

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À  
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE  
DE LA MAÎTRISE EN PHYSIQUE

PAR  
SÉBASTIEN BOISVERT

LA MULTIPLICITÉ EN MÉCANIQUE QUANTIQUE

NOVEMBRE 2011

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

# Résumé

Je fais un rappel historique de l'avènement de la mécanique quantique ainsi que des éléments qui en constituent le formalisme mathématique.

Par la suite, je mets en évidence trois des problèmes de la mécanique quantique conventionnelle, aussi appelée de Copenhague, à savoir le problème de la mesure, le problème de la corrélation à distance et le problème de l'observateur et de la conscience de cet observateur. De plus, je discute de l'approche de David Bohm, qui est une théorie à variables cachées, en introduisant le formalisme mathématique de celle-ci et j'élabore la manière dont elle répond aux trois problèmes mentionnés auparavant.

Ensuite, j'expose la thèse d'Everett sur le principe d'état relatif ainsi que son formalisme mathématique. J'explique comment le principe d'état relatif traite la superposition d'états à l'aide de la multiplicité.

Finalement, j'énonce la présence de deux théories quantiques, la théorie des mondes multiples et la théorie des consciences multiples, qui existent et utilisent le principe d'état relatif.

# Avant-propos

La mécanique quantique n'a jamais pu offrir un cadre théorique et un formalisme mathématique qui aurait permis de faire le lien entre celle-ci et la relativité générale énoncée par Einstein. Le principe d'état relatif d'Everett tente de fournir un cadre pour résoudre ce problème en mettant en évidence la réalité indépendante. La relativité restreinte seule ne pouvait pas répondre à cette question : comment faire le lien entre ces deux théories aux conceptions complètement différentes ? Contrairement à l'approche de David Bohm, le principe d'état relatif interprète la mécanique quantique de manière à respecter le principe de la localité. Cependant, la grande difficulté conceptuelle de cette dernière est que les valeurs des grandeurs physiques se rapportent à l'observateur et à l'appareil de mesure. Sans nécessairement être expert, il est intéressant de pouvoir connaître le problème d'interprétation selon plusieurs points de vue philosophiques. Il est important de noter que ce mémoire est seulement un aperçu des problèmes d'interprétation de la mécanique quantique.

Puisque je n'ai pas trente ans pour la rédaction de ce mémoire, je suis dans l'obligation de mentionner que cette réalisation n'est qu'une seule petite partie de ce que j'aurais aimé accomplir, non seulement pour moi, mais pour les étudiants qui tentent de s'introduire à la philosophie et à l'interprétation de la mécanique quantique. Le but de mon inscription en physique était de pouvoir comprendre la nature et ce qui nous entoure. Le choix d'une maîtrise en physique théorique a été fait à cause de deux choses. Premièrement, grâce à un directeur de maîtrise hors du commun qui est

Louis Marchidon, suggéré par Adel F. Antippa, et deuxièmement, dans l'optique de continuer le choix du baccalauréat qui est la connaissance.

J'aimerais justement remercier mon directeur Louis Marchildon d'avoir accepté ma demande pour être son étudiant gradué et souligner sa constante disponibilité lorsque j'avais des questions. De plus, j'aimerais remercier M. Adel F. Antippa pour m'avoir permis de développer mes interrogations et mes réflexions portant sur la philosophie des fondements de la physique. J'aimerais aussi remercier mes parents, qui m'ont soutenu inconditionnellement dans mon apprentissage scolaire même si cela ne me donne accès à aucune offre d'emploi assurée, ainsi que Jonathan et Josée pour les conserves et les pâtés plus délicieux les uns que les autres. Merci des plus sincères à Stéphanie, Laure, Judith et Émilie pour avoir toléré mes sautes d'humeur lors des fins de sessions. Mes remerciements à Yves et Kévin pour avoir accepté de changer mes horaires de travail du Normandin afin que je puisse avoir la capacité de concilier travail et études ainsi qu'à mes collègues du Normandin avec qui j'ai eu énormément de plaisir. Merci aux institutions qui m'ont offert de prendre de l'expérience en enseignement, soit le département de physique du Cégep de Trois-Rivières, et merci à l'école secondaire privée CNDA, notamment aux membres du personnel M. Éric Milet et Mme Dominique Philibert. Un merci spécial à mes collègues de physique, tout particulièrement à Raphaël à qui je dois beaucoup pour ma diplômation ; pour le soutien technique concernant la rédaction de ce mémoire, pour le soutien scolaire reçu et pour les échanges sur la mécanique quantique et sur les incohérences de la société. Merci également à Simon pour les explications servant à la rédaction de la partie sur David Bohm et la théorie de l'onde-pilote. Merci à Dalianne pour la relecture et les correctifs apportés au mémoire. Et un dernier merci à Denis, Maryse, Lynn, Bobby et tous ceux que j'aurais pu oublier.

*À Gabriel et Maya*

# Table des matières

Résumé	ii
Avant-propos	iii
Table des matières	vi
Table des figures	viii
<b>1 Introduction</b>	1
1.1 Introduction . . . . .	1
1.2 Les problèmes de la mécanique classique . . . . .	2
1.3 Le développement de la mécanique quantique . . . . .	4
1.4 L'interprétation probabiliste . . . . .	7
1.5 Le formalisme de von Neumann . . . . .	8
1.6 Les questions philosophiques . . . . .	9
1.7 L'objection d'Einstein . . . . .	10
1.8 Plan du mémoire . . . . .	10
<b>2 Les problèmes d'interprétation de la mécanique quantique</b>	12
2.1 Le problème de la mesure . . . . .	12
2.2 Solution de von Neumann . . . . .	18
2.3 Le paradoxe d'Einstein, Podolsky et Rosen . . . . .	21
2.4 Le rôle de l'observateur . . . . .	25
2.5 L'approche de David Bohm . . . . .	29

<b>3 La théorie d'Everett</b>	<b>35</b>
3.1 Introduction . . . . .	35
3.2 Le problème remarqué par Everett . . . . .	37
3.3 La proposition d'une nouvelle interprétation . . . . .	38
3.4 Les états relatifs . . . . .	39
3.5 Le modèle d'un bon observateur . . . . .	44
3.6 Le processus de la mesure . . . . .	45
3.7 L'application du processus de mesure sur plusieurs systèmes quantiques et sur plusieurs observateurs . . . . .	49
3.8 Plusieurs observateurs . . . . .	57
3.9 Analyse des états relatifs . . . . .	60
3.10 La théorie de la fonction d'onde universelle . . . . .	62
3.11 Commentaires de Wheeler . . . . .	68
<b>4 Mondes multiples et consciences multiples</b>	<b>70</b>
4.1 Les mondes multiples . . . . .	71
4.1.1 La proposition de DeWitt . . . . .	71
4.1.2 Développement et critique de la proposition de DeWitt . . . . .	75
4.1.3 La probabilité . . . . .	86
4.1.4 La base privilégiée . . . . .	89
4.2 Les consciences multiples . . . . .	92
4.2.1 L'idée fondamentale . . . . .	92
4.2.2 Développement et critiques de la théorie des consciences multiples	95
<b>5 Conclusion</b>	<b>107</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>113</b>

# Table des figures

2.1	<i>Types de bases de vecteurs</i>	13
2.2	<i>L'expérience du chat de Schrödinger</i>	16
3.1	<i>Les branches correspondant à la prise de mesure</i>	54
4.1	<i>Subdivision d'un neutron</i>	84

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Introduction

Les phénomènes quantiques existent depuis le début de l'univers. Cependant, c'est seulement dans la dernière partie du deuxième millénaire que ces phénomènes furent observés, plus précisément à la fin du dix-neuvième siècle. L'un des premiers scientifiques à remarquer ces phénomènes est Ludwig Boltzmann en 1877. Il a fait la suggestion que les états d'énergie pouvaient être discrets et basés sur un raisonnement statistique. Par la suite, il y avait des phénomènes qui se passaient sans que les physiciens ne puissent les expliquer à l'aide des théories physiques de l'époque. Nous pouvons donner comme exemple la lumière. La lumière a la capacité d'agir comme une particule lors d'interaction avec le radiomètre de Crooke. Cette même lumière peut aussi se comporter comme une onde dans les phénomènes d'interférence et de diffraction. Les physiciens remarquaient des corrélations entre les expériences. À force d'expérimenter, ils observaient que les grandeurs physiques, lors d'expériences semblables, avaient des valeurs précises, discrètes, et que ces valeurs paraissaient selon une certaine probabilité. On peut penser à l'expérience de Young ou bien à l'effet photo-

électrique. Le formalisme mathématique et les conceptions de la mécanique classique ne pouvaient pas expliquer ces phénomènes. Les gens tentaient d'expliquer ces phénomènes en utilisant les conceptions classiques qui sont fausses dans le monde quantique. Afin de réaliser une comparaison de façon banale, c'est comme si une personne essayait d'expliquer le fonctionnement d'un ordinateur en n'utilisant que la description de la mécanique automobile. Le langage et les concepts utilisés n'étaient pas appropriés. Chaque physicien les interprétait à sa manière parce qu'il n'existe pas de langage commun permettant de décrire les phénomènes. En mécanique quantique, les particules élémentaires ne sont plus considérées comme des entités dont toutes les caractéristiques sont fixes, mais comme des entités dont certaines caractéristiques peuvent changer lors de l'expérimentation à partir de la prise de mesure.

## 1.2 Les problèmes de la mécanique classique

Le premier problème est la discontinuité des spectres atomiques. Ce problème est énoncé par Jammer [55, p. 21]. Niels Bohr a proposé un modèle atomique différent de celui de Rutherford. Le modèle atomique de Rutherford, basé sur des conceptions seulement classiques, n'avait pas la capacité d'expliquer les émissions discontinues des spectres atomiques. Pour expliquer ceci, Bohr postula que les électrons d'un atome peuvent se trouver seulement sur certaines orbites permises. Chaque orbite possède une énergie caractéristique qui lui est propre. Pour qu'un électron change de niveau d'énergie, cet électron doit obligatoirement absorber ou bien émettre de l'énergie qui correspond exactement à la différence d'énergie entre les deux niveaux. Puisque chaque saut correspond à une quantité d'énergie discrète, il est possible d'expliquer le phénomène des raies spectrales qui possèdent des longueurs d'ondes spécifiques en fonction des énergies.

Le second problème lié à la mécanique classique est le rayonnement d'un corps

noir. Ce problème est vulgarisé par ce même Jammer [55, p. 1]. Le problème du rayonnement, dans une approche quantique, considère les niveaux d'énergies comme étant discrets. Le cas le plus connu est l'oscillateur harmonique. À basse température, on doit appliquer les états quantiques où les niveaux d'énergies dépendent de la fréquence de l'oscillateur, de la constante de Planck et d'un nombre entier correspondant au nombre quantique. Le modèle de Planck, qui considère le champ électromagnétique comme la superposition d'oscillateurs discrets, permet de faire une représentation d'un spectre d'énergie continu qui dépend de la température. Le cas classique le plus utilisé est les étoiles en astronomie afin de déterminer la température de surface.

Il est possible d'énoncer un troisième problème, le problème du moment magnétique quantifié. Le moment magnétique s'explique par la présence d'un courant électrique dans la matière. Ce courant peut être perçu comme le déplacement des électrons autour d'un noyau atomique. On peut même généraliser ce phénomène à un nuage électronique se déplaçant dans les molécules et les réseaux cristallins. Du point de vue de la mécanique quantique, une particule chargée, un électron, possède son propre moment magnétique. La théorie quantique implique qu'une particule chargée possède un moment magnétique orbital et un moment magnétique de spin. La mécanique quantique postule des grandeurs spécifiques pour le moment magnétique selon la nature de l'objet, comme par exemple, le spin d'un électron qui est un demi-entier. Souvent, on note les états associés par  $|-\frac{1}{2}\rangle$ ,  $|\frac{1}{2}\rangle$ . Par simplification, on utilise aussi la notation  $|-\rangle$ ,  $|+\rangle$ . Les deux notations ont la même signification physique. Cependant, en mécanique classique, le moment cinétique est une grandeur vectorielle qui est interprétée de façon continue. Cette grandeur n'est pas discrète comme en mécanique quantique.

### 1.3 Le développement de la mécanique quantique

Afin de bien comprendre la quantification, les physiciens ont tenté de faire des relations entre les mondes classique et quantique [87, p. 295]. Certains d'entre eux ; DeWitt, Hawking et Saunders, qui sont des positivistes, ont choisi de faire le lien entre les deux en partant du monde macroscopique, classique, vers le monde microscopique, quantique, et ont essayé de trouver et de comprendre la continuité qui devait exister entre ces phénomènes qui sont complètement différents. D'autres ; Everett, Deutsch, Wheeler, DeWitt et Graham, qui sont des réalistes, ont décidé de faire momentanément abstraction des phénomènes classiques et de se fier seulement aux résultats de la quantique puis de faire le lien de la continuité entre les deux. Ils ont appliqué directement un formalisme quantique aux exemples du spectre atomique, de la chaleur spécifique d'un solide en fonction de la température et du moment magnétique quantifié.

Avant la mécanique quantique, toutes les lois physiques ont été construites à partir de conceptions simples de l'esprit humain et elles ne nécessitaient pas la présence d'un observateur afin de trouver la valeur d'une grandeur d'un certain système physique. Ici, on peut donner l'exemple de la Lune gravitant autour de la Terre. Les mouvements de la Lune sont prévisibles. Nous n'avons pas besoin d'être là, en constante observation, pour savoir qu'il y a vingt-neuf jours et demi entre deux pleines lunes. Les résultats ultérieurs peuvent être déterminés avec une très grande précision et une certaine facilité. Les conceptions et les lois physiques de l'humain, avant la mécanique quantique, étaient fondées sur des bases solides et elles possédaient une certaine architecture. Cependant, la mécanique quantique ne semble pas, à première vue, être dotée d'une telle structure. Lors de la détermination d'une grandeur physique, on peut seulement donner une prédiction sur la probabilité d'un résultat si on connaît l'état du système physique avant la prise de mesure. Ceci nous force à avoir des conceptions très différentes du monde macroscopique qui nous entoure.

