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **35** (1939), 416-418.

Donald, M., "Discontinuity and continuity of definite properties in the modal interpretation", in: Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, Dordrecht: Kluwer, 1998, pp. 213-222.

Eberhard, P., "Bell's Theorem and the Different Concepts of Locality", *Nuevo Cimento* **46B** (1978), 392-419.

Einstein, A., "Physics and Reality", *Journal of the Franklin Institute* **221** (1936), 349-382 (traduit de l'allemand : „Physik und Realität", *Journal of the Franklin Institute* **221** (1936), 313-347).

—— „Quanten-Mechanik und Wirklichkeit", *Dialectica* **2** (1948), 320-324 (traduction française in : Einstein, A., *Quanta, mécanique statistique et physique quantique*, Paris : Seuil, 1990, pp. 244-248).

—— "Autobiographical Notes", in: Schilpp, P. (ed.), *Albert Einstein: Philosopher-Scientist, Vol. I*, La Salle (Illinois): Open Court, 1969, pp. 1-95.

—— "Remarks to the Essays Appearing in this Volume", in: Schilpp, P. (ed.), *Albert Einstein: Philosopher-Scientist, Vol. II*, La Salle (Illinois): Open Court, 1970, pp. 663-688.

—— *Quanta, mécanique statistique et physique quantique*, textes choisis et présentés par F. Balibar, O. Darrigol et B. Jech, traduits de l'allemand par F. Balibar *et al.*, Paris : Seuil, 1990, 270 p.

Einstein, A., Podolsky, B. and Rosen, N., "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?", *Physical Review* **47** (1935), 777-780 (traduction française in : Einstein, A., *Quanta, mécanique statistique et physique quantique*, Paris : Seuil, 1990, pp. 224-230).

Elby, A., "Why 'Modal' Interpretations of Quantum Mechanics Don't Solve the Measurement Problem", *Foundations of Physics Letters* **6** (1993), 5-19.

Everett, H., "'Relative State' Formulation of Quantum Mechanics", *Reviews of Modern Physics* **29** (1957), 454-462 (réimprimé in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 315-323).

—— "The Theory of the Universal Wave Function", in: DeWitt, B. and Graham, N. (eds.), *The Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1973, pp. 3-140.

Faye, J., *Niels Bohr: His Heritage and Legacy*, Dordrecht: Kluwer, 1991, xxii + 263 p.

Fine, A., "Insolubility of the Quantum Measurement Problem", *Physical Review D* **2** (1970), 2783-2787.

—— "Probability and the Interpretation of Quantum Mechanics", *British Journal for the Philosophy of Science* **24** (1973), 1-37.

—— *The Shaky Game: Einstein Realism and the Quantum Theory*, Chicago: The University of Chicago Press, 1996 (1st ed.: 1986), xii + 220 p.

—— "Locality and the Hardy theorem," in: Butterfield, J. and Pagonis, C. (eds), *From Physics to Philosophy*, Cambridge: Cambridge University Press, 1999, pp. 1-11.

—— "The Einstein-Podolsky-Rosen Argument in Quantum Theory", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2004/entries/qt-epr/, 2004, 13 p.

Finkelstein, J., "Yet Another Comment on 'Nonlocal Character of Quantum Theory'", *arXiv e-print*, quant-ph/9801011 (1998), 6 p.

Folse, H., *The Philosophy of Niels Bohr: the Framework of Complementarity*, Amsterdam: North Holland, 1985, x + 281 p.

Friedman, M. and Putnam, H., "Quantum Logic, Conditional Probability and Interference", *Dialectica* **32** (1978), 305-315.

Fuchs, C., "Quantum Mechanics as Quantum Information (and only a little more)", *arXiv e-print*, quant-ph/0205039 (2002), 59 p.

Fuchs, C. and Peres, A., "Quantum Theory Needs No 'Interpretation'", *Physics Today* **53** (2000), 70-71.

Galvão, E., *Foundations of Quantum Theory and Quantum Information Applications*, Ph.D. thesis, University of Oxford, 2002, *arXiv e-print*, quant-ph/0212124 (2002), 105 p.

Gell-Mann, M., *Le quark et le jaguar, voyage au cœur du simple et du complexe*, traduit de l'américain par G. Minot, Paris : Flammarion, 1997, 442 p (édition originale : *The Quark and the Jaguar : Adventures in the Simple and the Complex*, London: Little, Brown, 1994).

Gell-Mann, M. and Hartle, J., "Quantum Mechanics in the Light of Quantum Cosmology", in: Zurek, W. (ed.), *Complexity, Entropy, and the Physics of Information*, Proceedings of the Santa Fe Institute Studies in the Sciences of Complexity **8**, Redwood City: Addison-Wesley, 1990, pp. 425-458.

—— "Classical Equations for Quantum Systems", *Physical Review D* **47** (1993), 3345-3382.

Ghirardi, G., "Collapse Theories", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2002/entries/qm-collapse/, 2002, 18 p.

Ghirardi, G., Pearle, P. and Rimini, A., "Markov Processes in Hilbert Space and Continuous Spontaneous Localization of Systems of Identical Particles", *Physical Review A* **42** (1990), 78-89

Ghirardi, G., Rimini, A. and Weber, T., "A General Argument Against Superluminal Transmission Through the Quantum Mechanical Measurement Process", *Lettere al Nuovo Cimento* **27** (1980), 293-298.

—— "Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Systems", *Physical Review D* **34** (1986), 470-491.

Gisin, N., "Weinberg's Non-Linear Quantum Mechanics and Superluminal Communications", *Physics Letters A* **143** (1990), 1-2.

Giulini, D. *et al.* (eds.), *Decoherence and the Appearance of the Classical World in Quantum Theory*, Berlin, Heidelberg: Springer, 1996, 366 p.

Gleason, A., "Measures on the Closed Subspaces of a Hilbert Space", *Journal of Mathematics and Mechanics* **6** (1957), 885-893.

Goldstein, S., "Bohmian Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/win2001/entries/qm-bohm/, 2001, 22 p.

Greene, B., *L'univers élégant, une révolution scientifique, de l'infiniment grand à l'infiniment petit, l'unification de toutes les théories de la physique*, traduit de l'américain par C. Laroche, préface de Trinh Xuan Thuan, Paris : Robert Laffont, 2000, 470 p (édition originale : *The Elegant Universe: Superstrings, Hidden Dimensions, and the Quest for the Ultimate Theory*, London: Jonathan Cape, 1999).

Griffiths, R., "Consistent Histories and the Interpretation of Quantum Mechanics", *Journal of Statistical Physics* **36** (1984), 219-272.

Gudder, S., "On Hidden Variable Theories", *Journal of Mathematical Physics* **11** (1970), 431-436.

Gunzig, E. et Diner, S. (éd.), *Le vide, univers du tout et du rien*, Bruxelles : Complexe, 1997, 525 p.

Haag, R., "Fundamental Irreversibility and the Concept of Events", *Communications in Mathematical Physics* **132** (1990), 245-251.

Hájek, A. and Bub, J., "EPR", *Foundations of Physics* **22** (1992), 313-332.

Hardegree, G. and Frazer, P., "Charting the Labyrinth of Quantum Logic: A Progress Report", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, New York: Plenum, 1981, pp. 53-76.

Hardy, L., "Quantum Mechanics, Local Realistic Theories, and Lorentz-Invariant Realistic Theories", *Physical Review Letters* **68** (1992), 2981-2984.

—— "Nonlocality for Two Particles without Inequalities for Almost All Entangled States," *Foundations of Physics* **13** (1993), 1665-1668.

Healey, R., *The Philosophy of Quantum Mechanics: An Interactive Interpretation*, Cambridge University Press, 1989, xiv + 270 p.

—— "'Modal' Interpretations, Decoherence, and the Quantum Measurement Problem", in: Healey, R. and Hellman, G. (ed.), *Quantum Measurement: Beyond Paradox*, Minneapolis, London: University of Minnesota Press, 1998, pp. 52-86.

Healey, R. and Hellman, G. (ed.), *Quantum Measurement: Beyond Paradox*, Minneapolis, London: University of Minnesota Press, 1998, ix + 205 p.

Heathcote, A., "Quantum Mechanics" (review of van Fraassen's book), *Metascience* **3** (1993), 65-76.

Heisenberg, W., „Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen", *Zeitschrift für Physik* **33** (1925), 879-893 (traduction anglaise in : van der Waerden, B. (ed.), *Sources of Quantum Mechanics*, Amsterdam: North-Holland, 1967, pp. 261-276).

—— „Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik", *Zeitschrift für Physik* **43** (1927), 172-198 (traduction anglaise in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 62-84).

—— *Les principes physiques de la théorie des quanta*, traduit de l'allemand par M. Champion et E. Hochard, préface de L. de Broglie, Paris : Jacques Gabay, 1990, 126 p (édition originale : *Die physikalischen Prinzipien der Quantentheorie*, Leipzig: Hirzel, 1930).

—— *La nature dans la physique contemporaine*, traduit de l'allemand par U. Karvelis et A. Leroy, introduction de C. Chevalley, Paris : Gallimard, 2000, 329 p (édition originale : *Das Naturbild der heutigen Physik*, Rowohlts deutsche Enzyklopädie, 1955).

—— *Physique et philosophie*, *la science moderne en révolution*, traduit de l'anglais par J. Hadamard, Paris : Albin Michel, 1961 et 1971, 287 p (édition originale : *Physics and Philosophy: The Revolution in Modern Science*, New-York: Harper & Brothers, 1958).

—— *La partie et le tout, le monde de la physique atomique*, traduit de l'allemand par P. Kessler, Paris : Flammarion, 1990, 336 p (édition allemande : *Der Teil und das Ganze, Gespräche im Umkreis der Atomphysik*, Munich: Piper & Co. Verlag, 1969).

Held, C., "The Kochen-Specker Theorem", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/fall2000/entries/kochen-specker, 2000, 21 p.

Hermann, G., *Les fondements philosophiques de la mécanique quantique*, traduit de l'allemand par A. Schnell en collaboration avec L. Soler, préface de B. d'Espagnat, introduction et postface de L. Soler, Vrin : Paris, 1996, 190 p (édition originale : „Die naturphilosophischen Grundlagen der Quantenmechanik", *Abhandlungen der Fries'schen Schule*, *Neue Folge* **6** (1935), 69-152).

Hilborn, R. and Yuca, C., "Identical Particles in Quantum Mechanics Revisited", *British Journal for the Philosophy of Science* **53** (2002), 355-389.

Honner, J., *The Description of Nature: Niels Bohr and the Philosophy of Quantum Physics*, Oxford: The Clarendon Press, 1987, vii + 235 p.

Hughes, R. I. G., *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1989, xiv + 369 p.

Jadczyk, A., "On Quantum Jumps, Events, and Spontaneous Localization Models", *Foundations of Physics* **25** (1995), 743-762.