La notion d'un espace en trois dimensions plus une variable de temps, si longtemps utilisée, n'est plus suffisante dans ce monde quantique. Grâce à l'espace d'Hilbert [87, p. 34][37, p. 40], il est possible de donner une description des propriétés des objets quantiques. Il est important de noter que l'espace euclidien n'a pas du tout la même définition que l'espace d'Hilbert. Dans certains cas, l'espace d'Hilbert est de dimensions infinies.

À mesure que les expériences s'accumulaient, la nature donnait l'impression de commencer à se dévoiler. Par la suite, un petit groupe de scientifiques ont développé un nouveau formalisme mathématique. Préoccupé par les problèmes de la conception de la lumière, Louis de Broglie propose une théorie où la lumière peut agir comme une onde et comme une particule indivisible à la fois. De plus, il ajouta que ce n'est pas seulement la lumière qui respecte cette dualité, mais aussi toutes les particules, ou bien en toute généralité, la matière. Afin de faire un lien entre la matière et la lumière, il proposa que la matière agisse comme la lumière. On sait que la dualité onde-corpuscule de la lumière ne permet jamais de présenter les deux côtés à la fois. En se basant sur ce principe théorique, les physiciens Max Born, Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger et Paul Dirac ont développé un formalisme pouvant prédire les probabilités de résultats pour des mesures de grandeurs physiques lors d'expériences quantiques. Il est important de comprendre qu'à cette période, les scientifiques étaient en accord pour mentionner que la théorie de la mécanique classique ne pouvait plus donner une bonne représentation de la nature. Cependant, les scientifiques avaient besoin d'outils mathématiques adéquats. Born et Heisenberg ont utilisé la mathématique matricielle. Pour donner une illustration, on remplace les grandeurs scalaires utilisées en mécanique classique par des matrices. Schrödinger, quant à lui, a créé la mécanique ondulatoire. Son équation, de type différentiel, est aujourd'hui nommée l'équation de Schrödinger. Cette dernière permet de déterminer l'évolution de la fonction qui agit comme une onde et dépend du temps. Par la suite, Schrödinger a démontré que les deux approches de la mécanique quantique étaient équivalentes, les deux produisaient

les mêmes résultats.<sup>1</sup>

Puisque le formalisme était créé, les physiciens pouvaient mieux communiquer entre eux. Suite à la description statistique de Born, Dirac a proposé une notation qui est utilisée encore aujourd’hui, la notation de bras et de kets [37, p. 18-22]. Les kets sont des vecteurs composés de nombres réels et imaginaires décrivant les états des systèmes physiques quantiques. Cette notation permet de mieux utiliser les mathématiques. On peut faire des manipulations mathématiques et être en mesure de les interpréter beaucoup plus facilement en appliquant un opérateur sur le vecteur qui représente l'état du système quantique. Pendant la même décennie, John von Neumann, mathématicien d'origine, travaillait sur l'aspect mathématique de la mécanique quantique. Il avait remarqué que l'approche de Schrödinger (onde) et l'approche d'Heisenberg (matrice) étaient équivalentes. Son but consistait alors à énoncer un modèle mathématique de la mécanique quantique qui pourrait unir les deux modes de pensées. Travaillant sous la direction d'Hilbert, il a remarqué que la formulation mathématique de la mécanique quantique pouvait utiliser les opérateurs hermitiens linéaires dans l'espace d'Hilbert. Les problèmes d'interprétation n'étaient toutefois pas résolus de façon générale. Ceci incita les physiciens à travailler encore plus fort pour trouver la solution de ces problèmes. En 1957, Hugh Everett, de l'Université de Princeton, publia sa thèse de doctorat portant sur une nouvelle formulation de la mécanique quantique, le principe des états relatifs. Ces états relatifs tentent de faire le lien entre la relativité générale d'Einstein qui explique la cosmologie et la mécanique quantique de Bohr et Schrödinger qui explique les atomes et les molécules. Comme ces deux théories n'ont jamais pu être réunies en une seule, Everett tente de le faire en englobant l'observateur. Le sujet de ce mémoire est de présenter les tenants et les aboutissants de cette nouvelle théorie.

---

1. L'histoire du développement de la mécanique quantique est retracée dans [55, p. 45-49].

## 1.4 L'interprétation probabiliste

L'état d'un système quantique est représenté par son vecteur d'état  $|\psi\rangle$ . L'état du système évolue comme une onde. Puisque les phénomènes quantiques impliquent la dualité onde-corpuscule, on peut faire un lien direct avec la lumière. Par exemple, dans l'expérience de Young lorsqu'une particule passe à travers un système de deux fentes, il est possible d'évaluer la probabilité que la particule soit détectée à une certaines position finale. Max Born a fait un lien entre la fonction d'onde et la probabilité que la particule soit à un endroit donné. Ce rapprochement lui a valu le prix Nobel en 1954. Selon Max Born, il est possible d'avoir une interprétation probabiliste de la mécanique quantique à cause de sa nature ondulatoire. L'onde de probabilité de la particule est liée à la fonction d'onde. Born postule que le module du carré de la fonction d'onde à un point donne la densité de probabilité que la particule s'y trouve. Il est important de comprendre que ce module ne donne pas la probabilité que la particule soit là, mais bien la probabilité qu'on mesure la particule à cet endroit. Par la suite, Niels Bohr complète l'interprétation de la mécanique quantique. Selon lui, la fonction d'onde donne une description complète de la nature au point de vue de la mécanique quantique. Grâce à Bohr et à son travail en physique quantique, le développement d'une vision de la mécanique quantique qui allait devenir l'interprétation de Copenhague voit le jour. Bohr mentionnait que la théorie quantique est une théorie complète. Selon cette interprétation, celle-ci permet de prédire les valeurs des grandeurs physiques, lors d'une prise de mesure, d'un système précis à partir de son état initial connu.

## 1.5 Le formalisme de von Neumann

Comme on l'a signalé auparavant, von Neumann [87, p. 417] voulait énoncer un formalisme mathématique qui allait définir d'une manière sensée comment fonctionne la nature. Ce formalisme devait rendre compte des valeurs observées et respecter l'interprétation de Copenhague. Dans ce formalisme, le système étudié possède un état, décrit sous forme d'onde, qui évolue dans le temps selon l'équation linéaire de Schrödinger. La fonction d'onde est un vecteur dans un espace vectoriel. Lorsque le système est mesuré à l'aide d'un appareil de mesure, ce dernier donne une valeur qui dépend de la grandeur physique. L'état du système est représenté sous forme vectorielle. Le nombre de dimensions de l'espace vectoriel, ou espace d'état, est équivalent au nombre maximal des valeurs possibles d'une grandeur physique. Cet espace se nomme espace d'Hilbert. Les valeurs possibles des grandeurs sont les valeurs propres d'opérateurs et les vecteurs associés à ces grandeurs dans l'espace vectoriel sont appelés vecteurs propres. Dans l'interprétation de Copenhague, on doit faire une prise de mesure pour connaître la valeur d'une grandeur, et par ailleurs, lorsqu'on connaît l'état du système, on connaît la probabilité des valeurs de toute grandeur, ou observable. Une prise de mesure correspond, dans le formalisme, à l'application d'un opérateur de projection sur l'état du système qui évolue initialement de façon linéaire en fonction de l'équation de Schrödinger. Cet opérateur a pour but de projeter le système dans des états propres de la grandeur. Cette projection implique une perte d'informations sur le système étudié. Par exemple, on ne peut pas faire une représentation d'un objet originellement en trois dimensions sur un tableau qui est en deux dimensions.

Selon von Neumann, il existe deux processus différents pour l'évolution de la fonction d'onde. Le premier (processus 1) implique l'effondrement de la fonction d'onde ce qui cause une discontinuité. Le second (processus 2), représente l'évolution de la fonction d'onde selon l'équation linéaire de Schrödinger. Toujours d'après von Neumann, un système physique est complètement décrit par un vecteur d'état  $|\psi\rangle$ , qui est

un élément de l'espace d'Hilbert, et donne seulement la probabilité de résultats de diverses observations qui peuvent être faites sur un système par un observateur externe. Von Neumann a montré comment traiter les phénomènes à l'aide des opérateurs de projection cependant, ceci est valide dans le cas de la mesure seulement.

## 1.6 Les questions philosophiques

Plusieurs physiciens ont tenté de résoudre les problèmes philosophiques encourus par la mécanique quantique. Globalement, deux approches ont été proposées : le positivisme et le réalisme. L'approche du positivisme peut être en lien avec l'interprétation de Copenhague. Le but du positivisme scientifique, selon Auguste Comte, n'est pas de chercher les causes premières des choses. D'après lui, en devenant positif, l'esprit renonce à savoir pourquoi les choses se passent ainsi, mais l'esprit tente de savoir comment les choses se passent. Selon cette approche, il est possible de définir la réalité en fonction des relations constantes observées. Les conceptions classiques sont de bons outils pour le développement des conceptions quantiques. Une fois que ces conceptions quantiques sont bien formulées, elles doivent donner la représentation des phénomènes quantiques. Ensuite, il y a une autre approche, celle du réalisme. Les scientifiques qui pensent que les postulats de la mécanique peuvent permettre de comprendre la réalité physique et de donner un sens à ces postulats sont des réalistes. C'est le contraire de l'approche positiviste. L'approche réaliste peut être subdivisée en d'autres sous-parties. L'une d'elles prétend que la mécanique quantique actuelle ne donne pas une description complète de la réalité indépendante. Puisque la description n'est pas entière, on doit ajouter ou modifier un ou des éléments. L'onde-pilote proposée par de Broglie et Bohm est une théorie à variables cachées qui entre dans cette catégorie. Pour résumer, l'onde-pilote est une onde qui guide le mouvement de la particule. Dans un même ordre d'idées, von Neumann et Wigner ont proposé d'introduire un objet non physique, la conscience. Selon eux, la conscience a la capacité

de résoudre le problème de la mesure. Cette conscience provoque l'effondrement de la fonction d'onde mettant l'observateur dans un état bien défini. Pour modéliser ceci, von Neumann utilise le premier processus ou bien l'opérateur de projection. Une autre sous-partie du réalisme est la proposition où la mécanique quantique décrit avec exactitude la réalité. Il est possible de faire mention de la théorie des états relatifs d'Everett ou encore des mondes multiples apportés pour la première fois par DeWitt, théories que nous examinerons en détail dans ce mémoire.

## 1.7 L'objection d'Einstein

Certains physiciens estiment qu'une interprétation positiviste ne donne pas une bonne description de la réalité même si elle permet d'obtenir des résultats. Un des grands physiciens du vingtième siècle, Albert Einstein, pensait que le but de la physique était de donner une description de la réalité indépendante de l'observateur. Selon Einstein, l'interprétation de Copenhague est une théorie quantique incomplète. Il a consacré beaucoup de temps à démontrer ce caractère d'incomplétude. La seule utilité de la théorie quantique présentée par l'interprétation de Copenhague, selon lui, est de trouver des liens statistiques entre les résultats de mesures.

## 1.8 Plan du mémoire

Dans le chapitre deux, j'énoncerai quelques problèmes d'interprétation de la mécanique quantique et discuterai de quelques interprétations utilisées. Les problèmes les plus courants sont : la prise de mesure, la corrélation à distance et le rôle de l'observateur. Dans ce même chapitre, je parlerai de l'interprétation de Copenhague et de l'approche de David Bohm. De ces deux versions, soit Copenhague et Bohm, j'énon-

cerai les problèmes reliés à celles-ci ainsi que les points que chacune d'elles apporte à l'interprétation de la mécanique quantique.

Par la suite, dans le troisième chapitre, je discuterai de l'article et de la thèse d'Everett et de l'importance de ceux-ci. De plus, je ferai l'introduction de la théorie des états relatifs d'Everett, de la définition d'un bon observateur selon Everett, du processus de la mesure d'une grandeur quantique selon la théorie des états relatifs et finalement une analyse des états relatifs d'Everett.

Subséquemment, dans le quatrième chapitre, j'énoncerai le problème de l'interprétation de la multiplicité, de la probabilité et de la base privilégiée chez Everett par la théorie des mondes multiples où la multiplicité, la superposition d'états, est vue comme étant des mondes distincts et réels et par la théorie des consciences multiples où la conscience agit comme un caractère non physique dans la théorie. Ces deux théories se basent sur le principe des états relatifs d'Everett.

Enfin, je finirai avec une brève conclusion sur ce mémoire en faisant un bref rappel des aspects les plus importants mentionnés dans les chapitres précédents. La contribution principale de ce mémoire consiste en une analyse critique des travaux de différents chercheurs sur l'interprétation d'Everett, en particulier en ce qui a trait à la nature de la multiplicité.

# Chapitre 2

## Les problèmes d'interprétation de la mécanique quantique

Il existe plusieurs problèmes d'interprétation de la mécanique quantique. J'expliquerai le problème de la mesure, le problème de la corrélation à distance et le problème de l'observateur.

### 2.1 Le problème de la mesure

L'opération de mesure est un très grand problème de la mécanique quantique, car elle ne règle pas **le dilemme entre le savoir et la réalité de la nature**. La première question qu'on pourrait se poser serait : qu'est-ce que la nature ? Une fois cette définition donnée, il sera plus facile d'interpréter la mécanique quantique. En mécanique classique, **les lois physiques sont décrites pour qu'elles respectent en tout temps la perception humaine**. Au niveau de la mécanique quantique, ce n'est plus le cas.

Von Neumann a bien mis en lumière le problème de la mesure en mécanique quantique. Mais avant d'expliquer ce problème, examinons brièvement les opérateurs unitaires. Ceux-ci transforment une base orthonormée de vecteurs en une autre base orthonormée. Le changement de base est aisément visualisé en trois dimensions. Soit  $|\psi\rangle$  un vecteur tridimensionnel dans l'espace euclidien. Ce vecteur peut être représenté par une somme de trois vecteurs où chacun des vecteurs de cette base correspond à chacun des axes, à savoir  $x, y, z$ . La figure 2.1 illustre la représentation vectorielle d'un vecteur  $\vec{M}$  où l'on utilise deux bases de vecteurs.

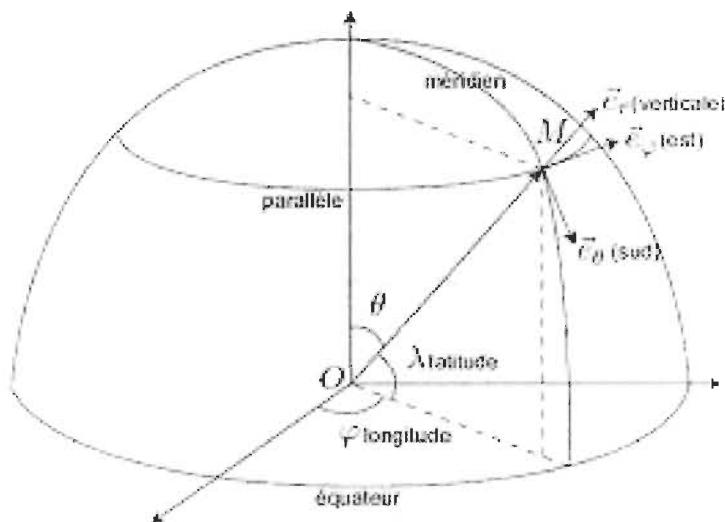


FIGURE 2.1 – Types de bases de vecteurs

Pour généraliser cet exemple aux espaces de la mécanique quantique, considérons la représentation d'un vecteur d'état  $|\psi\rangle$  dans une certaine base orthonormée,  $|u_i\rangle$ .

$$|\psi\rangle = \sum_i a_i |u_i\rangle \quad (2.1)$$

Introduisons maintenant une base orthonormée  $|v_i\rangle$  qui est liée à  $|u_i\rangle$  par un opérateur unitaire  $U$ . En utilisant la représentation de l'opérateur identité en termes des  $|v_j\rangle$ , on obtient :

$$|u_i\rangle = U|v_i\rangle = \sum_j |v_j\rangle \langle v_j|U|v_i\rangle = \sum_j U_{ji} |v_j\rangle \quad (2.2)$$

De cette façon, il est donc possible de représenter le vecteur d'état  $|\psi\rangle$  dans une nouvelle base  $|v_i\rangle$  comme :

$$|\psi\rangle = \sum_i a_i \left\{ \sum_j U_{ji} |v_j\rangle \right\} = \sum_j \left\{ \sum_i U_{ji} a_i \right\} |v_j\rangle = \sum_j a'_j |v_j\rangle \quad (2.3)$$

où

$$a'_j = \sum_i U_{ji} a_i \quad (2.4)$$

Ainsi, il est possible de décrire un vecteur d'état arbitraire  $|\psi\rangle$  à partir de deux bases vectorielles différentes. Même si la représentation est différente, la propriété quantique de ce vecteur d'état  $|\psi\rangle$  reste exactement la même.

On sait que l'évolution temporelle d'un système quantique est représentée par un opérateur unitaire, l'opérateur d'évolution, ce que von Neumann avait remarqué. Lorsque l'état du système quantique est une superposition de plusieurs vecteurs propres d'une grandeur et qu'on lui applique un opérateur unitaire, von Neumann observait que la superposition d'états était conservée. Pour trouver une valeur précise, il faut appliquer un opérateur de projection. Ceci donne lieu au problème de la mesure que nous allons examiner.

Le problème de la mesure a été popularisé par le physicien Schrödinger avec le paradoxe du chat. Cependant, il est important de comprendre le problème de la superposition d'états avant de s'attaquer au problème du chat de Schrödinger.

Le problème du processus de mesure peut être illustré par la mesure de la composante  $z$  du spin d'une particule de spin un demi, soit un électron.

La mesure de la composante  $S_z$  est réalisée en faisant interagir la particule avec un appareil. Une condition nécessaire pour que l'appareil mesure  $S_z$  est la suivante :

si  $S_z$  est bien définie avant la mesure (à l'instant  $t_0$ ), alors l'appareil indique cette valeur bien définie après la mesure (à l'instant  $t$ ). Cela se traduit en équations de la manière suivante, où  $|\alpha_0\rangle$  représente l'état de l'appareil avant la mesure.

$$|\uparrow\rangle_z|\alpha_0\rangle \xrightarrow{U(t, t_0)} |\uparrow\rangle_z|\alpha_{\uparrow}\rangle \quad (2.5)$$

$$|\downarrow\rangle_z|\alpha_0\rangle \xrightarrow{U(t, t_0)} |\downarrow\rangle_z|\alpha_{\downarrow}\rangle \quad (2.6)$$

Ici, la flèche surmontée de l'opérateur d'évolution représente l'évolution du système (particule + appareil) lors de leur interaction.  $|\alpha_{\uparrow}\rangle$  représente un état où l'appareil marque la valeur  $\uparrow$  et  $|\alpha_{\downarrow}\rangle$  représente un état où l'appareil marque la valeur  $\downarrow$ .

Le problème de la mesure est le suivant : si l'état initial de la particule est une superposition comme  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z + |\downarrow\rangle_z)$ , alors étant donné la linéarité de l'opérateur d'évolution, on aura :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z + |\downarrow\rangle_z)|\alpha_0\rangle \xrightarrow{U(t, t_0)} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z|\alpha_{\uparrow}\rangle + |\downarrow\rangle_z|\alpha_{\downarrow}\rangle) \quad (2.7)$$

L'appareil se trouve donc, selon le formalisme de la mécanique quantique, dans une superposition d'états macroscopiquement distincts.

Le spin d'un électron est mesuré, par exemple, par un appareil de Stern-Gerlach. Plus précisément, cet appareil de mesure sert à trouver le moment magnétique de l'électron qui est un multiple du spin. D'abord, préparons le système dans un état spécifique  $|\uparrow\rangle_z$ . Supposons que nous mesurons, en premier lieu, la grandeur  $S_z$ . On obtient alors la valeur  $\uparrow$ . Mesurons maintenant à nouveau le spin du même électron, mais cette fois-ci, selon l'axe  $x$ . On a l'identité :

$$|\uparrow\rangle_z = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_x + |\downarrow\rangle_x) \quad (2.8)$$

Selon les règles de la mécanique quantique, la mesure de la grandeur  $S_x$  a une chance sur deux de donner la valeur  $\uparrow$ , ou  $+$ , et une chance sur deux de donner la valeur

$\downarrow$ , ou  $-$ . L'expérience révèle l'une ou l'autre valeur. Pourtant, l'évolution unitaire du vecteur d'état amène une superposition de valeurs selon  $x$ . Voici l'une des difficultés de la prise de mesure. Cet exemple est contre-intuitif en mécanique classique. Tous les physiciens qui travaillent sur le sujet de la mécanique quantique sont d'accord avec l'exemple mentionné ci-haut.

Schrödinger a imaginé l'expérience qui est représentée à la figure 2.2 [76]. L'expérience

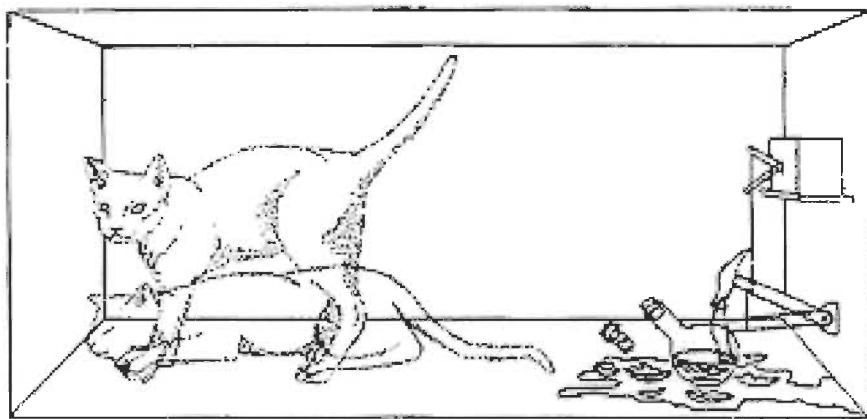


FIGURE 2.2 – L'expérience du chat de Schrödinger

se passe dans une boîte close sans interaction avec l'extérieur. Dans son expérience, il y a un atome instable qui est sur le point de se désintégrer. Cet atome, c'est l'objet quantique. Si l'atome se désintègre, il va se scinder en deux parties. La première constitue un atome plus petit et la deuxième partie forme une particule alpha. Cette dernière va entrer en interaction avec un capteur de particules alpha. S'il y a interaction, le capteur va engendrer le mouvement d'un marteau qui va casser la fiole d'un poison qui, par la suite, tuera le chat par empoisonnement. Donc, si l'atome ne se désintègre pas, le chat est vivant, sinon, le chat meurt.

Voici l'état initial du chat de Schrödinger présenté sous forme quantique ;

$$\begin{aligned} & |\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle \\ & |\text{poison dans la fiole}\rangle |\text{chat est vivant}\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

Supposons que le temps de demi-vie de l'atome est d'une minute. Après cette minute, l'état de l'atome est donné par

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\text{atome non désintégré}\rangle + |\text{atome désintégré}\rangle) \quad (2.10)$$

L'évolution du système global est donc représentée par :

$$\begin{aligned} & |\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle \\ & |\text{poison dans la fiole}\rangle |\text{chat est vivant}\rangle \\ & \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle \\ & |\text{poison dans la fiole}\rangle |\text{chat est vivant}\rangle + |\text{atome désintégré}\rangle \\ & |\text{compteur déclenché}\rangle |\text{poison relâché de la fiole}\rangle |\text{chat est mort}\rangle) \end{aligned} \quad (2.11)$$

La question qu'on doit se poser : est-ce que le chat de Schrödinger est vivant ou est mort ? Le problème de la mesure est souligné par Schrödinger lui-même. La superposition quantique cause une superposition des états classiques cependant, aucune personne ne peut voir le chat vivant et mort à la fois. Il y a un chaînon manquant dans la théorie qui n'explique pas ce problème de la mesure. Cet exemple est contre-intuitif en mécanique classique. Tous les physiciens qui travaillent sur le sujet de la mécanique quantique sont d'accord avec l'exemple mentionné ci-dessus. Cependant, nous pouvons poser la question : comment peut-on comprendre la nature lorsqu'elle se comporte ainsi ? En résumé, cette superposition d'états met en évidence deux états différents à la fois. Donc, dans l'exemple du chat de Schrödinger, la superposition

d'états met en évidence l'état vivant du chat et l'état mort. Pour répondre à cette première question qui porte sur l'interprétation de la mesure, je vais expliquer l'approche conceptuelle de l'interprétation de Copenhague par la solution proposée par von Neumann.

## 2.2 Solution de von Neumann

Selon l'approche conceptuelle de Copenhague, le processus de mesure se produit lorsqu'un système, ou objet, quantique est mesuré par un appareil de mesure. Dans l'exemple de l'électron ci-haut, l'appareil est le dispositif de Stern-Gerlach qui permet de mesurer le spin de l'objet. L'objet quantique dans ce même exemple est l'électron. Il faut noter que l'appareil de mesure est un objet macroscopique. La fonction d'onde qui décrit l'état du système quantique évolue selon l'équation linéaire de Schrödinger. Cette évolution linéaire de l'équation de Schrödinger est considérée comme étant continue. Lors du processus d'observation, von Neumann [87, p. 147] a postulé qu'on devait appliquer un opérateur de projection sur la fonction d'onde pour trouver les résultats de la mesure. Ceci correspond au processus 1 mentionné au chapitre précédent. La prise de mesure provoque, conceptuellement, l'effondrement de la fonction d'onde. La fonction d'onde s'effondre pour que l'appareil de mesure offre une valeur d'une grandeur scalaire physique qui est perçue par l'humain. En d'autres mots, la fonction d'état se projette dans un vecteur propre de l'opérateur en lui faisant correspondre la valeur propre de la grandeur correspondant à la mesure. Cette évolution est considérée comme discontinue. Il y a un saut quantique entre l'état du système avant la mesure et après la mesure.

Considérons un système dont l'état est représenté par le vecteur d'état  $|\psi\rangle$ . Ce vecteur d'état peut être écrit sous la forme d'une sommation de vecteurs propres

d'une grandeur physique qu'on notera  $A$  :

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1} a_i |\phi_i\rangle \quad (2.12)$$

Si l'on effectue une mesure de la grandeur physique  $A$ , on obtient la valeur propre associée au vecteur  $|\phi_i\rangle$  avec une probabilité donnée par :

$$|a_i|^2 = |\langle\phi_i|\psi\rangle|^2 \quad (2.13)$$

Dans certains livres, on appelle cela le poids  $\omega$ .