Jammer, M., *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, New-York: McGraw Hill, 1966, xii + 399 p.

—— *The Philosophy of Quantum Mechanics: The Interpretations of Quantum Mechanics in Historical Perspective*, New-York: John Wiley & Sons, 1974, xi + 536 p.

Jarrett, J., "On the Physical Significance of the Locality Conditions in the Bell Arguments", *Noûs* **18** (1984), 569-589.

Jarvie, J., Milford, K. and Miller, D. (eds.), *Karl Popper: A Centenary Assessment*, Aldershot: Ashgate (*à paraître*).

Jauch, J., *Foundations of Quantum Mechanics*, Reading (Mass.): Addison-Wesley, 1968, xii + 299 p.

Joos, E., "Decoherence through Interaction with the Environment", in: Giulini, D. *et al.* (eds.), *Decoherence and the Appearance of the Classical World in Quantum Theory*, Berlin, Heidelberg: Springer, 1996, pp. 35-136.

—— "Elements of Environmental Decoherence", in: Blanchard, Ph., *et al.* (eds.), *Decoherence: Theoretical, Experimental, and Conceptual Problems*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2000, pp. 1-17.

Jordan, T., *Linear Operators for Quantum Mechanics*, New-York: Wiley, 1969, xi + 144 p.

—— "Why $-i\nabla$ Is the Momentum", *American Journal of Physics* **43** (1975), 1089-1093.

Kauark-Leite, P., *Vers une critique de la raison quantique, les approches transcendantales en mécanique quantique*, thèse de doctorat, École Polytechnique, 2004, 508 p (http://www.imprimerie.polytechnique.fr/Theses/Files/Kauark.pdf).

Klein, *Petit voyage dans le monde des quanta*, Paris : Flammarion, 2004, 205 p.

Klein, E. et Sacquin, Y. (éd.), *Prédiction et probabilité dans les sciences*, Gif-sur-Yvette : Éditions Frontières, 1998, 157 p.

Kochen, S., "A New Interpretation of Quantum Mechanics", in: Lahti, P. and Mittelstaedt, P. (eds.), *Symposium on the Foundations of Modern Physics*, Teaneck: World Scientific Publishing Co, 1985, pp. 151-170.

Kochen, S. and Specker, E., "The Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics", *Journal of Mathematics and Mechanics* **17** (1967), 59-87.

Kojève, A., *L'idée du déterminisme dans la physique classique et dans la physique moderne*, Paris : Le Livre de Poche, 1990 (1ère éd. : 1932), 349 p.

Khrennikov, A., (ed.), *Proceedings of the Växjö Conference "Quantum Theory: Reconsideration of Foundations – 2"*, 2004.

Landau, L. et Lifchitz, E., *Mécanique quantique*, traduit du russe par E. Gloukhian, Moscou : Mir, 1966, 718 p.

Laudisa, F., "Relational Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2002/entries/qm-relational, 2002, 10 p.

Leggett, A., "Testing the Limits of Quantum Mechanics: Motivation, State of Play, Prospects", *Journal of Physics: Condensed Matter* **14** (2002), R415-451.

Lévy-Leblond, J.-M., "Quantum Physics and Language", *Physica B* **151** (1988), 314-318.

—— "Introduction: Where is the Problem ?", in: Cini, M. and Lévy-Leblond, J.-M. (eds.), *Quantum Theory without Reduction*, Bristol: Adam Hilger, 1990, pp. 1-8.

—— « Pour soulever le voile de Maya », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), Paris : Diderot, 1998, pp. 591-602.

Lévy-Leblond, J.-M. et Balibar, F., *Quantique, rudiments*, Paris : InterÉditions, 1984, 494 p.

—— "When Did the Indeterminacy Principle Become the Uncertainty Principle?", *Physics* **66** (1998), 279-280.

Lipschutz, S., *Algèbre linéaire, cours et problèmes*, traduit de l'américain par A. Abouhazim, Paris : McGraw-Hill, 1994, 453 p (édition originale : *Theory and Problems of Linear Algebra*, New-York: McGraw-Hill, 1991 (1st ed.: 1968)).

Lockwood, M., *Mind, Brain, and the Quantum*, Oxford: Blackwell, 1989, xii + 365 p.

Ludwig, G., *An Axiomatic Basis for Quantum Mechanics, Vol. 1: Derivation of Hilbert Space Structure, Vol. 2: Quantum Mechanics and Macrosystems*, Berlin: Springer, Vol. 1: 1985, x + 243 p; Vol. 2: 1987, ix + 242 p.

Lyre, H., "Against Measurement? – On the Concept of Information", in: Blanchard, Ph. and Jadczyk, A. (eds.), *Quantum Future: From Volta and Como to Present and Beyond*, Berlin: Springer, 1999, pp. 139-149 (*arXiv e-print*, quant-ph/9709059 (1998)).

—— „Zur apriorischen Begründbarkeit von Information", in: Mittelstraß, J. (Hg.), *Die Zukunft des Wissens, XVIII, Deutscher Kongreß für Philosophie, Konstanz* (1999), 59-66.

—— „Kann moderne Physik *a priori* begründbar sein?", *Philosophia Naturalis* **37** (2000), 439-454.

Mackey, G., *The Mathematical Foundations of Quantum Mechanics: A Lecture-Note Volume*, New York: Benjamin, 1963, x + 137 p.

Margenau, H., "Quantum-Mechanical Description", *Physical Review* **49** (1936), 240-242.

—— *The Nature of Physical Reality*, New-York: McGraw Hill, 1950, 479 p.

—— "Philosophical Problems Concerning the Meaning of Measurement in Physics", *Philosophy of Science* **25** (1958), 23-33.

—— "Measurement in Quantum Mechanics", *Annals of Physics* **23** (1963), 469-485.

—— "Measurements and Quantum States", *Philosophy of Science* **30** (1963), 1-16, 135-157.

Maxwell, N., "Towards a Micro Realistic Version of Quantum Mechanics, Part I and Part II", *Foundations of Physics* **6** (1976), Part I: 275-292; Part II: 661-676.

—— "Are Probabilism and Special Relativity Incompatible?", *Philosophy of Science* **52** (1985), 23-43.

—— "Particle Creation as Quantum Condition for Probabilistic Events to Occur", *Physical Letters A* **187** (1994), 351-355.

Mehlberg, H., *Time, Causality, and the Quantum Theory*, Vol. 2: "An Indeterministic Theory of Time", Dordrecht, Boston, London : Reidel, 1980, 292 p.

Mermin, D., "Simple Unified Form for the Major No-Hidden Variables Theorems", *Physical Review Letters* **65** (1990), 3373-3376.

—— "Nonlocality and Bohr's Reply to EPR", *arXiv e-print*, quant-ph/9712003 (1997), 3 p.

—— "Nonlocal Character of Quantum Theory?", *American Journal of Physics* **66** (1998), 920-924.

—— "The Ithaca Interpretation of Quantum Mechanics", *Pramana* **51** (1998), 549-565 (*arXiv e-print*, quant-ph/9609013 (1996)).

—— "What is Quantum Mechanics Trying to Tell Us?", *American Journal of Physics* **66** (1998), 753-767.

Messiah, A., *Mécanique quantique, tome 1*, Paris : Dunod, 1995 (1ère éd. : 1959), 974 p.

Mittelstaedt, P., "Classification of Different Areas of Work Afferent to Quantum Logic", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, New York: Plenum, 1981, pp. 3-16.

—— *The Interpretation of Quantum Mechanics and the Measurement Process*, Cambridge: Cambridge University Press, 1998, x + 140 p.

Mohrhoff, U., "What Quantum Mechanics is Trying to Tell Us", *American Journal of Physics* **68** (2000), 728-745.

Mugur-Schächter, M., « Mécanique quantique, réel et sens », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), Paris : Diderot, 1998, pp. 170-245.

Myrvold, W., "Modal Interpretations and Relativity", *Foundations of Physics Letters* **32** (2002), 1773-1784.

Newton, T. and Wigner, E., "Localized States for Elementary Systems", *Reviews of Modern Physics* **21** (1949), 400-406.

Omnès, R., *The Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1994, xv + 550 p.

Page, N., "The Einstein-Podolsky-Rosen Physical Reality is Completely Described by Quantum Mechanics", *Physics Letters A* **91** (1982), 57-60.

Parrochia, D. , « Le vide quantique est-il un nouvel éther », in : Gunzig, E. et Diner, S. (éd.), *Le vide, univers du tout et du rien*, Bruxelles : Complexe, 1997, pp. 94-104.

Penrose, R. and Isham, C. (eds.), *Quantum Concepts in Space and Time*, Oxford: Clarendon Press, 1986, x + 358 p.

Peres, A., "Incompatible Results of Quantum Measurements", *Physics Letters A* **151** (1990), 107-108.

—— *Quantum Theory: Concepts and Methods*, Dordrecht: Kluwer, 1995, 446 p.

Piron, C., *Mécanique quantique, bases et applications*, Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1990, 202 p.

Polchinski, J., "Weinberg's Nonlinear Quantum Mechanics and the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", *Physical Review Letters* **66** (1991), 397-400.

Popper, K., *L'univers irrésolu, plaidoyer pour l'indéterminisme*, traduit de l'anglais par R. Bouveresse, Paris : Hermann, 1984, 159 p (édition originale : *The Open Universe: The Postscript to the Logic of Scientific Discovery, II*, London: Hutchinson, 1982).

—— *La théorie quantique et le schisme en physique, post-scriptum à la logique de la découverte scientifique, III*, traduit de l'anglais et présenté par E. Malolo Dissakè, Paris : Hermann, 1996, xliv + 227 p (édition originale : *Quantum Theory and the Schism in Physics: The Postscript to the Logic of Scientific Discovery, III*, London: Hutchinson, 1982).

—— *Un univers de propensions, deux études sur la causalité et l'évolution*, traduit de l'anglais et présenté par A. Boyer, Paris : Éditions de l'Éclat, 1992, 79 p (édition originale : *A World of Propensities*, Bristol: Thoemmes Press, 1990).

Putnam, H., "Is Logic Empirical?", in: Cohen, R. and Wartofsky, M. (eds), *Boston Studies in the Philosophy of Science*, vol. 5, Dordrecht: Reidel, 1969, pp. 181-241.

Redhead, M., "Symmetry in Intertheory Relations", *Synthese* **32** (1975), 77-112.

—— *Incompleteness, Nonlocality and Realism: A Prolegomenon to the Philosophy of Quantum Mechanics*, Oxford: Oxford University Press, 1987, viii + 191 p.

Reichenbach, H., *Philosophic Foundations of Quantum Mechanics*, Berkeley: University of California Press, 1944, x + 182 p.

Robinson, D., Review of "Quantum Mechanics: An Empiricist View" (by B. van Fraassen), *International Studies in the Philosophy of Science* **7** (1993), 268-272.

Rovelli, C., "Relational Quantum Mechanics", *International Journal of Theoretical Physics* **35** (1996), 1637-1678.

Russell, R., Clayton, P., Wegter-McNelly, K. and Polkinghorne, J. (eds.), *Quantum Mechanics: Scientific Perspectives on Divine Action*, Vatican City State: Vatican Observatory Publications & Berkeley: Center for Theology and the Natural Sciences, 2001, 345 p.

Saunders, S., "Decoherence and Evolutionary Adaptation", *Physics Letters A* **184** (1993), 1-5.

—— "Time, Quantum Mechanics, and Decoherence", *Synthese* **102** (1995), 235-266.

—— "Time, Quantum Mechanics, and Probability", *Synthese* **114** (1998), 373-404 (*arXiv e-print*, quant-ph/0111047 (1998)).

—— "Derivation of the Born Rule from Operational Assumptions", *Proceedings of the Royal Society A* **460** (2004), 1-18 (*arXiv e-print*, quant-ph/0211138 (2002)).

Scheibe, E., *The Logical Analysis of Quantum Mechanics*, Oxford: Pergamon, 1973, viii + 204 p.

Schilpp, P. (ed.), *Albert Einstein: Philosopher-Scientist, Vol. I and II*, La Salle (Illinois): Open Court, Vol. I: 1969 (1st ed.: 1949); Vol. II: 1970 (1st ed.: 1949), xvi + 781 p.

Schrödinger, E., *Physique quantique et représentation du monde*, traduit de l'anglais et de l'allemand, préfacé par M. Bitbol, Paris : Éditions du Seuil, 1992, 185 p (éditions originales : "Science and Humanism: Physics in our Time", Cambridge: Cambridge University Press, 1951; „Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik", *Naturwissenschaften* **23** (1935), 807-812, 823-828, 844-849).

Scully, M. and Zubairi, S., *Quantum Optics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997, xxi + 630 p.

Selleri, F., *Le grand débat de la théorie quantique*, traduit de l'anglais par F. et P. Guéret, préface de K. Popper, Paris : Flammarion, 1994, 271 p (édition originale : *Die Debatte um die Quantentheorie*, Wiesbaden: Vieweg, 1983).

Shankar, R., *Principles of Quantum Mechanics*, New-York: Plenum Press, 1980, xviii + 612 p.

Shimony, A., "Approximate Measurement in Quantum Mechanics, II", *Physical Review D* **9** (1974), 2321-2323.

—— "Events and Processes in the Quantum World", in: Penrose, R. and Isham, C. (eds.), *Quantum Concepts in Space and Time*, Oxford: Clarendon Press, 1986, pp. 182-203.

—— « Les fondements conceptuels de la mécanique quantique », in : Davies, P. (éd.), *La nouvelle physique*, tr. fr., Paris : Flammarion, 1993, pp. 373-395.

—— *Search for a Naturalistic World View, Vol. II: Natural Science and Metaphysics*, New-York: Cambridge University Press, 1993, viii + 340 p.

—— "Bell's Theorem", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/fall2004/entries/bell-theorem/, 2004, 27 p.

Soler, L., « Postface », in : Hermann, G., *Les fondements philosophiques de la mécanique quantique*, tr. fr., Vrin : Paris, 1996, pp. 125-173.

Stapp, H., "Bell's Theorem and World Process", *Il Nuovo Cimento* **29** (1975), 270-276.

—— "Theory of Reality", *Foundations of Physics* **7** (1977), 313-323.

—— "Noise-induced Reduction of Wave Packets an Faster-than-light Influences", *Physical Review A* **46** (1992), 6860-6868.

—— "Comment on 'Stapp's Theorem without Counterfactual Commitment'", *Studies in History and Philosophy of Science Part A* **25** (1994), 954-964.

—— "Nonlocal Character of Quantum Theory", *American Journal of Physics* **65** (1997), 300-304.

—— "Meaning of Counterfactual Statements in Quantum Physics", *American Journal of Physics* **66** (1998), 924-926.

—— "Comments on 'Non-locality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics'", *Physical Review A* **60** (1999), 2595-2598.

Stefanov, A., Zbinden, H., Gisin, N. and Suarez, A., "Quantum Correlations with Spacelike Separated Beams Splitters in Motion: Experimental Test of Multisimultaneity", *Physical Review Letters* **88** (2002), 120404.

Stone, M., *Linear Transformations in Hilbert Space and their Applications to Analysis*, New-York: The American Mathematical Society, 1932, viii + 622 p.

Suarez, A. and Scarani, V., "Does Entanglement Depend on the Timing of the Impacts at the Beam-Splitters?", *Physical Letters A* **232** (1997), 9-14.

Teller, P., "The Projection Postulate as a Fortuitous Approximation", *Philosophy of Science* **50** (1983), 413-431.

—— *An Interpretive Introduction to Quantum Field Theory*, Princeton (New Jersey): Princeton University Press, 1995, x + 176 p.

Unruh, W., "Nonlocality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics", *Physical Review A* **59** (1999), 126-130.

—— "Reply to 'Comments on Nonlocality, Counterfactuals, and Quantum Mechanics'", *Physical Review A* **60** (1999), 2599-2600.

Unruh, W. and Wald, R., "What Happens when an Accelerating Observer Detects a Rindler Particle", *Physical Review D* **29** (1984), 1047-1056.

Vaidman, L., "Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2002/entries/qm-manyworlds/, 2002, 13 p.

Van der Waerden, B. (ed.), *Sources of Quantum Mechanics*, Amsterdam: North-Holland, 1967, xi + 430 p.

Van Fraassen, B., "The Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", *Synthese* **29** (l974), 291-309.

—— "Assumptions and Interpretations of Quantum Logic", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, New York: Plenum, 1981, pp. 17-34.

—— "A Modal Interpretation of Quantum Mechanics", in: Beltrametti, E. and van Fraassen, B. (eds.), *Current Issues in Quantum Logic*, New York: Plenum, 1981, pp. 229-258.

—— *Quantum Mechanics: An Empiricist View*, Oxford: Clarendon Press, 1991, xvi + 541 p.

Vermaas, P., "The Pros and Cons of the Kochen-Dieks and the Atomic Modal Interpretation", in: Dieks, D. and Vermaas, P. (ed.), *The Modal Interpretation of Quantum Mechanics*, Dordrecht: Kluwer, 1998, pp. 103-148.

Vermaas, P. and Dieks, D., "The Modal Interpretation of Quantum Mechanics and its Generalization to Density Operators", *Foundations of Physics* **25** (1995), 145-158.

Von Neumann, J., *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, traduit de l'allemand par A. Proca, Paris : Jacques Gabay, 1988, 336 p (édition originale : *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Berlin: Springer, 1932).

Vuillemin, J., « Être sensible, acte, puissance », *Dialectica* **45** (1991), 231-248.

Wallace, D., "Worlds in the Everett Interpretation", *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics* **33** (2002), 637-661 (*arXiv e-print*, quant-ph/0103092 (2001)).

—— "Everett and Structure", *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics* **34** (2002), 87-105.

Weinberg, S., "Precision Tests of Quantum Mechanics", *Physical Review Letters* **62** (1989), 485-488.

Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, xxviii + 811 p.

Wichmann, E., *Physique quantique*, *Berkeley: cours de physique, vol. 4*, traduit de l'anglais par P. Lallemand et N. Ostrowsky, Paris : Armand Colin, 1974, 423 p (édition originale : *Quantum Physics: Berkeley Physics Course, vol. 4*, New York: McGraw-Hill, 1967).

Wigner, E., "The Problem of Measurement", *American Journal of Physics* **29** (1963), 6-15 (réimprimé in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 324-341).

Wilce, A., "Quantum Logic and Quantum Probability", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/spr2002/entries/qt-quantlog/, 2002, 17 p.

Zbinden, H., Brendel, J., Gisin, N. and Tittel, W., "Experimental Test of Nonlocal Quantum Correlation in Relativistic Configurations", *Physical Review A* **63** (2001), 22111-22120.

Zeh, D., "On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory", *Foundations of Physics* **1** (1970), 69-76 (réimprimé in : Wheeler, J. and Zurek, W. (eds.), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton: Princeton University Press, 1983, pp. 342-349).

—— "There are no Quantum Jumps, nor are there Particles!", *Physics Letters A* **172** (1993), 189-192.

—— "The Program of Decoherence: Ideas and Concepts", in: Giulini, D. *et al.* (eds.), *Decoherence and the Appearance of the Classical World in Quantum Theory*, Berlin, Heidelberg: Springer, 1996, pp. 5-34.

—— "The Meaning of Decoherence", in: Blanchard, Ph., *et al.* (eds.), *Decoherence: Theoretical, Experimental, and Conceptual Problems*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2000, pp. 19-42.

Zurek, W., "Pointer Basis of Quantum Apparatus: Into what Mixture does the Wave Packet Collapse?", *Physical Review D* **24** (1981), 1516-1525.

—— "Environment-induced Superselection Rules", *Physical Review D* **26** (1982), 1862-1880.

—— "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical", *Physics Today* **44** (1991), 36-44.

—— "Preferred States, Predictability, Classicality, and the Environment-induced Decoherence", *Progress of Theoretical Physics* **89** (1993), 281-312.

—— "Negociating the Tricky Border between Quantum and Classical", *Physics Today* **46** (1993), 13-15, 91-90.

—— "Environment – Assisted Invariance, Causality, and Probabilities in Quantum Physics", *Physical Review Letters* **90** (2003), 120404 (*arXiv e-print*, quant-ph/0211037 (2002)).

Zurek, W. (ed.), *Complexity, Entropy, and the Physics of Information*, Proceedings of the Santa Fe Institute Studies in the Sciences of Complexity **8**, Redwood City: Addison-Wesley, 1990, xiii + 530 p.

Zwirn, H., « La décohérence est-elle la solution du problème de la mesure ? », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), Paris : Diderot, 1998, pp. 259-277.

—— *Les limites de la connaissance*, Paris : Odile Jacob, 2000, 381 p.

## *Philosophie générale et philosophie des sciences*


Ackermann, R., *Data, Instruments and Theory*, Princeton: Princeton University Press, 1985, xii + 216 p.

—— "Review Article: The New Experimentalism", *British Journal for the Philosophy of Science* **40** (1989), pp. 185-190.

Apel, K.-O., *Le logos propre au langage humain*, traduit de l'allemand par M. Charrière et J.-P. Cometti, Paris : Éditions de l'Éclat, 1994, 71 p (édition originale : *Die Logosauszeichnung der menschlichen Sprache*, *Die philosophische Tragweite der Sprechakttheorie*, in: Bosshardt, H.-G. (Hg.), *Perspektiven auf Sprache, Interdisziplinäre Beiträge zum Gedanken an Hans Hörmann*, Berlin: W. de Gruyter, 1986, pp. 45-85).