Pour illustrer l'effet de l'effondrement, nous allons considérer deux situations distinctes.

#### Première situation

1. On prépare une particule de spin un demi dans l'état  $|\uparrow\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z + |\downarrow\rangle_z)$
2. On fait passer la particule dans un appareil de Stern-Gerlach orienté suivant  $z$ , de sorte que deux faisceaux  $|\uparrow\rangle_z$  et  $|\downarrow\rangle_z$  se séparent.
3. On mesure la composante  $z$  du spin (en détectant chaque particule), de sorte que chaque particule s'effondre sur  $|\uparrow\rangle_z$  ou  $|\downarrow\rangle_z$ .
4. On applique à l'une des particules, disons  $|\uparrow\rangle_z$ , le champ magnétique inverse du premier appareil. La particule reste dans l'état  $|\uparrow\rangle_z$ .
5. On fait passer cette particule dans un appareil de Stern-Gerlach orienté suivant  $x$ , et on mesure par la suite  $S_x$ . Étant donné que  $|\uparrow\rangle_z = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_x + |\downarrow\rangle_x)$ , on a 50% des chances d'obtenir  $|\uparrow\rangle_x$  et 50% des chances d'obtenir  $|\downarrow\rangle_x$ .

#### Deuxième situation

On effectue les mêmes étapes (1) et (2). Au lieu de réaliser l'étape (3), on envoie immédiatement les particules à l'étape (4) qui les recombine de manière à retourner à

l'état  $|\uparrow\rangle_x$ . La mesure à l'étape (5) donne donc le résultat  $|\uparrow\rangle_x$  dans 100% des cas.

Conclusion : Dans l'approche de von Neumann, la présence ou l'absence d'effondrement influence crucialement les mesures ultérieures.

C'est le même phénomène qui se passe avec l'exemple du chat de Schrödinger. À la fin de l'expérience du chat, celui-ci se trouve dans un état superposé. Selon l'évolution unitaire, il est vivant et mort à la fois. Dans cet exemple, on possède un atome, c'est-à-dire un objet quantique, qui interagit avec un objet macroscopique. L'atome est dans une superposition d'états, désintégré et non désintégré. L'état initial de l'atome entraîne des actions. Parmi l'une de ces actions, il y a l'empoisonnement du chat. D'un premier aperçu, on ne peut pas déterminer si l'atome s'est désintégré si on ne connaît pas l'état du chat. De ce fait, la boîte, qui contient le tout, est considérée comme un objet quantique. Suivant l'opinion de certains chercheurs, nous avons besoin d'un observateur externe à la boîte pour déterminer l'état des objets qui se trouvent dans la boîte. Si c'est un robot qui ouvre la boîte dans une chambre close, le chat continue d'être dans une superposition d'états vivant et mort. D'un autre point de vue, on peut signaler un des problèmes de la mesure ici : à quel moment la fonction d'onde s'effondre-t-elle ? L'effondrement de la fonction d'onde peut avoir lieu à différents moments. L'effondrement peut avoir lieu lorsque l'atome se désintègre, lorsque le marteau commence à se déplacer, lorsque la fiolle se brise, lorsque le poison est relâché, lorsque le chat respire pour la première fois le poison, lorsque le chat cesse de respirer, ou bien lorsqu'un observateur, qui possède une conscience, regarde dans la boîte. Le problème de la mesure met en évidence l'indétermination de l'état quantique qui se répercute jusqu'aux objets classiques. C'est cela que Schrödinger voulait mettre en évidence avec le paradoxe du chat. Donc, pour plusieurs, le processus d'observation est nécessaire pour obtenir un résultat perceptible. La théorie quantique de Copenhague nécessite un objet quantique qui est observé et un objet macroscopique qui observe. Le rôle de l'observateur va être vu plus bas.

## 2.3 Le paradoxe d'Einstein, Podolsky et Rosen

Le paradoxe EPR (Einstein, Podolsky et Rosen) a été énoncé par Albert Einstein, Boris Podolsky et Nathan Rosen. Cette publication eut lieu en 1935. Le but de cette publication était de démontrer que la théorie quantique est une théorie incomplète [41]. En partant avec le principe d'incertitude énoncé par Heisenberg, les trois chercheurs ont tenté de prouver que la théorie quantique n'est pas une théorie complète. Conformément au principe d'incertitude d'Heisenberg, on ne peut pas connaître la position et l'impulsion de manière exacte d'une particule simultanément. Cette inéquation s'écrit sous la forme suivante :

$$(\Delta X)(\Delta P) \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.14)$$

Ici,  $\Delta X$  et  $\Delta P$  représentent les écarts types de mesures de la position et de l'impulsion. L'équation 2.14 veut dire que plus la valeur de la position est connue avec précision, moins la valeur de l'impulsion est connue. EPR mentionne que dans une théorie complète, il existe un élément correspondant à chaque élément de la réalité. Donc, si on obtient, par la prise de mesure, la valeur exacte de la position et de l'impulsion, on peut conclure qu'il manque des éléments à la théorie quantique actuelle. À partir de ceci, EPR propose que :

1. ou bien la description de la réalité fournie par la mécanique quantique n'est pas complète ;
2. ou bien les deux quantités physiques incompatibles n'ont pas simultanément une réalité objective.

EPR a tenté de prouver que 1 est vrai en démontrant qu'il est possible de mesurer deux quantités physiques incompatibles simultanément. Ils ont proposé une expérience par la pensée. Dans cette expérience, ils ont pris un ensemble de deux particules. Les deux particules sont en interaction. Par la suite, les deux particules se séparent dans des directions opposées. Lorsque les deux particules sont suffisamment éloignées, on

fait une mesure sur celles-ci. La première particule, appelée 1, se dirige vers la droite et la seconde particule, appelée 2, se dirige dans une direction opposée de la première, soit la gauche. La grandeur mesurée sur la particule 1 n'est pas la même que celle mesurée sur la particule 2. De plus, les deux mesures sont des mesures incompatibles. Dans l'article, ils vont considérer des mesures de la position et de l'impulsion. Comme présenté ci-haut, il n'est pas possible de mesurer la position et l'impulsion à cause du principe d'incertitude d'Heisenberg.

Dans l'exemple de EPR, les particules 1 et 2 sont corrélées. Donc, la mesure d'un des paramètres de la particule 1 permet de connaître la valeur de ce même paramètre de la particule 2. Dans l'article, il est fait mention d'une corrélation des termes un à un de chacune des propriétés des deux particules. Les auteurs considèrent une fonction d'onde initiale qui a la forme :

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(x_2) u_n(x_1) \quad (2.15)$$

Conformément à l'article, la connaissance exacte de la valeur d'une grandeur physique de la particule 1, la position, implique la connaissance exacte de la valeur de cette même grandeur physique de la particule 2. Il est aussi possible d'écrire la fonction d'onde initiale dans une autre base :

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_{s=1}^{\infty} \phi_s(x_2) v_s(x_1) \quad (2.16)$$

Cette deuxième équation permet de faire une même corrélation sur un autre paramètre complètement arbitraire, dans le cas de l'article, l'impulsion. Le paramètre  $x_1$  et le paramètre  $x_2$  servent à caractériser respectivement la particule 1 et la particule 2. Par la suite, EPR considère des mesures de grandeurs physiques distinctes sur les deux particules. Il fait une première mesure qui est celle de la position, la grandeur physique  $A$ . La mesure est faite sur la particule 1. Selon la théorie de von Neumann, la fonction d'onde totale s'effondre et on obtient avec certitude la valeur de la grandeur physique  $A$  pour la particule 1 parce qu'elle est mesurée et celle de la particule 2

parce qu'elle est corrélée à la première. Simultanément, on fait la mesure d'une autre grandeur physique,  $B$ . Cependant, la mesure de cette grandeur physique est faite sur la particule 2. Dans un même ordre d'idées, la mesure de la grandeur physique  $B$  sur la particule 2 cause un effondrement de la fonction d'onde. L'effondrement de la fonction d'onde de la grandeur physique  $B$  projette l'état dans un état propre, ce qui permet de dire que la valeur est acquise avec certitude. Donc, on obtient avec assurance la valeur de la grandeur physique  $B$  pour la particule 2 parce qu'elle est mesurée et celle de la grandeur  $A$  pour la particule 2 parce qu'elle est corrélée à la première. Ceci permet d'énoncer qu'il est possible de connaître deux valeurs de grandeurs physiques incompatibles en même temps en faisant référence à ce que la valeur de la grandeur physique  $A$  correspond à la position et la valeur de la grandeur physique  $B$  correspond à l'impulsion. Donc, l'argument 2 énoncé au début de cette section est faux, ceci implique que le 1 est vrai. Les auteurs concluent, à partir de ce fait, que la théorie quantique n'est pas une théorie quantique complète.

Par la suite, il existe un autre problème avec la théorie de von Neumann, le problème de l'interaction à distance. Il est noté plus haut que cette théorie implique un phénomène de discontinuité. C'est l'effondrement de la fonction d'onde. En plus d'impliquer un phénomène contre-intuitif, elle comporte un certain problème lors de l'interaction à distance. Dans la théorie quantique, il n'est pas permis de faire la séparation par la pensée de deux ou plusieurs objets qui sont ou qui vont entrer en interaction. Cependant, c'est possible dans la théorie classique. Lorsqu'il y a une interaction entre deux objets quantiques, il en résulte un enchevêtrement qu'on appelle également intrication. Ceci implique que la théorie ne peut être locale et c'est un caractère fondamental de la mécanique quantique. La théorie quantique conventionnelle est non locale. La non localité dans la théorie quantique semble impliquer une interaction à distance. Autrement dit, il peut sembler que l'information quantique voyage plus vite que la lumière, ce qui est faux. Il est impossible, selon les postulats de la mécanique quantique, de transmettre de l'information plus rapidement que la lumière. Il est faisable de prédire les propriétés d'une particule qui est éloignée, mais

il est impossible de transmettre cette information à distance.

Il est possible de faire un autre exemple à l'aide de deux particules de spin un demi dans l'état de spin total 0 qui est similaire au paradoxe EPR. Tout d'abord, on est dans la situation où le spin total de deux particules est nul, prenons ici l'exemple de deux électrons. En utilisant les coefficients de Clebsch-Gordan, on peut décrire cette situation à partir de l'équation suivante :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_1\rangle_z |\downarrow_2\rangle_z - |\downarrow_1\rangle_z |\uparrow_2\rangle_z) \quad (2.17)$$

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_1\rangle_x |\downarrow_2\rangle_x - |\downarrow_1\rangle_x |\uparrow_2\rangle_x) \quad (2.18)$$

Les équations 2.17 et 2.18 expriment le fait que l'état de spin total 0 est invariant dans les rotations. Le spin total selon l'axe  $z$  et le spin total selon l'axe  $x$  sont nuls. En se basant sur l'interprétation de Copenhague, il n'est pas possible de connaître deux valeurs de grandeurs physiques non commutantes. Les axes  $x$  et  $z$  sont orthogonaux. Pour mieux comprendre le principe d'interaction à distance, on peut supposer que l'observateur 1 mesure la particule possédant un indice 1 et que l'observateur 2 mesure la particule possédant un indice 2. L'observateur 1 se situe sur la planète Mars et l'observateur 2 reste sur la planète Terre. De ce fait, il est aisé de comprendre que la distance entre les deux observateurs est très grande. Selon la superposition d'états, il est possible de connaître une propriété d'une particule sans la mesurer directement et c'est ce qui a été fait dans l'article de EPR. En regardant les équations 2.17 et 2.18 ci-haut, on peut comprendre que si l'observateur 1, le martien, mesure la propriété du spin  $z$ , il pourra connaître avec certitude la même propriété de la particule sur Terre même à une très grande distance. Du même fait, si l'observateur 2 observe la propriété physique qui est le spin selon l'axe  $x$ , il pourra connaître avec certitude la même propriété de la particule qui est sur Mars sans y aller pour la mesurer parce que le spin total est nul pour l'axe  $x$  et pour l'axe  $z$ . Les propriétés de la particule 1 peuvent être connues avec assurance et les propriétés de la particule 2 peuvent être

également connues avec conviction. Si l'observateur 1 mesure la particule 1 et l'observateur 2 mesure la particule 2 simultanément, les lois doivent être incomplètes parce qu'il n'est pas possible de connaître deux valeurs exactes des grandeurs physiques qui ne commutent pas comme dans l'exemple de la position et de l'impulsion et l'exemple juste ici mentionné, le spin selon l'axe  $x$  et le spin selon l'axe  $z$ . Il semble qu'il faille inclure des paramètres à la théorie quantique conventionnelle pour qu'elle soit complétée. Ceci présente un aperçu de la théorie à variables cachées qu'Einstein avait suggérée à l'époque.

## 2.4 Le rôle de l'observateur

Une dernière difficulté que je mentionnerai ici, c'est le rôle de l'observateur. Comme énoncé précédemment, il faut, selon quelques-uns, une observation pour avoir un effondrement de la fonction d'onde. Un des problèmes décrits plus haut, à la page 19, dans l'exemple de l'électron qui est mesuré selon certains axes, est le rôle de l'observateur. Dans le deuxième cas de ce même exemple, la mesure a été faite selon l'axe  $x$ , mais il n'y a pas personne qui a pris conscience et qui a regardé la valeur lorsqu'on a recombiné les deux faisceaux. Alors, la grandeur finale était la même que la grandeur initiale. Ce n'est pas le cas dans le premier exemple où la valeur en  $z$  a été donnée. Donc, pour avoir un effondrement de la fonction d'onde, il faut avoir une prise de mesure faite par un objet macroscopique et, pour certains, l'action d'une conscience. Alors, une chaise, qui d'après moi n'a pas de conscience, ne peut pas agir comme un appareil de mesure. Pourtant, les objets macroscopiques sont constitués d'objets microscopiques, donc d'objets quantiques. Maintenant, il faut définir un bon observateur conformément à cette théorie. L'observateur doit avoir une conscience. L'homme en est le cas, comme les animaux. Est-ce qu'une plante possède une conscience? La question est sans réponse car, dans un sens, elle interagit avec son environnement. Il faut mentionner aussi la place de l'homme dans cette théorie. Nous avons besoin,

selon quelques-uns, d'une conscience pour faire effondrer les fonctions d'ondes. Si nous suivons cette logique, il fallut une conscience lors de la formation de la Terre. Je veux faire un petit rappel sur la théorie quantique conventionnelle que représente la réalité. C'était le troisième problème que je voulais apporter dans ce chapitre. De plus, dans l'approche de von Neumann, il faut pouvoir associer l'effondrement avec un moment précis de l'évolution du système global. Pour mieux comprendre le problème du rôle de l'observateur dans la théorie de la mécanique quantique, je veux l'exprimer à l'aide d'un exemple.

Dans l'exemple de chat de Schrödinger, la superposition finale du chat dans la boîte, selon l'évolution unitaire, est mort et vivant à la fois. Après une minute, les coefficients des deux termes de la superposition sont égaux. Il n'est pas clair qu'un moment soit plus naturel qu'un autre pour l'effondrement. Celui-ci peut se produire lorsque le compteur Geiger détecte le produit radioactif, lorsque le marteau frappe la fiole contenant le poison, lorsque le poison rentre en contact avec l'air qui est à l'extérieur de la fiole ou lorsque le chat respire le poison. Selon Wigner, von Neumann a suggéré que l'effondrement se produise lorsqu'un sujet conscient observe le système. S'il y a un observateur *A* dans la chambre où est la boîte qui contient le chat, il ne sait pas si le chat est mort ou vivant tant et aussi longtemps que cet observateur *A* n'a pas ouvert la boîte. On ajoute un second observateur à l'extérieur de la chambre qui correspond à l'observateur *B*. Le problème de l'observateur est le suivant : si un observateur *B* surveille un observateur *A* qui étudie un système quantique, on obtiendra deux vecteurs d'états distincts selon qu'on suppose que *A*, ou *B*, provoque l'effondrement. On pourrait d'ailleurs ajouter d'autres observateurs.

Pour illustrer ce problème, on considère une situation où le dispositif du chat de Schrödinger est observé par un sujet conscient *A*, et où le système (dispositif du chat + l'observateur *A*) est observé par un sujet conscient *B*.

Au départ, l'état initial est :

$$\begin{aligned} & |\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle |\text{poison dans la fiole}\rangle \\ & |\text{chat est vivant}\rangle \end{aligned} \quad (2.19)$$

En incluant les deux observateurs conscients, c'est-à-dire l'observateur  $A$  et l'observateur  $B$ , au système quantique de l'équation 2.19, on obtient :

$$\begin{aligned} & |\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle |\text{poison dans la fiole}\rangle \\ & |\text{chat est vivant}\rangle \\ & \longrightarrow |\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle |\text{poison dans la fiole}\rangle \\ & |\text{chat est vivant}\rangle |\text{attente}\rangle_A |\text{attente}\rangle_B \end{aligned} \quad (2.20)$$

Ici, les kets  $|\text{attente}\rangle_A$  et  $|\text{attente}\rangle_B$  représentent des états où l'observateur  $A$  et l'observateur  $B$  n'ont pas observé leur système quantique respectif.

### Premier point de vue

On considère que le dispositif du chat est le système quantique observé et que l'observateur  $A$  est le sujet conscient qui étudie. Dans ce cas, l'évolution unitaire donnerait, après une minute :

$$\begin{aligned} & |\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle |\text{poison dans la fiole}\rangle \\ & |\text{chat est vivant}\rangle |\text{attente}\rangle_A |\text{attente}\rangle_B \\ & \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle \\ & |\text{poison dans la fiole}\rangle |\text{chat est vivant}\rangle |\text{chat est vivant}\rangle_A |\text{attente}\rangle_B \\ & + |\text{atome désintégré}\rangle |\text{compteur déclenché}\rangle |\text{poison relâché de la fiole}\rangle \\ & |\text{chat est mort}\rangle |\text{chat est mort}\rangle_A |\text{attente}\rangle_B) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Ici, le vecteur d'état  $|\text{chat est mort}\rangle_A$  représente un état où l'observateur  $A$  voit le chat mort, et semblablement, le vecteur d'état  $|\text{chat est vivant}\rangle_A$  représente un état où l'observateur  $A$  voit le chat vivant.

Mais, la conscience de l'observateur  $A$  provoque l'effondrement, de sorte que l'état est en fait :

$$\begin{aligned} & |\text{atome non désintégré}\rangle \, |\text{compteur non déclenché}\rangle \\ & |\text{poison dans la fiole}\rangle \, |\text{chat est vivant}\rangle \, |\text{chat est vivant}\rangle_A \, |\text{attente}\rangle_B \end{aligned} \quad (2.22)$$

ou bien

$$\begin{aligned} & |\text{atome désintégré}\rangle \, |\text{compteur déclenché}\rangle \, |\text{poison relâché de la fiole}\rangle \\ & |\text{chat est mort}\rangle \, |\text{chat est mort}\rangle_A \, |\text{attente}\rangle_B \end{aligned} \quad (2.23)$$

Ainsi, selon le premier point de vue, l'état final du système (dispositif du chat + l'observateur  $A$ ) est ou bien 2.22 ou bien 2.23.

### Deuxième point de vue

On considère que le dispositif du chat et de l'observateur  $A$  constituent le système quantique.

Dans ce cas, et avant que le sujet conscient qui est l'observateur  $B$  n'observe le système quantique, l'état de ce dernier est définitivement la dernière partie de

l'équation 2.21 qui est :

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{atome non désintégré}\rangle |\text{compteur non déclenché}\rangle \\
 & \quad |\text{poison dans la fiole}\rangle |\text{chat est vivant}\rangle |\text{chat est vivant}\rangle_A |\text{attente}\rangle_B \\
 & \quad + |\text{atome désintégré}\rangle |\text{compteur déclenché}\rangle |\text{poison relâché de la fiole}\rangle \\
 & \quad |\text{chat est mort}\rangle |\text{chat est mort}\rangle_A |\text{attente}\rangle_B)
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Donc, si l'observateur  $A$  n'a pas fait d'observation parce qu'il agit comme un objet quantique, la fonction d'onde ne peut pas s'effondrer dans un des deux états spécifiques possibles.

Le problème de l'observateur peut aussi se formuler en disant que les sujets conscients ne peuvent être à la fois un objet quantique décrit par l'équation de Schrödinger et une source d'effondrement.

## 2.5 L'approche de David Bohm

Dans un autre ordre d'idées, il y a l'interprétation de David Bohm. L'approche de Bohm [20] apporte beaucoup moins de confusion dans les conceptions classiques acquises par les humains pour expliquer les phénomènes quantiques. L'idée de Bohm a été initialement introduite par de Broglie. Cette théorie est aussi appelée la théorie de l'onde pilote. Cette théorie rejette le fait qu'il faut séparer la conscience et la matière. Cette approche tente de rendre compte des phénomènes en utilisant des concepts classiques seulement.

La façon d'imager celle-ci, c'est comme si les particules quantiques étaient guidées par un champ. Elles agissent sous l'effet d'un potentiel. Ce potentiel est appelé poten-

iel quantique, et a le même effet qu'un champ, comme le champ gravitationnel de la mécanique classique. Il est important de noter que le potentiel quantique ne diminue pas avec la distance. Plusieurs personnes pourront lire dans les ouvrages scientifiques que la théorie de l'onde pilote est une théorie à variables cachées. Cette approche est différente de celle de von Neumann, en ce qu'elle fait intervenir uniquement le processus 2, c'est-à-dire l'évolution selon l'équation de Schrödinger. Pour ceux qui croient en la réalité empirique, elle porte des avantages. L'avantage de cette approche est qu'elle n'exige pas d'observateur. Ceci implique que la mesure est intégrée au formalisme. Dans la théorie de l'onde pilote, la position de la particule est toujours connue. Elle se rapproche de la conception de la mécanique classique. La théorie de l'onde pilote reproduit toutes les expériences de la mécanique quantique conventionnelle sans exception. Puisqu'on connaît la position à tout instant, la trajectoire est également connue. La particule n'est jamais dans un état où la position possède plusieurs valeurs. Donc, la théorie de l'onde pilote n'est jamais en superposition d'états puisque que l'état est connu. L'équation d'onde de Schrödinger guide l'objet quantique qui est bien défini agissant comme une particule. Il est important de se rappeler que l'équation de Schrödinger est une équation linéaire. Malgré tous ces avantages, la théorie de l'onde pilote comporte des inconvénients. Elle n'a permis de trouver aucune application nouvelle à la mécanique quantique, et est plus difficile à traiter mathématiquement. En compensation de quoi, elle a rendu possible le développement des champs quantiques. De plus, c'est une théorie non locale. L'approche de Bohm permet d'indiquer comment les phénomènes quantiques nous paraissent. La position de la particule, bien que définie à tout instant, nous est en générale inaccessible. Nous ne pouvons qu'en connaître la probabilité.

À partir de l'hamiltonien décrivant la dynamique d'un système quantique, il est possible de connaître les trajectoires éventuelles d'une particule. Dans la représentation des coordonnées, l'hamiltonien s'écrit [66] :

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}, t) \quad (2.25)$$

La constante  $\hbar$  est la constante de Planck divisée par  $2\pi$ ,  $m$  est la masse de la particule et finalement le dernier terme de la partie de droite de l'équation  $V(\vec{r}, t)$  coïncide avec la fonction réelle de l'espace tridimensionnel et du temps, ou bien, en d'autres mots, d'un potentiel extérieur. De plus, l'indice sur le  $\hat{H}$  indique que celui-ci est un opérateur. L'idée initiale de Bohm est d'écrire l'équation de Schrödinger en termes de fonctions réelles [20, 21, 59]. L'équation de Schrödinger est donnée par :

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H}\psi(\vec{r}, t) \quad (2.26)$$

Utilisant 2.25, on obtient :

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}, t)\psi(\vec{r}, t) \quad (2.27)$$

Représentons le vecteur complexe  $|\psi\rangle$  sous forme polaire :

$$\psi(\vec{r}, t) = R(\vec{r}, t)e^{iS(\vec{r}, t)/\hbar} \quad (2.28)$$

La première partie après l'égalité,  $R(\vec{r}, t)$ , correspond à une amplitude et la deuxième partie,  $S(\vec{r}, t)$ , correspond à une phase et les deux sont réelles. En insérant l'équation polaire de la fonction d'onde dans l'équation linéaire du premier degré de Schrödinger, on obtient une partie réelle et une partie imaginaire. Pour la partie réelle on a :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 R}{R} = 0 \quad (2.29)$$

Pour la partie imaginaire on a :

$$\frac{\partial R^2}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{R^2 \nabla S}{m} \right) = 0 \quad (2.30)$$

La partie réelle de la solution de l'équation de Schrödinger 2.29 ressemble beaucoup à l'équation du mouvement de Hamilton-Jacobi qui existe en mécanique classique et

qui s'écrit :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{m} + V = 0 \quad (2.31)$$

Ici, le gradient  $\nabla S$  est remplacé par la quantité de mouvement  $\vec{p}$ . Cette quantité de mouvement est pour une particule ponctuelle. La différence entre l'équation du mouvement de Hamilton-Jacobi et la partie réelle de l'équation de Schrödinger est le terme :

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 R}{R} \quad (2.32)$$

Ce terme additionnel est appelé potentiel quantique. Ce potentiel quantique est appelé ainsi parce qu'il n'a pas d'équivalent en mécanique classique. C'est la présence de ce potentiel quantique qui génère la différence entre les trajectoires classiques et les trajectoires quantiques. Avec l'idée des variables cachées d'Einstein, Bohm fait quelques assertions suite aux résultats mathématiques [59].

1. Il existe une particule ponctuelle, ayant une position  $\vec{r}(t)$  bien définie en tout temps, qui se déplace de manière continue.
2. La particule n'est jamais séparée du champ quantique  $\psi(\vec{r}, t) = R(\vec{r}, t)e^{iS(\vec{r}, t)/\hbar}$  satisfaisant l'équation de Schrödinger, de plus, ce champ permet de guider l'onde.
3. La particule a une équation du mouvement  $m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla V - \nabla Q$ . Ceci implique que la particule doit nécessairement se mouvoir suivant la force classique  $-\nabla V$  et la force quantique  $-\nabla Q$ .
4. La distribution des conditions initiales déterminant les trajectoires,  $\rho(\vec{r}, 0)$ , est égale au carré de la norme de la fonction d'onde à cet instant :

$$\rho(\vec{r}, 0) = R(\vec{r}, 0)^2 \quad (2.33)$$

Un développement mathématique a été fait par Erwin Madelung en 1926 [65] avec l'analogie hydrodynamique qu'il appelle hydrodynamique quantique. Ceci permet

d'introduire le fluide de probabilité et le courant de densité de probabilité. Bohm fait le lien que la densité des trajectoires quantiques est toujours égale à la densité des probabilités données par la mécanique quantique conventionnelle.

L'approche de David Bohm sert à répondre aux trois principales questions, à savoir le problème de la mesure, le problème des corrélations à distance et le problème de la conscience de l'observateur avec une approche du réalisme en utilisant les variables cachées mentionnées par Einstein.