—— „Pragmatismus als sinnkritischer Realismus auf der Basis regulativer Ideen, in Verteidigung einer Peirceschen Theorie der Realität und der Wahrheit" in: Raters, M.-L. und Willaschek, M. (Hg.), *Hilary Putnam und die Tradition des Pragmatismus*, Frankfurt am Main: Suhrkamp Verlag, 2002, pp. 117-147.

Aristote, *Métaphysique, T. II*, traduit du grec par J. Tricot, Paris : Vrin, 2000, 878 p.

Ayer, A. (ed.), *Logical Positivism*, London: George Allen & Unwin, 1959, viii + 455 p.

Bach, K., "Actions are not Events", *Mind* **89** (1980), 114-120.

Bastide, R., « Événement (sociologie) », in : *Encyclopaedia Universalis*, Paris, 1993, pp. 129-131.

Barone, F., « La polémique sur les énoncés protocolaires dans l'épistémologie du Cercle de Vienne », in : Sebestik, J. et Soulez, A. (éd.), *Le Cercle de Vienne, doctrines et controverses*, Paris : L'Harmattan, 2001, pp. 181-196.

Bouveresse, J., *Le mythe de l'intériorité, expérience, signification et langage privé chez Wittgenstein*, Paris : Les éditions de Minuit, 1976, xiv + 733 p.

Benmakhlouf, A., *Bertrand Russell, l'atomisme logique*, Paris : PUF, 1996, 126 p.

Bennett, J., *Events and their Names*, Oxford: Oxford University Press, 1988, 243 p.

Benoist, J., « Qu'est-ce qui est donné ? la pensée et l'événement », *Archives de philosophie* **59** (1996), 629-657.

Bergson, H., *La pensée et le mouvant*, Paris : PUF, 1969 (1ère éd. : 1934), 293 p.

Berkeley, G., *Principes de la connaissance humaine*, traduit de l'anglais et présenté par D. Berlioz, Paris : Flammarion, 1991, 182 p (édition originale : *A Treatise concerning the Principles of Human Knowledge*, Dublin, 1710).

[Bitbol, M., *L'aveuglante proximité du réel, anti-réalisme et quasi-réalisme en physique*, Paris : Flammarion, 1998, 379 p.]

Blanché, R., *Introduction à la logique contemporaine*, Paris : Armand Colin, 1996 (1ère éd. : 1968), 200 p.

Bloor, D., *Knowledge and Social Imagery*, Chicago : The University of Chicago Press, 1991 (1st ed.: 1976), xi + 203 p.

Brand, M., "Identity Conditions for Events", *American Philosophical Quarterly* **14** (1977), 329-337.

Brand, M. and Walton, D. (eds.), *Action Theory*, Dordrecht: Reidel, 1976, vi + 345 p.

Braudel, F., *Les ambitions de l'histoire*, Paris : Fallois, 1997, vi + 529 p.

Callot, E., *William James et le pragmatisme*, Genève, Paris : Slatkine, 1985, 166 p.

Carlson, T., "James and the Kantian Tradition", in: Putnam, R. A. (ed.), *The Cambridge Companion to William James*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997, pp. 363-383.

Carnap, R., *La construction logique du monde*, tr. fr., Paris : Vrin, 2002, 370 p (édition originale : *Der logische Aufbau der Welt*, Hamburg: Felix Meiner Verlag, 1998 (1ste ed.: 1928)).

—— « Le dépassement de la métaphysique par l'analyse logique du langage », in : Soulez, A. (éd.), *Le manifeste du Cercle de Vienne et autres essais*, Paris : PUF, 1985, pp. 153-179 (édition originale : „Überwindung der Metaphysik durch logische Analyse der Sprache", *Erkenntnis* **II** (1932), 219-241).

—— *The Unity of Science*, translated from the German by M. Blach, Bristol: Thoemmes Press, 1995, 101 p (édition originale : „Die physikalische Sprache als Universalsprache der Wissenschaft", *Erkenntnis* **II** (1932), 432-465).

—— "Testability and Meaning", *Philosophy of Science* **3** (1936), 419-471; **4** (1937), 1-40.

—— *Les fondements philosophiques de la physique*, traduit de l'anglais par J.-M. Luccioni et A. Soulez, Paris : Armand Colin, 1973, 285 p (édition originale : *Philosophical Foundations of Physics*, New-York: Basic Books, 1966).

Cartwright, N., *How the Laws of Physics Lie*, Oxford: Oxford University Press, 1983, 221 p.

Casati, R. and Varzi, A. (eds.), *Events*, Aldershot: Dartmouth, 1996, 519 p.

—— *Fifty Years of Events: An Annotated Bibliography, 1947 to 1997*, Bowling Green (USA): Bowling Green State University, 1997, 402 p.

—— "Events", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/fall2002/entries/events, 2002, 11 p.

Cassirer, E., *Substance et fonction, éléments pour une théorie du concept*, traduit de l'allemand par P. Caussat, Paris : Les éditions de Minuit, 1977, 429 p (édition originale : *Substanzbegriff und Funktionsbegriff, Untersuchungen über die Grundfragen der Erkenntniskritik*, Darmstadt: Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1969 (1ste ed.: 1910)).

—— *La philosophie des formes symboliques 3, la phénoménologie de la connaissance*, traduit de l'allemand par C. Fronty, Paris : Les éditions de Minuit, 1972, 610 p (édition originale : *Philosophie der symbolischen Formen 3, Phänomenologie der Erkenntnis*, 1929).

Chauviré, C., « De Cambridge à Vienne, la maxime pragmatiste et sa lecture vérificationniste », in : Sebestik, J. et Soulez, A. (éd.), *Le Cercle de Vienne, doctrines et controverses*, Paris : L'Harmattan, 2001, pp. 43-58.

—— *Le grand miroir, essais sur Peirce et sur Wittgenstein*, Besançon : Presses Universitaires Franc-Comtoises, 2003, 387 p.

—— *Voir le visible, la seconde philosophie de Wittgenstein*, Paris : PUF, 2003, 128 p.

Chisholm, R., "Events and Propositions", *Noûs* **4** (1970), 15-24.

Clark, P., « Popper on Determinism », in : O'Hear, A. (ed.), *Karl Popper: Philosophy and Problems*, *Royal Institute of Philosophy Supplement* **39** (1995), pp. 149-162.

Cleland, C., "On the Individuation of Events", *Synthese* **86** (1991), 229-254.

Dastur, F., « Pour une phénoménologie de l'événement : l'attente et la surprise », *Études Phénoménologiques* **25** (1997), 59-75.

Davidson, D., *Actions et événements*, traduit de l'américain par P. Engel, Paris : PUF, 1993, xxxi + 402 p (édition originale : *Essays on Actions and Events*, Oxford: Clarendon Press, 1980).

—— *Enquêtes sur la vérité et l'interprétation*, traduit de l'américain par P. Engel, Paris : J. Chambon, 1993, 415 p (édition originale : *Inquiries into Truth and Interpretation*, New-York: Oxford University Press, 1984).

—— "Reply to Quine on Events", in: LePore, E. and McLaughlin, B. (eds.), *Actions and Events: Perspectives on the Philosophy of Donald Davidson*, Oxford: Basil Blackwell, 1985, pp. 172-176.

Dretske, F., "Can Events Move?", *Mind* **76** (1967), 415-428.

Duhem, P., *La théorie physique, son objet, sa structure*, Paris : Vrin, 1981 (1ère éd. : 1906), xvi + 524 p.

—— *Sauver les apparences (σοζειν τα φαινομενα)*, Paris : Vrin, 2003 (1ère éd. : 1908), 157 p.

Dummett, M., *Les origines de la philosophie analytique*, traduit de l'allemand par M.-A. Lescourret, Paris : Gallimard, 1991, 232 p (édition originale : *Ursprünge der analytischen Philosophie*, Frankfurt am Main: Suhrkamp Verlag, 1988).

Engel, P., *Davidson et la philosophie du langage*, Paris : PUF, 1994, xix + 354 p.

Falkenburg, B., "Incommensurability and Measurement", *Theoria – Secunda Epoca* **12** (1997), 467-491.

Faye, J., Scheffler, U. and Urchs, M. (eds.), *Things, Facts and Events*, Amsterdam, Atlanta: Rodopi, 2000, 506 p.

Feyerabend, P., *Contre la méthode, esquisse d'une théorie anarchiste de la connaissance*, traduit de l'anglais par B. Jurdant et A. Schlumberger, Paris : Seuil, 1979, 350 p (édition originale : *Against Method*, London: New Left Books, 1975).

Franklin, A., "Experiment in Physics", in: Zalta, E. (ed.), *Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2003/entries/physics-experiment, 2003, 21 p.

Galison, P., *Ainsi s'achèvent les expériences*, *la place des expériences dans la physique du XXe siècle*, traduit de l'anglais par B. Nicquevert, Paris : La Découverte, 2002, 334 p (édition originale : *How Experiments End*, Chicago: The University of Chicago Press, 1987).

Gill, K., "On the Metaphysical Distinction Between Processes and Events", *Canadian Journal of Philosophy* **23** (1993), 365-384.

Goodman, N., *Faits, fictions et prédictions*, avant-propos de H. Putnam, traduit de l'anglais par R. Houde, R. Larose et P. Jacob, Paris : Les éditions de Minuit, 1984, 132 p (édition originale : *Fact, Fiction and Forecast*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1983 (1ère éd. : 1954)).

Goodman, R., "What Wittgenstein Learned from William James", *History of Philosophy Quarterly* **11** (1994), 339-354.

Granger, G.-G., *Le probable, le possible et le virtuel, essai sur le rôle du non-actuel dans la pensée objective*, Paris : Odile Jacob, 1995, 248 p.

Haack, R., "Wittgenstein's pragmatism", *American Philosophical Quarterly* **19** (1982), 163-171.

Haber, S., *Jürgen Habermas, une introduction*, Paris : La Découverte, 2001, 361 p.

Habermas, J., *La technique et la science comme « idéologie »*, traduit de l'allemand et préfacé par J.-R. Ladmiral, Paris : Gallimard, 1973, xlix + 214 p (édition originale : *Technik und Wissenschaft als Ideologie*, Frankfurt am Main: Suhrkamp Verlag, 1968).

—— *Connaissance et intérêt*, traduit de l'allemand par G. Clémençon et J.-M. Brohm et préfacé par J.-R. Ladmiral, Paris : Gallimard, 1976, 386 p (édition originale : *Erkenntnis und Interesse*, Frankfurt am Main: Suhrkamp Verlag, 1968 (postface : 1973)).

—— *Théorie de l'agir communicationnel*, traduit de l'allemand par J.-M. Ferry et J.-L. Schlegel, Paris : Fayard, 1987, T1 : « Rationalité de l'agir et rationalisation de la société, 448 p ; T2 : « Pour une critique de la raison fonctionnaliste », 480 p (édition originale : *Theorie des kommunikativen Handels*, Frankfurt am Main: Suhrkamp Verlag, 1985 (1ste ed.: 1981)).

—— *Vérité et justification*, traduit de l'allemand par R. Rochlitz, Paris : Gallimard, 2001, 349 p (édition originale : *Wahrheit und Rechtfertigung*, Frankfurt am Main: Suhrkamp Verlag, 1999).

Hacker, P., "Events and Objects in Space and Time", *Mind* **91** (1982), 1-19.

Hacking, I., *Concevoir et expérimenter, thèmes introductifs à la philosophie des sciences expérimentales*, traduit de l'américain par B. Ducres, Paris : Christian Bourgeois, 1989, 459 p (édition originale : *Representing and Intervening: Introductory Topics in the Philosophy of Natural Science*, Cambridge: Cambridge University Press, 1983).

Hanson, N. « Y a-t-il une logique de la découverte scientifique ? », in : Jacob, P. (éd.), *De Vienne à Cambridge, l'héritage du positivisme logique*, Paris : Gallimard, 1980, pp. 447-468.

Hempel, C., « Les critères empiristes de la signification cognitive : problèmes et changements », in : Jacob, P. (éd.), *De Vienne à Cambridge, l'héritage du positivisme logique*, Paris : Gallimard, 1980, pp. 63-89.

Henry, M., *Phénoménologie matérielle*, Paris : PUF, 1990, 183 p.

Hintikka, J., *L'intentionnalité et les mondes multiples*, textes réunis, traduits de l'anglais et présentés par N. Lavand, Lille : Presse Universitaire de Lille, 1989, 227 p.

—— *La philosophie des mathématiques chez Kant, la structure de l'argumentation transcendantale*, traduit de l'anglais par C. Hoogaert, Paris : PUF, 1996, 311 p.

Horgan, T., "The Case Against Events", *The Philosophical Review* **87** (1978), 28-47.

Hume, D., *Enquête sur l'entendement humain*, traduit de l'anglais par A. Leroy, présentation par M. Beyssade, Paris : Flammarion, 1983, 252 p.

Husserl, E., *Idées directrices pour une phénoménologie et une philosophie phénoménologique pures,* T.I : « Introduction générale à la phénoménologie pure », traduit de l'allemand par P. Ricoeur, Paris : Gallimard, 1950, 567 p (édition originale : *Ideen zu einer reinen Phänomenologie und*

*phänomenologischen Philosophie*, B.I: „Allgemeine Einführung in die reine Phänomenologie“, Halle: Max Niemeyer, 1928 (1ste ed.: 1913)).

—— *Méditations cartésiennes*, traduit de l'allemand par G. Peiffer et E. Lévinas, Paris : Vrin, 1996 (1ère éd. : 1931), 256 p.

James, W., *Le pragmatisme*, traduit de l'américain par E. Le Brun, Paris : Flammarion, 1968, 247 p (édition originale : *Pragmatism: A New Name for Some Old Ways of Thinking*, London, New-York: Longmans Green, 1907).

—— *La signification de la vérité*, traduit de l'américain par le collectif DPHI, Lausanne : Antipodes, 1998, 195 p (édition originale : *The Meaning of Truth*, New-York: Prometheus Books, 1997 (1st ed.: 1909)).

—— *Essays in Radical Empiricism*, introduction by E. Suckiel and preface by R. Perry, Lincoln, London: University of Nebraska Press, 1996 (1st ed.: 1912), xlviii + 318 p.

Jacob, P., *L'empirisme logique, ses antécédents, ses critiques*, Paris : Les éditions de Minuit, 1980, 306 p.

—— (éd.), *De Vienne à Cambridge, l'héritage du positivisme logique*, Paris : Gallimard, 1980, 480 p.

Kant, I., *Critique de la raison pure*, traduit de l'allemand et préfacé par A. Renaut, Paris : Aubier, 1997, 749 p (édition originale : *Kritik der reinen Vernunft*, Riga, 1ste ed.: 1781, 2te ed.: 1787).

—— *Prolégomènes à toute métaphysique future qui pourra se présenter comme science*, traduit de l'allemand par L. Guillermit, introduction de J. Vuillemin, Paris : Vrin, 1986, 185 p (édition originale : *Prolegomena zu einer jeden künftigen Metaphysik die als Wissenschaft wird auftreten können*, 1783).

Kim, J., “Causation, Nomic Subsumption, and the Concept of Event”, *The Journal of Philosophy* **70** (1973), 217-236.

—— “Events as Property Exemplifications”, in: Brand, M. and Walton, D. (eds.), *Action Theory*, Dordrecht: Reidel, 1976, pp. 159-177.

Krantz, D., Luce, D., Suppes, P. and Tversky, A., *Foundations of Measurement, I, II and III*, New-York: Academic Press, 1971-1990, Vol. I: xvi + 575 p; Vol. II: xv + 493 p.; Vol. III: xix + 356 p.

Kuhn, T., *La structure des révolutions scientifiques*, traduit de l'américain par L. Meyer, Paris : Flammarion, 1983, 285 p (édition originale : *The Structure of Scientific Revolutions*, Chicago: The University of Chicago Press, 1970 (1st ed.: 1962)).

Lalande, A., *Vocabulaire technique et critique de la philosophie*, Vol. 1 et 2, Paris : PUF, 1997 (1ère éd. : 1926), 1323 p.

Lapoujade, D., *William James, empirisme et pragmatisme*, Paris : PUF, 1997, 125 p.

Latour, B. et Woolgar, S., *La vie de laboratoire, la production des faits scientifiques*, traduit de l'anglais par M. Biezunski, Paris : La Découverte, 1988, 303 p (édition originale : *Laboratory Life: The Construction of Scientific Facts*, Princeton: Princeton University Press, 1986 (1st ed.: 1979)).

Laugier, S., « Le langage du réalisme », in : Bitbol, M. et Laugier, S. (éd.), *Physique et réalité* (un débat avec Bernard d'Espagnat), Paris : Diderot, 1998, pp. 551-576.

Lear, J., "The Disappearing 'We'", *Aristotelian Society*, Suppl. Vol. **58** (1984), 219-242.

Lecourt, D. (éd.), *Dictionnaire d'histoire et philosophie des sciences*, Paris : PUF, 1999, 1032 p.

LePore, E. and McLaughlin, B. (eds.), *Actions and Events: Perspectives on the Philosophy of Donald Davidson*, Oxford: Basil Blackwell, 1985, xiii + 507 p.

Lemmon, E., "Comments on D. Davidson's 'The Logical Form of Action Sentences'", in: Rescher, N. (ed.), *The Logic of Decision and Actions*, Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1967, pp. 96-103.

Lewis, D., "Events", in: Lewis, D., *Philosophical Papers, Vol. II*, New-York: Oxford University Press, 1986, pp. 241-269.

Lombard, L., *Events in Metaphysical Study*, London: Routledge & Kegan Paul, 1986, xi + 272 p.

Merleau-Ponty, M., *Phénoménologie de la perception*, Paris : Gallimard, 1945, xi + 531 p.

—— *Le visible et l'invisible*, Paris : Gallimard, 1964, xi + 361 p.

Mourelatos, A., "Events, Processes, and States", *Linguistics and Philosophy* **2** (1978), 415-434.

Neurath, O., « Énoncés protocolaires », in : Soulez, A. (éd.), *Le manifeste du Cercle de Vienne et autres essais*, Paris : PUF, 1985, pp. 219-230 (édition originale : „Protokollsätze", *Erkenntnis* **III** (1932-1933), 204-214).

—— *Philosophical Papers 1913-1946*, edited by R. Cohen and M. Neurath, Dordrecht: Reidel, 1983, xii + 268 p.

Nietzsche, F., *Oeuvres*, traduit de l'allemand, édition dirigée par J. Lacoste et J. Le Rider, Paris : Robert Lafont, 1993, Vol. I : 1369 p ; Vol. II : 1750 p.

—— *La volonté de puissance*, texte établi par F. Würzbach, traduit de l'allemand par G. Bianquis, Paris : Gallimard, 1995, T. I : 439 p ; T. II : 502 p.

Nubiola, J., "W. James y L. Wittgenstein: Por qué Wittgenstein no se consideró pragmatista?", *Anuario Filosófico* **28** (1995), 411-423.

O'Hear, A. (ed.), *Karl Popper: Philosophy and Problems*, *Royal Institute of Philosophy Supplement* **39** (1995), iv + 297 p.

Paty, M., *Einstein*, Paris : Les Belles Lettres, 1997, 155 p.

Peirce, C., *Collected Papers*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, Vol. I: "Principles of Philosophy", 1931, 393 p; Vol. V: "Pragmatism and Pragmaticism", 1960, 455 p.; Vol. VI: "Scientific Metaphysics", 1960, 462 p; Vol. VII: "Science and Philosophy" and Vol. VIII: "Reviews, Correspondence, and Bibliography", 1958, 415 p.

—— *Le raisonnement et la logique des choses, les conférences de Cambridge*, introduction par K. Ketner et H. Putnam, traduit de l'américain par C. Chauviré, P. Thibaud et C. Tiercelin, Paris : Les éditions du Cerf, 1995, 367 p (édition originale : *Reasoning and the Logic of Things: The Cambridge Conferences, Lectures of 1898*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1992).

Peterson, P., "Complex Events", *Pacific Philosophical Quarterly* **70** (1989), 19-41.

Petit, J.-L, « La constitution de l'événement social », in : Petit, J.-L (éd.), *L'événement en perspective*, Paris : Édition de l'Ecole des Hautes Etudes en Sciences Sociales, 1991, pp. 9-38.

Petit, J.-L (éd.), *L'événement en perspective*, Paris : Édition de l'Ecole des Hautes Etudes en Sciences Sociales, 1991, 295 p.

Pickering, A., "The Hunting of the Quark", *Isis* **72** (1981), 216-236.

—— *The Mangle of Practice: Time, Agency, and Science*, Chicago: The University of Chicago Press, 1995, xiv + 281 p.

Pihlström, S., *Pragmatism and Philosophical Anthropology: Understanding Our Human Life in a Human World*, New-York: Peter Lang, 1998, xv + 287 p.

—— *Naturalizing the Transcendental: A Pragmatic View*, Amherst: Humanity Books, 2003, 390 p.

Popper, K., *La logique de la découverte scientifique*, traduit de l'anglais par N. Thyssen-Rutten et P. Devaux, préface de J. Monod, Paris : Payot, 1973, 480 p (édition originale : *The Logic of Scientific Discovery*, London: Hutchinson, 1959).

—— *Conjectures et réfutations, la croissance du savoir scientifique*, traduit de l'anglais par M.-I. et M. de Launay, Paris : Payot, 1972 (4e éd.), 610 p (édition originale : *Conjectures and Refutations: The Growth of Scientific Knowledge*, London: Routledge and Kegan Paul, 1963).