Pour la réponse à la première question, l'interprétation bohmienne stipule que les particules sont toujours dans des états bien définis en ce qui a trait à la position sur des trajectoires bien définies. Il est important de comprendre que la connaissance de la position d'une particule en tout temps permet de connaître d'autres états comme par exemple, la vitesse ou le spin. Dans le cas du spin, si la particule se déplace vers le haut après son passage dans un appareil de Stern-Gerlach, ce phénomène implique que cette particule avait une position qui l'a conduite dans le faisceau de spin positif.

Le deuxième problème est l'interaction à distance. Le vrai problème de cette approche est la non localité. Ce principe de non localité semble impliquer que deux objets distants peuvent avoir une influence directe l'un sur l'autre. La non localité fut remarquée expérimentalement, entre autres en 1998 [94]. L'interaction à distance existe dans l'approche philosophique du réalisme. Les théories à variables cachées sont des théories à objectivité forte. Bernard d'Espagnat définit que la notion d'objectivité forte implique, en effet, l'idée qu'un objet peut exister indépendamment des penseurs. Ceci n'est pas la même chose que l'objectivité faible qui est définie différemment, soit par l'accord intersubjectif des savants [28]. La théorie de Bohm implique une interaction à distance. Toutefois, ses prédictions statistiques respectent la localité. De plus, selon d'Espagnat, il y a dans les théories à variables cachées une dépendance à l'égard des observables mesurées et ceci est fortement non local.

Le problème de l'observateur est beaucoup plus simple à traiter. La théorie implique qu'une particule a toujours une position bien définie. Bien que la fonction d'onde soit en superposition, et donc ne s'effondre jamais, la particule n'est pas en superposition de positions. Toutes les mesures peuvent être réduites à une mesure de position. Ainsi, la théorie ne nécessite pas d'observateur pour causer l'effondrement de la fonction d'onde. En d'autres mots, la conscience de l'observateur n'est pas nécessaire à la prise de mesure.

# Chapitre 3

## La théorie d'Everett

### 3.1 Introduction

Lors de la rédaction de sa thèse, en 1957 [42, 43, 44], Everett avait un but. Son but était de trouver une façon de relier la théorie de la mécanique quantique et la théorie de la relativité générale énoncée par Einstein. À cette époque, et même aujourd’hui, les physiciens qui travaillent dans ce domaine ne peuvent pas répondre de façon claire à propos de la structure et de l’interprétation de la mécanique quantique, surtout quand on l’applique à la structure fondamentale de l’espace-temps imaginée par Einstein et à l’univers dans sa totalité. La théorie de la relativité générale tente d’expliquer la nature en employant un concept où c’est la matière, ou en plus grande généralité l’énergie, qui forme l’espace. C’est le contraire avec la mécanique newtonienne où ce sont les équations qui sont formées dans l’espace tridimensionnel plus un paramètre qui est le temps. Le but d’Everett est d’exprimer une formulation de la mécanique quantique la plus générale possible. Comme mentionné à la section précédente, les interprétations de la mécanique quantique, selon les théories suivantes, soit la théorie de l’onde pilote, la théorie quantique conventionnelle et l’approche de von Neumann, n’utilisent pas

des règles de base claires et intuitives, surtout l'interprétation de Copenhague. On peut rappeler l'importance de la conscience lors de la prise de mesure. C'est ce que souhaite faire Everett ; élaborer une théorie simple et claire pour qu'elle permette de comprendre la nature d'une manière objective. Dans sa publication, il présente une nouvelle formulation de la mécanique quantique. Il mentionne que son but n'est pas de contredire ce qui se dit ou se fait surtout face à la théorie conventionnelle. Son but est de répondre aux questions, fondamentales et générales, dans la conception de la mécanique quantique en plus de répondre aux questionnements suite aux trois principaux problèmes soulevés dans le chapitre 2 qui sont : le problème de la mesure, le paradoxe d'Einstein, Podolsky et Rosen et le rôle de l'observateur dans la mesure quantique. Cette nouvelle formulation doit être plus générale et plus complète. En énonçant une théorie avec une très grande généralité, il est possible d'y inclure les précédentes découlant de la théorie conventionnelle. Il tente d'exprimer la réalité à l'aide d'une nouvelle formulation de la mécanique quantique. Ici, je discute de la réalité indépendante.

Après sa thèse de doctorat, Everett écrivit un rapport sur la théorie de la fonction d'onde universelle. Cependant, ce travail fut publié seulement en 1973 dans le livre de DeWitt et Graham. Son idée des états relatifs ne se révéla pas un franc succès au début. Par la suite, il y a eu un engouement sur son idée, il décida de faire un retour en recherche fondamentale sur le sujet qu'il avait travaillé dans les années cinquante, soit les univers multiples. Ceci est arrivé grâce à son professeur, Jolin A. Wheeler, qui le supervisait à l'époque à l'Université de Princeton. Wheeler a recommencé à travailler en faisant des publications sur le principe de la superposition.

### 3.2 Le problème remarqué par Everett

Un des problèmes de la mécanique quantique conventionnelle a été exprimé par von Neumann. Le problème mentionné ici est la superposition d'états macroscopiques. Tout d'abord, il faut ajouter que selon Everett, le processus 1 correspond à l'effondrement de la fonction d'onde et le processus 2 correspond à la continuité dans le temps selon un opérateur linéaire sur un système quantique. Ce processus 1 et ce processus 2 sont les mêmes qui ont été mentionnés dans le chapitre 2 et introduits par von Neumann. Le problème consiste en l'observateur ; Everett se demande comment doit être interprété l'observateur. Bien sûr, selon Everett, la conscience n'est pas la solution. De plus, toujours d'après Everett, il n'y a pas de raison de contester la validité des appareils de mesure servant à mesurer les observations quantiques. Les appareils de mesure sont, par exemple, des plaques photographiques. Ce sont des objets macroscopiques. Il donne l'exemple du système quantique constitué d'un objet et d'un observateur.

Pour saisir le problème, on peut penser à l'exemple du chat de Schrödinger avec les deux observateurs. Selon l'observateur 2, les objets quantiques sont le chat et l'observateur 1. Les deux objets, le chat et l'observateur 1, sont considérés comme étant isolés. Ils n'ont pas d'interactions avec l'extérieur. De plus, ils n'ont pas d'interactions avec l'observateur 2. Le système total, qui est ici constitué de l'observateur 1 et du chat, doit respecter le processus 2 puisque le système n'est pas en interaction avec un objet ou un appareil de mesure à l'extérieur de celui-ci. Maintenant, supposons que l'observateur 1, qui est dans le système total, fasse une mesure. Il a été remarqué dans le problème de la mesure de l'état du chat de Schrödinger que l'observation de l'état du chat conduit à une superposition d'états macroscopiques du point de vue de l'observateur 2. Selon l'observateur 2, lorsque l'observateur 1 regarde l'état du chat, vivant ou mort, il n'y a pas de discontinuité. Ceci veut dire que l'observateur 2 ne perçoit pas le processus 1. Alors, Everett souhaite pouvoir exprimer, au moyen du deuxième processus, la prise de mesure du système total quantique constitué de deux

systèmes quantiques sachant que l'observateur 1 est l'un des deux systèmes et que l'autre est le chat. Par commodité, souvent, il est exprimé qu'un système quantique dans un système total est un sous-système. Comme ici, le chat, qui est mesuré, est considéré comme un sous-système du système total. De plus, l'appareil de mesure ou, ici, l'observateur 1, est considéré aussi comme un système quantique. Suivant cette idée, l'appareil de mesure serait un sous-système du système. Ce vocabulaire permet d'avoir une meilleure formulation créant, de ce fait, une plus faible ambiguïté.

Dans le cas où l'observateur 2 remarque une discontinuité lorsque l'observateur 1 regarde le chat dans la boîte, selon le processus 1, on doit avoir une interprétation différente d'un système total si l'un des deux sous-systèmes est un observateur. Si c'est le cas, nous rencontrons le problème de l'observateur soulevé au chapitre précédent. Everett voudrait que l'état de l'observateur 2 ne s'effondre pas en fonction de l'observation, ou non, de l'observateur 1 sur l'état vivant ou l'état mort du chat. Afin d'argumenter ces dernières lignes, Everett mentionne qu'on ne peut pas avoir d'observateur en dehors de l'univers en supposant que l'univers est fermé. C'est le contraire pour la mécanique quantique conventionnelle qui utilise un observateur externe et qui permet l'effondrement de la fonction d'onde dans un état propre de la grandeur mesurée. De plus, il ajoute qu'il est difficile de concevoir le processus qui se passe, d'après l'interprétation de Copenhague, dans la nature afin de produire une transition discontinue d'état physique en un autre. Dans ce cas, la fonction d'onde  $\psi$ , qui est générale en décrivant l'état du système, lors de la prise de mesure, s'effondre pour devenir un vecteur propre, avec une certaine probabilité.

### 3.3 La proposition d'une nouvelle interprétation

Everett propose un premier regard sur les systèmes physiques quantiques isolés. Comme pour la théorie quantique conventionnelle, la théorie proposée est une théorie

quantique complète. Elle ne nécessite pas de variables cachées comme la théorie de l'onde pilote. De plus, elle se base seulement sur la nature ondulatoire, donc l'équation de Schrödinger. Everett mentionne qu'il doit seulement exister le processus 2 à l'intérieur de cette théorie. Le processus 1 doit être exclus. Il souhaite éliminer la discontinuité du processus 1. Par la suite, il postule que tous les systèmes physiques qui possèdent un observateur externe, comme dans la théorie quantique conventionnelle, peuvent être exprimés comme des systèmes entiers et isolés. Donc, il n'y a pas d'observateur à l'extérieur d'un système physique et de l'univers. Puisque l'univers est fermé et qu'il n'y a pas d'observateur externe, l'univers agit comme un système quantique et il possède sa fonction d'onde. Alors, Everett incorpore l'observateur au système. Selon lui :

*The interpretation only comes after an investigation of a logical structure of the theory. Here as always the theory itself sets the framework for this interpretation.* [43, p. 142]

Peu importe la théorie, nous avons toujours besoin d'un modèle mathématique afin d'exprimer les notions et les observations expérimentales. Dans ce modèle mathématique, il faut avoir la capacité d'exprimer l'interaction entre deux ou plusieurs systèmes quantiques. Everett mentionne que les interactions peuvent agir comme des prises de mesures.

### 3.4 Les états relatifs

L'observateur, qui est un sous-système du système total, exprime le résultat à partir de sa mesure à lui et non en fonction d'une autre personne ou bien d'un autre appareil de mesure. Puisque la mesure est exprimée par l'observateur lui-même, le résultat perçu par celui-ci lui est relatif. Everett appelle cela le concept d'état relatif. Un état qui est relatif aux autres. L'état du sous-système mesuré par l'observateur est relatif à l'observateur. Le choix de la base vectorielle utilisée par l'observateur

n'a pas d'importance. Ceci est introduit au deuxième chapitre à l'équation 2.3 ; la base vectorielle peut être changée en une autre base de vecteurs sans perturber le système quantique. Supposons que  $\mathcal{V}$  est un espace vectoriel de dimension  $N$  et que  $\{|u_i\rangle, i = 1, 2, \dots, N\}$  représente une base de  $\mathcal{V}$ . De plus,  $|\psi\rangle$  est un vecteur quelconque non nul de  $\mathcal{V}$ . Nécessairement,  $|\psi\rangle$  et les  $|u_i\rangle$  sont linéairement dépendants. C'est dire qu'on peut écrire :

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^N a_i |u_i\rangle \quad (3.1)$$

Tous les vecteurs d'états peuvent être représentés par une somme de vecteurs. Everett a supposé que la mécanique quantique doit être interprétée selon la mécanique ondulatoire, même pour les systèmes composés. Afin de bien visualiser le principe d'état relatif, Everett a fait un exemple dans sa thèse de doctorat. Il propose un système total composé de deux sous-systèmes,  $S_1$  et  $S_2$ , qui sont associés aux espaces d'Hilbert,  $H_1$  et  $H_2$ , pour chacun des sous-systèmes. Par correspondance, le sous-système  $S_1$  est associé à l'espace d'Hilbert  $H_1$  et le deuxième sous-système,  $S_2$ , est associé à l'espace d'Hilbert  $H_2$ . L'espace d'Hilbert est l'espace vectoriel où le vecteur représente l'état du système. Il est important de mentionner que les deux espaces d'Hilbert sont indépendants, comme nous allons le voir à l'instant au moyen du produit tensoriel. Puisque les espaces sont indépendants, on peut conclure que les états qui représentent les deux sous-systèmes sont complètement orthogonaux. En d'autres mots, il n'est pas possible d'établir une connexion mathématique entre les deux sous-systèmes puisqu'ils sont indépendants.

On considère maintenant que les deux sous-systèmes,  $S_1$  et  $S_2$ , constituent un système global  $S$ . Selon le formalisme de la mécanique quantique, l'espace d'états de  $S$  est le produit tensoriel de  $H_1$  et  $H_2$ , c'est-à-dire :

$$H = H_1 \otimes H_2 \quad (3.2)$$

Lors de l'interaction entre les deux sous-systèmes, qui peut constituer une mesure,

les deux sous-systèmes deviennent corrélés l'un avec l'autre. De ce fait, il y a une superposition d'états. L'état total peut être écrit sous la forme suivante où l'on utilise ici la notation d'Everett :

$$\psi^S = \sum_{i,j} a_{i,j} \xi_i^{S_1} \eta_j^{S_2} \quad (3.3)$$

Ici, les vecteurs  $\xi_i^{S_1}$  constituent une base de  $H_1$  et les vecteurs  $\eta_j^{S_2}$  une base de  $H_2$ . Bien entendu, la base  $\xi_i^{S_1}$  permet de représenter l'état du premier sous-système  $S_1$ , et la base  $\eta_j^{S_2}$  l'état du deuxième sous-système  $S_2$ . Si nous analysons l'équation 3.3, l'état total  $\psi^S$  décrit le système total. En connaissant le système total, on peut déduire que les états des sous-systèmes  $S_1$  et  $S_2$  ne sont pas indépendants même si les deux espaces restent indépendants. Une exception consiste en la situation où tous les coefficients  $a_{i,j}$  sont nuls sauf un. Si les états ne sont pas indépendants, alors il existe une corrélation entre les deux systèmes. De ce fait, il est possible de connaître l'état d'un des sous-systèmes sans le mesurer, il nous suffit seulement de connaître l'état de l'autre sous-système puisqu'il y a une corrélation entre les deux. Il y a une corrélation des états un à un. Donc, on peut représenter un sous-système relativement à l'autre, d'où le principe d'état relatif qu'on peut écrire sous la forme :

$$\psi(S_2; \text{rel}\xi_k, S_1) = N_k \sum_j a_{k,j} \eta_j^{S_2} \quad (3.4)$$

où  $N_k$  est une constante de normalisation. L'état relatif 3.4 est indépendant du choix de la base dans  $S_2$ .

À partir de ceci, nous pouvons faire un lien avec la théorie quantique conventionnelle, qui possède un observateur externe, où l'état de la particule quantique est dans un état qui est relatif à l'observateur. Peu importe le choix de la base en  $S_1$ ,  $\{\xi_i\}$ , il est toujours possible de représenter l'état total du système  $S$  comme une superposition d'états. Chacune des superpositions d'états de la base en  $S_1$ , correspond à l'état relatif

exprimé à l'aide de  $S_2$ . À partir de l'équation 3.4, on peut réécrire 3.3 sous la forme :

$$\psi^S = \sum_i \frac{1}{N_i} \xi_i^{S_1} \psi(S_2; \text{rel}\xi_i, S_1) \quad (3.5)$$

qui est une représentation utilisée fréquemment. Everett résume la situation comme suit :

*There does not, in general, exist anything like a single state for one subsystem of a composite system. Subsystems do not possess states that are independent of the states of the remainder of the system, so that the subsystem states are generally correlated with one another. One can arbitrarily choose a state for one subsystem, and be led, to the relative state for the remainder. Thus we are faced with a fundamental relativity of states, which is implied by the formalism of composite systems. It is meaningless to ask the absolute state of a subsystem—one can only ask the state relative to a given state of the remainder of the subsystem.* [43, p. 143]

Ce qui est important de retenir de ce résumé, c'est qu'Everett ne reconnaît pas, en général, l'existence de n'importe quel état comme celui d'un simple état pour un sous-système d'un système composé. Les sous-systèmes ne possèdent pas d'états qui sont indépendants des états du système restant. De ce fait, il est possible de faire une correspondance entre un sous-système et un autre. Ils sont corrélés l'un avec l'autre. On peut choisir un état arbitraire pour un sous-système et mettre à l'état relatif le reste du système. Cependant, nous faisons face à des états relatifs fondamentaux qui sont impliqués par le formalisme des systèmes composés. Ceci est sans signification pour attribuer un état absolu du sous-système. On peut seulement attribuer l'état relatif à donner au reste du sous-système. En d'autres mots, on ne peut pas imposer le choix des bases indépendantes dans lesquelles les deux sous-systèmes vont être exprimés.

Selon le résumé d'Everett, on possède le choix de l'état de base qui va donner une description du restant du système à l'aide de l'état relatif. Cependant, on ne

peut pas spécifier de façon unique la base de cet état du sous-système. On peut donner l'exemple d'un électron. Il possède des états pour son spin, vers le haut  $| \uparrow \rangle$  ou vers le bas  $| \downarrow \rangle$ , et des états pour son impulsion ; à chaque impulsion de grandeur différente lui correspond un état spécifique. On note que le nombre d'états possibles pour l'impulsion est infini. Par la suite, si l'on décide de grossir le système quantique en introduisant un deuxième électron, la base se complexifie beaucoup. Si on regarde seulement le spin, l'ensemble des deux électrons va posséder quatre états de base,  $[(| \uparrow \rangle)(| \uparrow \rangle)]$ ,  $[(| \uparrow \rangle)(| \downarrow \rangle)]$ ,  $[(| \downarrow \rangle)(| \uparrow \rangle)]$  et  $[(| \downarrow \rangle)(| \downarrow \rangle)]$ , tout ceci sans y inclure les états de l'impulsion. Si l'on augmente l'objet quantique à un petit objet macroscopique, comme par exemple un dé à jouer, sachant qu'un dé contient des milliards de particules quantiques, alors peut-on connaître les états de base d'un dé ? Si oui, peut-on calculer sa fonction d'onde ? Le défi est immense ou même irréalisable. On peut faire une approximation du nombre de particules, mais pour énoncer les états de base, il faut en connaître le nombre total. Dans l'exemple du spin de l'électron seulement, il existe  $2^n$  états possibles où  $n$  est le nombre d'électrons. Il est facile d'imaginer le nombre d'états possibles pour un simple petit dé à jouer.

Nous allons voir, avec le développement mathématique proposé par Everett, que l'état total n'a pas d'effondrement. Il est important de comprendre que l'état total change en fonction de l'équation linéaire de Schrödinger. C'est comme dans la situation où l'interaction de la prise de mesure, quand l'appareil de mesure est incorporé au système, ne produirait pas l'effondrement de l'état du système total. Donc, le développement mathématique des états relatifs d'Everett, à l'aide de la mécanique ondulatoire, permet d'utiliser l'interaction pour une mesure à l'aide du processus 2 seulement. Il n'y a plus de processus 1, celui qui représente l'effondrement de la fonction d'onde. Si vous préférez, il n'y a plus de discontinuité.

### 3.5 Le modèle d'un bon observateur

Dans la suite de son article, Everett fait le développement d'un modèle qui serait un bon observateur. Dans le modèle d'Everett d'un bon observateur, celui-ci doit avoir la capacité de changer d'état lors de la prise de mesure en fonction de la valeur de la grandeur scalaire perçue. L'observateur doit posséder une mémoire qui donne une correspondance de ses expériences du passé. Comme dans les expériences décrites par la mécanique quantique conventionnelle, lors de deux prises de mesures sur un même système dans un intervalle de temps passablement court, les valeurs de mêmes grandeurs physiques observées doivent rester identiques. Deux mesures successives du spin d'un électron restent identiques. Selon la théorie quantique conventionnelle, l'effondrement de la fonction d'onde met le système dans un état propre de l'opérateur de projection, et si l'on effectue une deuxième fois la même mesure, la valeur de la grandeur physique reste la même. Puisqu'Everett souhaite exprimer une formulation plus générale de la mécanique quantique, il doit tenir compte des phénomènes observés. C'est la raison pour laquelle il impose à l'observateur une mémoire des interactions quantiques passées sinon, il serait difficile de faire une connexion avec la théorie quantique conventionnelle. La mémoire de l'observateur d'Everett doit pouvoir être connue et doit être incorporée à un modèle mathématique logique et simple. Puisqu'il souhaite connaître les expériences passées dans sa mémoire, il faut que l'observateur ait la possibilité d'enregistrer les valeurs des grandeurs physiques. De plus, l'observateur idéal devrait aussi permettre que sa mémoire des résultats des expériences antérieures soit observée avant de faire d'autres expériences. Selon Everett, il est possible de retrouver de tels comportements chez un observateur même si cela semble complexe. D'autre part, l'observateur doit pouvoir donner une description de la fonction d'onde. Il est important de noter que la fonction d'onde, selon Everett, représente la réalité. La fonction d'onde qui caractérise l'observateur est de la forme :

$$\psi_{[A,B,\dots,C]}^O \quad (3.6)$$

Les symboles majuscules  $A, B, \dots, C$  sont en fait les grandeurs scalaires qui constituent les valeurs des mesures qui sont dans sa mémoire. L'ordre dans lequel les grandeurs scalaires correspondent est le même que l'ordre des prises de mesures. Donc,  $A$  serait la valeur du résultat de la première expérience et  $C$  serait la valeur du résultat de la dernière expérience.

### 3.6 Le processus de la mesure

Une fois que le modèle d'un bon observateur est créé, il faut expliquer en quoi consiste une bonne mesure, ou bien une mesure parfaite. Une bonne observation doit associer, à une valeur bien définie  $\alpha_i$  d'une grandeur physique  $A$ , un état final caractéristique de l'observateur dont l'état initial est donné par  $\psi^O$ . Selon le formalisme des états relatifs, une prise de mesure d'un premier sous-système, l'observateur, sur un autre sous-système, l'objet quantique mesuré, est une forme d'interaction. Cette interaction provoque éventuellement une intrication, souvent appelée intrication quantique, qui fait qu'on ne peut pas séparer les sous-systèmes comme en mécanique classique.

Le système total est l'ensemble de chacun des sous-systèmes. Pour un système quantique et un observateur, l'état initial s'exprime de la façon suivante :

$$\psi^{S+O} = \varphi_i \psi_{[...]}^O \quad (3.7)$$

L'indice  $S$  désigne le sous-système mesuré ( $\varphi_i$  est la fonction propre associée à  $\alpha_i$ ) et l'indice  $O$  désigne le sous-système correspondant à l'observateur. Dans cette équation, il n'y a pas eu de mesure de faite. Initialement, les deux sous-systèmes sont indépendants. Suite à l'interaction entre les deux sous-systèmes, ce qui correspond à la prise

de mesure, l'équation 3.7 devient :

$$\psi^{S+O'} = \varphi_i \psi_{[\dots\alpha_i]}^O \quad (3.8)$$

Dans le cas de l'équation 3.8, l'état initial du système est un vecteur propre de la grandeur physique  $A$  avec la valeur propre  $\alpha_i$ . L'état final, après l'interaction, enregistre cette valeur. La valeur de la grandeur scalaire mesurée est représentée par la valeur propre  $\alpha_i$  du vecteur propre  $\varphi_i$ . Donc, le coefficient  $\alpha_i$  caractérise la valeur propre de l'état  $\varphi_i$ .

Il est possible de faire une généralisation si l'objet quantique mesuré n'est pas dans un état propre par rapport au sous-système qui correspond à l'observateur. Grâce à la définition donnée auparavant d'un bon observateur, on peut déduire le résultat. Alors, on possède la possibilité de connaître comment les états vont être transformés. Dans le cas où le sous-système, qui constitue l'objet quantique observé, n'est pas dans un état propre initialement, les solutions de l'équation d'onde peuvent être superposées pour donner l'état final. Dans ce cas ci, l'état initial du sous-système mesuré est donné par  $\sum_i a_i \varphi_i$  puisqu'il n'est pas dans un état propre. L'état final ou, plus exactement, la fonction d'onde finale va devenir sous la forme :

$$\psi^{S+O'} = \sum_i a_i \varphi_i \psi_{[\dots\alpha_i]}^O \quad (3.9)$$

La forme de l'équation 3.9 est possible parce que l'équation de Schrödinger est une équation linéaire qui a des solutions continues. L'équation 3.9 contient une superposition d'états différents de l'observateur.

Si le système initial contient plusieurs sous-systèmes, il peut aussi se trouver dans une superposition d'états. Dans l'exemple suivant, on a  $n + 1$  sous-systèmes. Nous avons alors  $n$  sous-systèmes qui peuvent être mesurés et un sous-système qui sert d'appareil de mesure. Ceci permet de faire une généralisation. Les systèmes initiaux avant la mesure sont notés par  $S_1, S_2, \dots, S_n$  et les états indépendants de ceux-ci sont

$\psi^{S_1}, \psi^{S_2}, \dots, \psi^{S_n}$ . L'état initial du système global est donné comme :

$$\psi^{S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \psi^{S_1}\psi^{S_2}\dots\psi^{S_n}\psi_{[\dots]}^O \quad (3.10)$$

Si l'on effectue une mesure du premier sous-système, l'état initial exprimé dans l'équation 3.10 va devenir l'état final :

$$\psi'^{S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \sum_i a_i \varphi_i^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots\alpha_i]}^O \quad (3.11)$$

Le coefficient  $a_i$  peut être déterminé en utilisant le produit scalaire  $a_i = \langle \varphi_i^{S_1} | \psi^{S_1} \rangle$ . De plus, les états  $\varphi_i^{S_1}$  sont les fonctions propres de la grandeur physique mesurée. Il est intéressant de remarquer que le produit scalaire, pour trouver le coefficient  $a_i$  dans le concept d'état relatif, est le même pour la probabilité d'obtenir une valeur dans la théorie quantique conventionnelle ou bien celle qui postule l'effondrement de la fonction d'onde. Everett énonce deux règles pour obtenir la fonction d'onde finale du système global :

Règle 1 L'observation d'une grandeur  $A$ , avec fonction propre  $\varphi_i^{S_1}$ , dans un système  $S_1$  par un observateur  $O$ , va transformer l'état total initial en un état final selon l'évolution suivante :

$$\psi^{S_1}\psi^{S_2}\dots\psi^{S_n}\psi_{[\dots]}^O \longrightarrow \sum_i a_i \varphi_i^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots\alpha_i]}^O \quad (3.12)$$

Comme auparavant,  $a_i = \langle \varphi_i^{S_1} | \psi^{S_1} \rangle$ .