Putnam, H., *Raison, vérité et histoire*, traduit de l'anglais par A. Gerschenfeld, Paris : Les éditions de Minuit, 1984, 244 p (édition originale : *Reason, Truth and History*, Cambridge: Cambridge University Press, 1981).

—— *Représentation et réalité*, traduit de l'anglais par C. Engel-Tiercelin, Paris : Gallimard, 1990, 226 p (édition originale : *Representation and Reality*, Cambridge (Mass.): The MIT Press, 1988).

—— *Le réalisme à visage humain*, traduit de l'anglais par C. Tiercelin, introduction de J. Conant, Paris : Seuil, 1994, 540 p (édition originale : *Realism with a Human Face*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1990).

—— *Pragmatism: An Open Question*, Oxford and Cambridge (Mass.): Blackwell, 1995, 106 p.

Putnam, R. A. (ed.), *The Cambridge Companion to William James*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997, xii + 406 p.

Quine, W., « Les deux dogmes de l'empirisme », in : Jacob, P. (éd.), *De Vienne à Cambridge, l'héritage du positivisme logique*, Paris : Gallimard, 1980, pp. 93-121 (édition originale : "Two Dogmas of Empiricism", *The Philosophical Review* **60** (1951), 20-43).

—— *Le mot et la chose*, traduit de l'américain par J. Dopp et P. Gochet, avant-propos de P. Gochet, Paris : Flammarion, 1977, 399 p (édition originale : *Word and object*, Cambridge (Mass.): The M.I.T. Press, 1960).

—— *Relativité de l'ontologie et autres essais*, traduit de l'américain par J. Largeault, Paris : Aubier-Montaigne, 1997, 187 p (édition originale : *Ontological Relativity and Other Essays*, New-York: Columbia University Press, 1969).

—— "Events and Reification", in: LePore, E. and McLaughlin, B. (eds.), *Actions and Events: Perspectives on the Philosophy of Donald Davidson*, Oxford: Basil Blackwell, 1985, pp. 162-171.

—— *La poursuite de la vérité*, traduit de l'anglais par M. Clavelin, Paris : Seuil, 1993, 157 p (édition originale : *Pursuit of Truth*, Cambridge (Mass.): Harvard University Press, 1990).

Ramsey, F., "Universals", *Mind* **34** (1925), 401-417.

—— "Facts and Propositions", *Aristotelian Society*, Suppl. Vol. **8** (1927), 153-170.

Raters, M.-L. und Willaschek, M. (Hg.), *Hilary Putnam und die Tradition des Pragmatismus*, Frankfurt am Main: Suhrkamp Verlag, 2002, 446 p.

Récanati, F., « Du positivisme logique à la philosophie du langage ordinaire, naissance de la pragmatique », in : Austin, J., *Quand dire, c'est faire*, Paris : Seuil, 1970, pp. 185-203.

Rescher, N. (ed.), *The Logic of Decision and Actions*, Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1967, ix + 226 p.

Romano, C., *L'événement et le monde*, Paris : PUF, 1998, 293 p.

Rorty, R., *L'homme spéculaire*, traduit de l'anglais par T. Marchaise, Seuil, 1990, 438 p (édition originale : *Philosophy and the Mirror of Nature*, Princeton : Princeton University Press, 1980).

Rossi, J.-G., *Le problème ontologique dans la philosophie analytique*, Paris : Kimé, 1995, 288 p.

Russell, B., *Philosophical Essays*, London and New-York: Routledge, 1994 (1st ed.: 1910), 159 p.

—— *ABC de la relativité*, traduit de l'anglais par P. Clinquart, Paris : 10/18, 1985, 187 p (édition originale : *ABC of Relativity*, 1925).

—— *L'analyse de la matière*, traduit de l'anglais par P. Devaux, Paris : Payot, 1965, 313 p (édition originale : *The Analysis of Matter*, London: Allen & Unwin, 1927).

—— « La philosophie de l'atomisme logique », in : Russell, B., *Écrits de logique philosophique*, traduit de l'anglais et préfacé par J.-M. Roy, Paris : PUF, 1989, pp. 335-442 (édition originale : "The Philosophy of Logical Atomism", *The Monist* (1918-1919)).

—— *Signification et vérité*, traduit de l'anglais par P. Devaux, Paris : Flammarion, 1969, 378 p (édition originale : *An Inquiry into Meaning and Truth*, London: Allen & Unwin, 1940).

—— *Histoire de mes idées philosophiques*, Paris : Gallimard, 1961, 353 p (édition originale : *My Philosophical Development*, London : Allen & Unwin, 1959).

Sacks, M., "Transcendental Constraints and Transcendental Features", *International Journal of Philosophical Studies* **5** (1997), 164-186.

Sankey, H., "What is Scientific Realism?", *Divinatio: Studia Culturologica Series* **12** (2000), 103-120.

Schlick, M., "Positivism an Realism", translated from the German by D. Rynin, in: Ayer, A. (ed.), *Logical Positivism*, London: George Allen & Unwin, 1959, pp. 82-107 (édition originale : „Positivismus und Realismus", *Erkenntnis* **III** (1932), 1-31).

—— "The Foundation of Knowledge", translated from the German by D. Rynin, in: Ayer, A. (ed.), *Logical Positivism*, London: George Allen & Unwin, 1959, pp. 209-227 (édition originale : „Über das Fundament der Erkenntnis", *Erkenntnis* **IV** (1934), 79-99).

Sebestik, J. et Soulez, A. (éd.), *Le Cercle de Vienne, doctrines et controverses*, Paris : L'Harmattan, 2001, 313 p.

Shapin, S., "History of Science and its Sociological Reconstruction", *History of Science* **20** (1982), 157-211.

Shapin, S. et Schaffer, S., *Leviathan et la pompe à air, Hobbes et Boyle entre science et politique*, traduit de l'anglais T. Piétat, Paris : La Découverte, 1993, 461 p (édition originale : *Leviathan and the Air-Pump: Hobbes, Boyle, and the Experimental Life*, Princeton : Princeton University Press, 1985).

Soler, L., *Introduction à l'épistémologie*, Paris : Ellipses, 2000, 240 p.

Soulez, A. (éd.), *Le manifeste du Cercle de Vienne et autres essais*, Paris : PUF, 1985, 364 p.

Stout, R., "Processes", *Philosophy* **72** (1997), 19-27.

Suppes, P., "Models of Data", in: *Studies in the Methodology and Foundations of Science*, Dordrecht: Reidel, 1969, pp. 24-35.

Tiercelin, C., *C. S. Peirce et le pragmatisme*, Paris : PUF, 1993, 124 p.

—— « Réalisme », in : Lecourt, D. (éd.), *Dictionnaire d'histoire et philosophie des sciences*, Paris : PUF, 1999, pp. 802-806.

—— *Hilary Putnam, l'héritage pragmatiste*, Paris : PUF, 2002, 126 p.

Van Fraassen, B., *The Scientific Image*, Oxford: Oxford University Press, 1980, 235 p.

—— *Lois et symétrie*, traduit de l'anglais et préfacé par C. Chevalley, Paris : Vrin, 1994, 520 p (édition originale : *Laws and Symmetry*, Oxford: Oxford University Press, 1989).

—— *The Empirical Stance*, New Haven, London: Yale University Press, 2002, 282 p.

Von Glaserfeld, E., « Introduction à un constructivisme radical », in : Watzlawick, P. (éd.), *L'invention de la réalité, comment savons-nous ce que nous croyons savoir ? contributions au constructivisme*, Paris : Seuil, 1988, pp. 19-43.

Watzlawick, P. (éd.), *L'invention de la réalité, comment savons-nous ce que nous croyons savoir ? contributions au constructivisme*, Paris : Seuil, 1988, 373 p (édition originale : *Die Erfundene Wirklichkeit, wie wissen wir, was zu wissen glauben ? Beiträge zum Konstruktivismus*, München: Piper Co. Verlag, 1981).

Williams, B. "Wittgenstein and Idealism", in: Williams, B., *Moral Luck*, Cambridge: Cambridge University Press, 1981, pp. 144-163.

Wittgenstein, L., *Tractatus logico-philosophicus*, suivi de *Investigations philosophiques*, traduit de l'allemand par P. Klossowski, introduction de B. Russell, Paris : Gallimard, 1961, 367 p (édition originale : *Tractatus Logico-philosophicus*, 1922 ; *Philosophische Untersuchungen*, 1953).

—— *Le Cahier bleu et le Cahier brun*, traduit de l'anglais par G. Durand, Paris : Gallimard, 1965, 425 p (édition originale : *Preliminary studies for the Philosophical investigations, known as The Blue and Brown Books*, Oxford : Basil Blackwell, 1958).

—— *De la certitude*, traduit de l'allemand par J. Fauve, Paris : Gallimard, 1976, 152 p (édition originale : *Über Gewissheit*, 1951).

Whitehead, A., *The Concept of Nature*, Cambridge: Cambridge University Press, 1983 (1st ed.: 1920), viii + 202 p.

[Zwirn, H., *Les limites de la connaissance*, Paris : Odile Jacob, 2000, 381 p.]

### *Physique classique et théorie de la relativité*


Alonso, M. et Finn, E., *Physique générale, T. 1 : Mécanique et thermodynamique*, traduit de l'anglais par M. Daune, Paris : InterÉditions, 1986, xxii + 538 p (édition originale : *Fundamental University Physics*, Reading (Mass.): Addison-Wesley, 1967-1968).

Augustynek, Z., "Point Eventism an Outline of a Certain Ontology", *Poznan Studies in the Philosophy of Sciences and the Humanities* **29** (1993), 15-100.

Choquard, P., *Mécanique analytique, Vol. 1*, Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1992, 308 p.

Diu, B., Guthmann, C., Lederer, D. et Roulet, B., *Éléments de physique statistique*, Paris : Hermann, 1989, xii + 1001 p.

[De Broglie, L., *La physique nouvelle et les quanta*, Paris : Flammarion, 1974 (1ère éd. : 1937), 248 p.]

Einstein, A., *La théorie de la relativité restreinte et générale*, traduit de l'allemand par M. Solovine, Paris : Gauthier-Villars, 1969, 179 p (édition originale : *Über die spezielle und die allegemeine Relativitätstheorie*, Braunschweig: Vieweg & Sohn, 1917).

Gruber, C., *Mécanique générale*, Lausanne : Presses Polytechniques Romandes, 1988, 620 p.

Hakim, R., *Gravitation relativiste*, Paris : InterÉditions, 1994, 310 p.

Jackson, J., *Classical Electrodynamics*, New-York: Wiley, 1962, xvxii + 641 p.

Mehlberg, H., *Time, Causality, and the Quantum Theory*, Vol. 1: "Essay on the Causal Theory of Time", Dordrecht, Boston, London : Reidel, 1980, 303 p.

Newton, I., *Principes mathématiques de la philosophie naturelle I*, traduit de l'anglais par la marquise de Chatellet, Paris : Gabay, 1990, xxix + 437 p. (*Philosophiae naturalis principia mathematica*, 1725-1726 (1st ed.: 1686)).

[Paty, M., *Einstein*, Paris : Les Belles Lettres, 1997, 155 p.]

[Russell, B., *ABC de la relativité*, traduit de l'anglais par P. Clinquart, Paris : 10/18, 1985, 187 p (édition originale : *ABC of Relativity*, 1925).]

[—— *L'analyse de la matière*, traduit de l'anglais par P. Devaux, Paris : Payot, 1965, 313 p (édition originale : *The Analysis of Matter*, London: Allen & Unwin, 1927).]

***Probabilités et interprétation des probabilités***


[Bohm, D., *Causality and Chance in Modern Physics*, London: Routledge & Kegan Paul, 1984 (1st ed.: 1957), xv + 174 p.]

[Bitbol, M., *Mécanique quantique, une introduction philosophique*, Paris : Flammarion, 1996, 471 p.]

Carnap, R., *Logical Foundations of Probability*, Chicago: University of Chicago Press, 1962 (1st ed.: 1950), xxvii + 613 p.

De Finetti, B., *Theory of Probability: A Critical Introductory Treatment, Vol. 1*, translated from the Italian by A. Machi and A. Smith, Chichester: Wiley, 1990, xix + 300 p (édition originale : *Teoria Delle Probabilità*, Torino: Einaudi, 1970).

Gillies, D., *Philosophical Theories of Probability*, London: Routledge, 2000, xiv + 223 p.

[Granger, G.-G., *Le probable, le possible et le virtuel, essai sur le rôle du non-actuel dans la pensée objective*, Paris : Odile Jacob, 1995, 248 p.]

Hájek, A., "Interpretations of Probability", in: Zalta, E. (ed.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, http://plato.stanford.edu/archives/sum2003/entries/probability-interpret/, 2003, 25 p.

Kolmogorov, A., *Foundations of the Theory of Probability*, translated from the German by N. Morrison, New-York: Chelsea Publishing Co., 1950, viii + 71 p (édition originale : *Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitrechnung*, in: Ergebnisse der Mathematik, Berlin, 1933).

Keynes, J., *A Treatise on Probability*, London: Macmillan, 1921, xi + 466 p.

Laplace, P.-S., *Essai philosophique sur les probabilités*, suivi d'*extraits de mémoires*, Paris : Christian Bougeois, 1986 (1ère éd. : 1814), 311 p.

[Margenau, H., "Measurements and Quantum States", *Philosophy of Science* **30** (1963), 1-16, 135-157.]

[Popper, K., *La logique de la découverte scientifique*, traduit de l'anglais par N. Thyssen-Rutten et P. Devaux, préface de J. Monod, Paris : Payot, 1973, 480 p (édition originale : *The Logic of Scientific Discovery*, London: Hutchinson, 1959).]

[—— *L'univers irrésolu, plaidoyer pour l'indéterminisme*, traduit de l'anglais par R. Bouveresse, Paris : Hermann, 1984, 159 p (édition originale : *The Open Universe: The Postscript to the Logic of Scientific Discovery, II*, London: Hutchinson, 1982).]

[—— *La théorie quantique et le schisme en physique, post-scriptum à la logique de la découverte scientifique, III*, traduit de l'anglais et présenté par E. Malolo Dissakè, Paris : Hermann, 1996, xliv + 227 p (édition originale : *Quantum Theory and the Schism in Physics: The Postscript to the Logic of Scientific Discovery, III*, London: Hutchinson, 1982).]

[—— *Un univers de propensions, deux études sur la causalité et l'évolution*, traduit de l'anglais et présenté par A. Boyer, Paris : Éditions de l'Éclat, 1992, 79 p (édition originale : *A World of Propensities*, Bristol: Thoemmes Press, 1990).]

Ramsey, F., "Truth and Probability", in: Ramsey, F., *The Foundations of Mathematics, and other Logical Essays*, New-York: The Humanities Press, 1950, pp. 156-198.

Reichenbach, H., *The Theory of Probability: An Inquiry into the Logical and Mathematical Foundations of the Calculus of Probability*, translated from the German by E. Hutten and M. Reichenbach, Berkeley: University of California Press, 1949. xvi + 492 p (édition originale : *Wahrscheinlichkeitslehre, eine Untersuchung uber die logischen und mathematischen Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung*, Leiden, 1935).

Ross, S., *Initiation aux probabilités*, traduit de l'américain par C. Hofer et F. Dorsaz, Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1990, xi + 458 p (édition originale : *A First Course in Probability*, New-York: McMillan, 1994).

[Van Fraassen, B., *Lois et symétrie*, traduit de l'anglais et préfacé par C. Chevalley, Paris : Vrin, 1994, 520 p (édition originale : *Laws and Symmetry*, Oxford: Oxford University Press, 1989).]

Von Mises, R., *Probability, Statistics and Truth*, translated from the German by J. Springer, revised by H. Geiringer., London: Allen and Unwin, 1957, xv + 244 p (édition originale : *Wahrscheinlichkeit, Statistik, und Wahrheit*, Wien: Springer, 1928).

[Wittgenstein, L., *Tractatus logico-philosophicus*, in : Wittgenstein, L., *Tractatus logico-philosophicus*, suivi de *Investigations philosophiques*, traduit de l'allemand par P. Klossowski, introduction de B. Russell, Paris : Gallimard, 1961, pp. 23-107.]

* * *

**Avis au lecteur :** Certaines références figurent dans deux sections différentes de la bibliographie. Celles-ci sont mises entre crochets lors de la seconde mention.

# Table des matières

**Résumé** 3
**Remerciements** 5
**Sommaire** 9
**Introduction** 11

***PREMIÈRE PARTIE : L'APPROCHE RÉALISTE*** 29

**Chapitre 1 – Possible, actuel et événement selon le réalisme scientifique** 31
1.1 Introduction 31
1.2 Le réalisme scientifique et la description classique du monde 33
*1.2.1 Les thèses du réalisme scientifique* 33
*1.2.2 L'actuel et le possible selon le réalisme scientifique* 36
*1.2.3 La description classique du monde* 37
*1.2.4 Le statut des probabilités dans la description classique du monde* 40
*1.2.5 Le processus de la mesure dans la description classique du monde* 50
*1.2.6 La description classique du monde en termes d'événements physiques* 53
1.3 Vers une ontologie d'événements 55
*1.3.1 L'ordre causal des événements physiques suivant la théorie de la relativité* 55
*1.3.2 Les conceptions de Whitehead et de Russell* 59
1.4 Ontologies basées sur l'analyse du langage de la vie quotidienne 63
*1.4.1 Russell et l'analyse du langage* 62
*1.4.2 La distinction entre fait et événement selon Ramsey* 65
*1.4.3 Les arguments d'ordre syntaxique et sémantique de Davidson* 65
*1.4.4 La notion d'événement dans la philosophie analytique* 67
1.5 Objections à l'encontre d'une ontologie d'événements 70
*1.5.1 La notion d'événement suivant une perspective pragmatiste* 70
*1.5.2 Les événements sont-ils indépendants de tout système conceptuel ?* 72
*1.5.3 La notion d'événement en physique microscopique* 75
1.6 Conclusion 81

**Chapitre 2 – La mécanique quantique standard et le problème de la mesure** 83
2.1 Introduction 83
2.2 La mécanique quantique standard 84
*2.2.1 L'idée de perturbation incontrôlable lors d'une mesure* 84
*2.2.2 De la description classique à la description quantique* 87

*2.2.3 Les concepts d'onde et de particule* 101
*2.2.4 Une interprétation équivoque du vecteur d'état* 108
*2.2.5 Le problème de la signification d'une superposition d'états physiques* 113
*2.2.6 Entremêlement des prédictions ou entremêlement des états physiques ?* 118

2.3 La description de la mesure suivant l'interprétation standard 121
*2.3.1 Les trois hypothèses sous-jacentes* 122
*2.3.2 Les problèmes liées à l'hypothèse du saut quantique* 129

2.4 La description quantique de la mesure 137
*2.4.1 L'appareil de mesure en termes quantiques* 137
*2.4.2 Le découpage entre système et appareil de mesure* 141
*2.4.3 Le problème de la base préférée* 143
*2.4.4 Mélange statistique propre et mélange statistique impropre* 145
*2.4.5 Les termes de cohérence* 150
*2.4.6 Le problème et/ou* 151

2.5 La théorie de la décohérence 153
*2.5.1 L'environnement en termes quantiques* 153
*2.5.2 Apport et limite de la théorie de la décohérence* 158

2.6 Le problème de la mesure 162
*2.6.1 Une formulation unique du problème de la mesure ?* 162
*2.6.2 Les cinq formulations du problème de la mesure* 164

2.7 Conclusion 171

**Chapitre 3 – Les images du monde tirées de la mécanique quantique** 173
3.1 Introduction 173
3.2 L'interprétation de Bohr 174
*3.2.1 Le réalisme des atomes ?* 174
*3.2.2 De l'individualité à la complémentarité* 176

3.3 Les interprétations en termes de potentialités 193
*3.3.1 Les potentialités selon Heisenberg et Bohm* 194
*3.3.2 Le problème de l'actualisation des potentialités* 199
*3.3.3 La question du support des potentialités dans l'interprétation de Popper* 201
*3.3.4 Le potentiel et l'actuel* 206

3.4 La théorie GRW 209
*3.4.1 L'équation de Schrödinger modifiée* 209
*3.4.2 Localisation spontanée lors d'une mesure* 213
*3.4.3 Une localisation survient-elle lors de toute mesure ?* 215

*3.4.4 Le problème de la queue de la fonction d'onde* 217
*3.4.5 Incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte* 218

3.5 La théorie EEQT 219
*3.5.1 Une théorie en termes d'événements* 219
*3.5.2 La distinction entre système quantique et système classique* 223
*3.5.3 Incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte* 224

3.6 La mécanique bohmienne 224
*3.6.1 Une position bien définie à chaque instant* 224
*3.6.2 Processus de la mesure et contextualité* 227
*3.6.3 Le caractère* ad hoc *de l'hypothèse du potentiel quantique* 231
*3.6.4 Incompatibilité avec la théorie de la relativité restreinte* 234

3.7 Les interprétations modales 235
*3.7.1 État physique possible et état physique actuel* 235
*3.7.2 La description du processus de la mesure sans réduction du vecteur d'état* 239
*3.7.3 Le problème du cas dégénéré* 243
*3.7.4 Pourquoi rejeter le postulat de projection ?* 244
*3.7.5 L'interprétation modale de Bas van Fraassen* 245
*3.7.6 L'interprétation modale de Richard Healey* 250
*3.7.7 L'interprétation modale de Jeffrey Bub* 252

3.8 Les interprétations everettiennes 253
*3.8.1 Le paradoxe de la description de la mesure selon l'interprétation standard* 253
*3.8.2 Les multiples états relatifs de l'observateur* 255
*3.8.3 Un observateur peut-il vivre simultanément des expériences contradictoires ?* 259
*3.8.4 Comment expliquer la croyance de l'observateur en l'unicité de son expérience ?* 260
*3.8.5 Une double démultiplication de l'actuel* 261
*3.8.6 Les mondes multiples* 263
*3.8.7 Les esprits multiples* 267
*3.8.8 Les histoires décohérentes* 269
*3.8.9 Les faits relatifs* 271

3.9 L'interprétation en termes de corrélations 273
*3.9.1 Corrélations sans* correlata 273
*3.9.2 Les corrélations dans le processus de la mesure* 275
*3.9.3 Les corrélations internes : des propriétés locales ?* 277
*3.9.4 La relativité des corrélations vis-à-vis des* correlata 279

3.10 Conclusion 280

***SECONDE PARTIE : L'APPROCHE PRAGMATISTE*** 283

**Chapitre 4 – La constitution de l'actuel** 285

4.1 Introduction 285

4.2 De l'événement vécu à l'événement physique 287

*4.2.1 L'expérience pré-objective qui résulte de notre relation au monde* 287

*4.2.2 Le processus d'objectivation* 291

*4.2.3 Le schème matière-forme* 293

*4.2.4 Les moyens de connaissance* 295

*4.2.5 L'événement expérimental et l'événement physique* 297

4.3 Est-il possible d'isoler dans la connaissance expérimentale en physique un contenu qui soit indépendant de nos moyens de connaissance ? 300

*4.3.1 La réfutabilité et l'accord intersubjectif* 300

*4.3.2 La théorie vérificationniste de la signification* 303

*4.3.3 La conception cohérentiste de la vérité* 306

*4.3.4 Théorie holiste de la signification et internalisme* 309

*4.3.5 Le rôle de la pratique* 312

*4.3.6 Signification pragmatique et signification subjective* 320

*4.3.7 Relativité ou universalité des moyens de connaissance ?* 325

*4.3.8 Le problème de l'interprétation de l'événement expérimental en terme d'événement physique* 334

*4.3.9 Les arguments réalistes basés sur la description de l'activité expérimentale* 339

*4.3.10 Pour une conception pragmatiste de l'activité de recherche en physique* 343

4.4 Les intérêts déterminants de l'activité de recherche en physique 348

*4.4.1 Découvrir la vérité ?* 348

*4.4.2 Les intérêts sociologiques* 352

*4.4.3 Les intérêts pragmatiques* 353

4.5 Une explication pragmatiste de l'accord intersubjectif 358

*4.5.1 L'explication de Peirce* 358

*4.5.2 L'explication de James* 368

*4.5.3 L'explication de Rorty* 370

*4.5.4 La reconnaissance intersubjective des moyens de connaissance* 371

4.6 L'actuel en mécanique quantique 373

*4.6.1 La mécanique quantique comme théorie dans une activité de recherche stabilisée* 373

*4.6.2 Ce qui est « actuel » au terme d'une mesure en mécanique quantique* 374

4.7 Le caractère contextuel de l'actuel 380

*4.7.1 L'article EPR* 380

*4.7.2 La réponse de Bohr à l'article EPR* 393
*4.7.3 Vers une hypothèse de contextualité plus restrictive* 409
*4.7.4 Les inégalités de Bell* 415
*4.7.5 Violation des inégalités de Bell et non-localité* 421
*4.7.6 Les preuves de la contextualité* 441
4.8 Conclusion 448

**Chapitre 5 – Une justification pragmatiste de la mécanique quantique** 449
5.1 Introduction 449
5.2 Pourquoi la mécanique quantique est-elle probabiliste ? 450
*5.2.1 Le monde est-il intrinsèquement indéterministe ?* 450
*5.2.2 Les probabilités dans la pratique scientifique* 453
*5.2.3 Probabilités réductibles et probabilités irréductibles* 456
*5.2.4 Une justification instrumentaliste ?* 458
*5.2.5 Condition* a priori *?* 459
*5.2.6 Contrainte empirique* 461
5.3 Deux tentatives de dérivation de la mécanique quantique 462
*5.3.1 Approche transcendantale* 462
*5.3.2 Approche en terme de fonction de probabilité généralisée* 464
5.4 Définitions pragmatiques 473
*5.4.1 Préparation* 474
*5.4.2 Mesure* 476
*5.4.3 Phase intermédiaire* 477
*5.4.4 Observable* 478
*5.4.5 Système* 479
*5.4.6 Un résultat de mesure* 483
*5.4.7 Système composé et interaction* 484
*5.4.8 Observables compatibles et observables incompatibles* 485
5.5 Les fonctions pragmatiques 488
*5.5.1 Caractériser une préparation de manière synthétique* 488
*5.5.2 Déterminer de manière* a priori *l'ensemble des résultats de mesure possibles* 489
*5.5.3 Déterminer de manière* a priori *la probabilité de survenue de chaque résultat de mesure possible* 490
*5.5.4 Cas d'un système composé* 491
*5.5.5 Cas d'une phase intermédiaire de durée non-nulle* 591
*5.5.6 Cas d'une connaissance incomplète de la préparation* 491
*5.5.7 Prendre en compte le résultat d'une mesure* 492

5.6 Le formalisme des espaces de Hilbert 492
*5.6.1 Espace vectoriel réel muni d'un produit scalaire* 493
*5.6.2 Changement de base* 502
*5.6.3 Nombres complexes* 512
*5.6.4 La règle de Born* 516
*5.6.5 Espace vectoriel complet et séparable* 519
*5.6.6 Ensemble complet d'opérateurs commutatifs* 522
5.7 Le produit tensoriel 527
5.8 L'équation de Schrödinger 531
*5.8.1 Le théorème de Stone* 531
*5.8.2 Une équation d'évolution différente ?* 536
*5.8.3 Une seconde équation d'évolution ?* 537
5.9 L'opérateur densité 537
*5.9.1 Mélange statistique* 537
*5.9.2 Opérateur densité réduit* 541
5.10 Le postulat de projection 544
*5.10.1 Est-il légitime de faire appel au postulat de projection ?* 544
*5.10.2 Le phénomène de la reproductibilité d'un résultat de mesure* 546
*5.10.3 Les corrélations de l'expérience EPR* 570
5.11 Conclusion 559

**Chapitre 6 – Le problème de la mesure revisité** 561
6.1 Introduction 561
6.2 Prédiction théorique et constat du résultat de mesure 562
*6.2.1 La mesure dans le contexte de la pratique scientifique* 562
*6.2.2 La phase de la prédiction théorique* 563
*6.2.3 La phase du constat du résultat de mesure* 567
*6.2.4 Les domaines du possible et de l'actuel* 570
6.3 Physique classique ou logique classique ? 573
*6.3.1 La place de la physique classique selon Bohr* 573
*6.3.2 Les appareils de mesure et la physique classique* 578
*6.3.3 En quoi le résultat de mesure est-il « classique » ?* 585
6.4 Des probabilités irréductibles aux probabilités réductibles 589
*6.4.1 Le statut des probabilités avant la survenue du résultat de mesure* 589
*6.4.2 Le statut des probabilités après la survenue du résultat de mesure* 590

6.5 La dissolution du problème de la mesure 592
*6.5.1 D'une superposition de vecteurs propres à un unique vecteur propre* 593
*6.5.2 Le caractère bien défini du résultat de mesure* 594
*6.5.3 La sélection d'une base* 596
*6.5.4 Le passage d'un mélange statistique impropre à un mélange statistique propre* 598
*6.5.5 La dissolution du problème et/ou* 602
*6.5.6 Une justification pragmatiste du découpage entre système, appareil de mesure et environnement* 604
6.6 Conclusion 605

**Conclusion** 607

**Annexe A :** La notion d'événement en philosophie analytique 619
*1 Les multiples conceptions de l'événement* 619
*2 Les critères d'identification des événements* 623

**Annexe B :** Observable spin ½ 625
*1 Observable spin ½ pour un système individuel* 625
*2 Observable spin ½ pour un système composé et conflit avec l'inégalité de Bell* 626
*3 Eléments formels pour la preuve de la contextualité* 629

**Bibliographie** 633
*Mécanique quantique et philosophie de la mécanique quantique* 633
*Philosophie générale et philosophie des sciences* 650
*Physique classique et théorie de la relativité* 659
*Probabilités et interprétations des probabilités* 660

**Table des matières** 663

**Résumé :** Cette thèse propose une *justification pragmatiste de la mécanique quantique*. Celle-ci consiste d'abord à dégager les fonctions que doit remplir toute théorie pour permettre aux physiciens de mener à bien leur activité de recherche en microphysique, puis à démontrer que la mécanique quantique est la seule théorie qui remplit exactement ces fonctions. L'approche pragmatiste défendue nous conduit en outre à resituer la description de la mesure dans le contexte de la pratique des physiciens et à mettre ainsi en évidence une rupture entre la phase de la *prédiction théorique* et celle du *constat du résultat de mesure*, laquelle délimite les domaines du *possible* et de l'*actuel*. Cette approche présente l'avantage de *dissoudre le problème de la mesure*, sans modifier le formalisme quantique et sans soulever de nouveaux problèmes.

**Mots-clés :** théorie quantique, pragmatisme, mesure, événement (physique).

"The Possible, the Actual and the Event in Quantum Mechanics: A Pragmatist Approach"

**Abstract:** This thesis offers a *pragmatist justification of quantum mechanics*. The latter consists first in determining the functions any theory must fulfil to enable physicists to carry through their research activity in microphysics, then in demonstrating that quantum mechanics is the only theory precisely fulfilling these functions. Furthermore, the pragmatist approach adopted here leads us to describe the measurement within the context of the physicist's practice, and thereby, bring to the fore a radical change between the phase of *theoretical prediction* and that of *taking the measurement outcome into account*. This distinction delineates the field of the *possible* and that of the *actual*. This approach has the advantage of *dissolving the measurement problem*, without modifying the quantum formalism and without raising new problems.

**Keywords :** quantum theory, pragmatism, measurement, event (physics).

Université Paris 1 – Panthéon - Sorbonne
U.F.R. 10
École Doctorale de Philosophie
1, rue d'Ulm, 75005 Paris

**Discipline :** philosophie

**Laboratoires de rattachement :**

- Institut d'Histoire et de Philosophie des Sciences et des Techniques (Université Paris 1, CNRS)
  13, rue du Four, 75006 Paris
- Centre de Recherche en Épistémologie Appliquée (École Polytechnique, CNRS)
  1, rue Descartes, 75005 Paris