Supposons maintenant qu'il y ait une deuxième mesure sur le système total, plus précisément sur le deuxième sous-système qui est  $S_2$ . L'état initial est maintenant le membre de droite de l'équation 3.12, qui est dans un état de superposition. Pour obtenir l'état final, on applique le même procédé à chaque élément de la superposition. Cela veut dire qu'il faut appliquer le même procédé pour chaque  $\varphi_i$ . Puisque la fonction

d'onde totale ne s'effondre pas vue d'un observateur extérieur, la deuxième mesure doit respecter tous les éléments de la superposition et se comporter indépendamment du reste des éléments.

Règle 2 La règle 1 doit être appliquée séparément à chaque élément de la superposition des états totaux du système. Les résultats superposés servent à trouver l'état total final. Conformément à la première règle, l'observation d'une deuxième valeur  $B$ , avec fonctions propres  $\eta_j^{S_2}$  sur  $S_2$  par un observateur  $O$ , transforme l'état total en un état final :

$$\sum_i a_i \varphi_i^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots \alpha_i]}^O \longrightarrow \sum_i a_i \varphi_i^{S_1} \sum_j b_j \eta_j^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots \alpha_i, \beta_j]}^O \quad (3.13)$$

L'on remarque que la partie de gauche de l'équation 3.13 est exactement la partie de droite de l'équation 3.12. Donc, durant la deuxième mesure, les éléments de la superposition de la première mesure sont conservés. Le membre de droite de l'équation 3.13 peut s'écrire comme :

$$\sum_{i,j} a_i b_j \varphi_i^{S_1} \eta_j^{S_2} \psi^{S_3} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots \alpha_i, \beta_j]}^O \quad (3.14)$$

Le coefficient  $b_j$  est calculé de façon similaire à  $a_i$ , soit :  $b_j = \langle \eta_j^{S_2} | \psi^{S_2} \rangle$ . L'équation 3.14 est seulement l'application de la première règle sur tous les éléments de superposition de la première mesure.

À partir des deux règles mentionnées précédemment, qui découlent directement du principe de superposition, on donne une façon convenable pour la détermination des états totaux finaux. Les valeurs des grandeurs perçues sont objectives c'est-à-dire que tous les observateurs s'accordent sur elles, dans ce cas-ci, le ou les observateurs sont toujours dans un des états propres suite à la prise de mesure possédant ainsi une valeur propre.

### 3.7 L'application du processus de mesure sur plusieurs systèmes quantiques et sur plusieurs observateurs

On peut revenir au cas où il y a seulement une observation, comme dans le cas où il y a seulement un sous-système qui est observé et un sous-système qui observe. L'observateur mesure la grandeur de la propriété  $A$ , dont les fonctions propres sont  $\varphi_i$ . Le système total  $S$  est dans l'état initial  $\psi^S$  et l'observateur est dans l'état initial  $\psi_{[...]}^O$ . Le résultat final de la mesure est dans un état de superposition représenté par :

$$\psi'^{S+O} = \sum_i a_i \varphi_i \psi_{[\dots\alpha_i]}^O \quad (3.15)$$

Il est important de rappeler qu'il n'y a plus d'indépendance entre les sous-systèmes même si les espaces des sous-systèmes sont indépendants. Les deux sous-systèmes deviennent corrélés de manière un à un. Le processus de la mesure dans le principe des états relatifs produit une intrication quantique. Pour chaque élément de la superposition,  $\varphi_i \psi_{[\dots\alpha_i]}^O$ , l'état du sous-système qui constitue l'objet est dans un état propre de l'observation. De plus, le sous-système de l'observateur permet seulement de décrire comment il perçoit la valeur mesurée du sous-système de l'objet. Puisque les deux sous-systèmes sont indépendants initialement, il est très peu probable que ces deux mêmes sous-systèmes soient dans des états propres initialement. Une fois que les deux sous-systèmes sont corrélés après l'interaction, on peut interpréter que la mesure a été faite. C'est le cas pour une mesure seulement.

Considérons maintenant le cas où le sous-système, qui constitue l'observateur, entre en interaction à nouveau avec le même sous-système initial, il y a donc une deuxième prise de mesure. Selon la théorie quantique conventionnelle, deux prises de mesures sur un même système quantique donnent la même valeur de la grandeur scalaire physique. À partir des règles mentionnées précédemment, il est possible d'obtenir

la valeur de la deuxième mesure. À l'aide de la deuxième règle, on obtient l'état total après la deuxième observation comme étant :

$$\psi''^{S+O} = \sum_i a_i \varphi_i \psi_{[\dots, \alpha_i, \alpha_i]}^O \quad (3.16)$$

Comme pour la première mesure, chaque élément  $\varphi_i \psi_{[\dots, \alpha_i, \alpha_i]}^O$  décrit l'état propre du sous-système qui constitue l'objet quantique observé. Dans ce cas ci, puisque le résultat de la mesure est exactement le même, alors les indices dans l'accolade sont identiques. Donc, le sous-système de l'observateur obtient les mêmes résultats. Ceci donne les mêmes résultats que la mécanique quantique conventionnelle. Les deux théories obtiennent une bonne interprétation et offrent de bonnes prédictions théoriques. Puisque le résultat de la mesure est le même lors de la deuxième mesure, tous les états propres,  $\varphi_i$ , de la grandeur physique dans le résultat de la superposition finale sont répétés. Cette répétitivité est une conséquence du fait qu'après une observation relative du sous-système pour un état d'observateur particulier, cette observation répète la valeur propre correspondant à la mesure précédente.

Par la suite, Everett développe une situation quelque peu différente. Au lieu de mesurer le même sous-système plusieurs fois, on va mesurer plusieurs sous-systèmes identiques préparés selon la même procédure. Dans la totalité des mesures, c'est le sous-système qui correspond à l'observateur qui va prendre les mesures. Comme auparavant, l'observateur est représenté par la fonction initiale  $\psi_{[\dots]}^O$ . On choisit de mesurer une propriété quelconque. Dans sa thèse, Everett utilise la grandeur physique  $A$ . Donc, l'état initial est  $\psi^{S_1} = \psi^{S_2} = \dots = \psi^{S_n} = \sum_i a_i \varphi_i$  pour chacun des sous-systèmes mesurés. Ici, les  $\varphi_i$  sont les vecteurs propres de  $A$ . Ceci permet d'écrire la fonction totale initiale avant la première prise de mesure, après la préparation du système :

$$\psi_0^{S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \psi^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots]}^O \quad (3.17)$$

Ici, l'indice 0 sur  $\psi$  correspond au fait qu'il y a, au début, zéro mesure prise sur les

sous-systèmes par l'observateur. Par question de commodité et de simplicité, on suppose que les sous-systèmes sont dans l'ordre numérique de 1 à  $n$ , donc  $S_1, S_2, \dots, S_n$ . À partir de la première règle mentionnée ci-haut, l'état du système total, après la première mesure, devient :

$$\psi_1^{S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \sum_i a_i \varphi_i^{S_1} \psi^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots \alpha_i^1]}^O \quad (3.18)$$

La grandeur scalaire observée est  $\alpha_i^1$  où l'exposant 1 désigne le résultat de la mesure du sous-système numéroté par 1. Ensuite, on mesure le deuxième sous-système à partir de la deuxième règle ce qui donne :

$$\psi_2^{S_1+S_2+\dots+S_n+O} = \sum_{i,j} a_i a_j \varphi_i^{S_1} \varphi_j^{S_2} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots \alpha_i^1 \alpha_j^2]}^O \quad (3.19)$$

La grandeur scalaire ici observée est  $\alpha_j^2$ . Ceci correspond au deuxième sous-système sur une grandeur  $A$  par rapport à la fonction propre  $\varphi_j$ . On peut appliquer de nouveau, autant de fois qu'on le souhaite, la mesure sur les sous-systèmes jusqu'à concurrence de  $n$ . Avec la généralisation de la deuxième règle, on obtient après  $r$  mesures :

$$\psi_r = \sum_{i,j,\dots,k} a_i a_j \dots a_k \varphi_i^{S_1} \varphi_j^{S_2} \dots \varphi_k^{S_r} \psi^{S_{r+1}} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\dots \alpha_i^1 \alpha_j^2 \dots \alpha_k^r]}^O \quad (3.20)$$

L'état final  $\psi_r$  est ainsi une superposition d'états qui ont la forme :

$$\psi'_{i,j,\dots,k} = \varphi_i^{S_1} \varphi_j^{S_2} \dots \varphi_k^{S_r} \times \psi^{S_{r+1}} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\alpha_i^1 \alpha_j^2 \dots \alpha_k^r]}^O \quad (3.21)$$

Chacun de ces états est unique et ils décrivent l'observateur avec une séquence de mémoire définie représentée par  $\alpha_i^1 \alpha_j^2 \dots \alpha_k^r$ . Relativement au sous-système correspondant à l'observateur, les états des sous-systèmes mesurés sont les fonctions propres  $\varphi_i^{S_1}, \varphi_j^{S_2}, \dots, \varphi_k^{S_r}$ . Il est important de noter que le restant des sous-systèmes non mesurés reste inchangé. Cela correspond au fait que les sous-systèmes  $S_{r+1}, \dots, S_n$  n'ont pas eu d'interaction avec le sous-système  $\psi^O$  qui sert d'observateur.

Chaque élément,  $\psi'_{i,j,\dots,k}$ , est unique dans la superposition finale. Chacun de ceux-ci décrit un état où le sous-système de l'observateur a une apparence de séquence aléatoire des résultats pour toutes les observations effectuées. De plus, les sous-systèmes mesurés sont toujours inclus à l'intérieur des fonctions propres attribuées aux observations. Par la suite, il est possible de faire une mesure sur un sous-système déjà mesuré, soit un sous-système,  $S_l$ , duquel on a obtenu une valeur de grandeur  $\alpha_j^l$  auparavant. Cependant, il faut qu'elle soit incluse dans la mémoire à nouveau. Ceci va mettre la mémoire de l'observateur dans la séquence  $[\alpha_i^1, \alpha_j^l, \dots, \alpha_k^r, \alpha_j^l]$ . Il est important de noter que les états de la mémoire sont corrélés. La valeur dans la séquence de la mémoire,  $\alpha_j^l$ , est la même que celle observée ultérieurement par le même sous-système. La fonction propre  $\varphi_j^l$  est la même pour les deux observations. C'est le principe de la répétitivité de la mesure dans la théorie quantique conventionnelle qui peut être perçu. De plus, cette mémoire devrait donner la description par l'observateur d'un élément typique de la superposition. Il est important de noter qu'à chaque fois qu'un sous-système est mesuré, il se retrouve toujours dans un état propre. Selon Everett, la première mesure d'un sous-système mène ce sous-système à sauter dans l'un des éléments de la superposition qui est un état propre, le tout dans un mode aléatoire. Ceci fait une certaine correspondance avec la théorie quantique conventionnelle. Le mode aléatoire dans la théorie d'Everett ressemble beaucoup au premier processus, discontinu, qui est utilisé dans la théorie quantique conventionnelle. La théorie d'Everett et la théorie quantique conventionnelle décrivent l'observateur comme étant dans un élément typique de la superposition finale et c'est pour cela qu'on ne sens pas cette séparation.

Dans la théorie d'Everett, un élément de la superposition correspond à un monde. De plus, dans tous les éléments ou toutes les séquences du processus d'observation, il y a un système physique seulement qui décrit correctement l'observateur. Ce système physique ne possède pas d'état global unique qui pourrait apporter de l'information supplémentaire. De plus, le système physique, qui est l'observateur, ne sera jamais en superposition d'états. Chaque élément de la superposition décrit l'observateur possé-

dant un état bien défini, lui donnant ainsi une correspondance au système des sous-systèmes mesurés. À chaque observation qui se succède, les états de l'observateur se séparent en branche dans le même nombre d'états différents. Chaque branche représente une donnée différente de la mesure et est en correspondance avec les états propres pour l'état du système objet. Ceci correspond à la multiplicité. Comme mentionné par Everett dans l'article sur les états relatifs :

*Each branch represents a different outcome of the measurement and the corresponding eigenstate for the object-system state. All branches exist simultaneously in the superposition after any given sequence of observations.*

Il est dit ci-haut qu'il existe un saut quantique lors du processus de mesure dans la théorie d'Everett. Selon la théorie d'Everett, dans chaque terme de la superposition l'état du sous-système que constitue l'observateur est toujours dans un état propre de l'observation ainsi que le sous-système mesuré. Donc, ceci implique que la nature de la configuration de la mémoire d'un observateur, pour une séquence de mesures, n'est pas une séquence linéaire. Cette séquence non linéaire de la configuration de la mémoire peut être comparée au postulat de l'effondrement de la fonction d'onde de la théorie quantique conventionnelle. Everett, dans sa théorie, compare cette séquence non linéaire de la configuration de la mémoire aux branches d'un arbre. Dans un modèle d'arbre parfait, toutes les branches se terminent au même endroit. L'arbre présenté ici est une synthèse d'un arbre parfait où il y a une séparation des noeuds seulement en deux branches. Dans la représentation de cet arbre, on peut déduire qu'il est équiprobable d'arriver à une extrémité qu'on appelle aussi noeuds externes ou noeuds terminaux. De plus, la séquence n'est pas linéaire. Il est important de noter que, dans les systèmes physiques quantiques, il n'y a pas seulement deux valeurs possibles lors d'une prise de mesure. L'impulsion d'un électron en contient en principe une infinité, alors que pour le spin il y a seulement deux valeurs.

L'arbre représente tous les résultats possibles qui possèdent des trajectoires différentes. De plus, toutes les données possibles, les noeuds, existent simultanément dans la superposition finale. Elles sont indépendantes et possèdent un coefficient de proba-

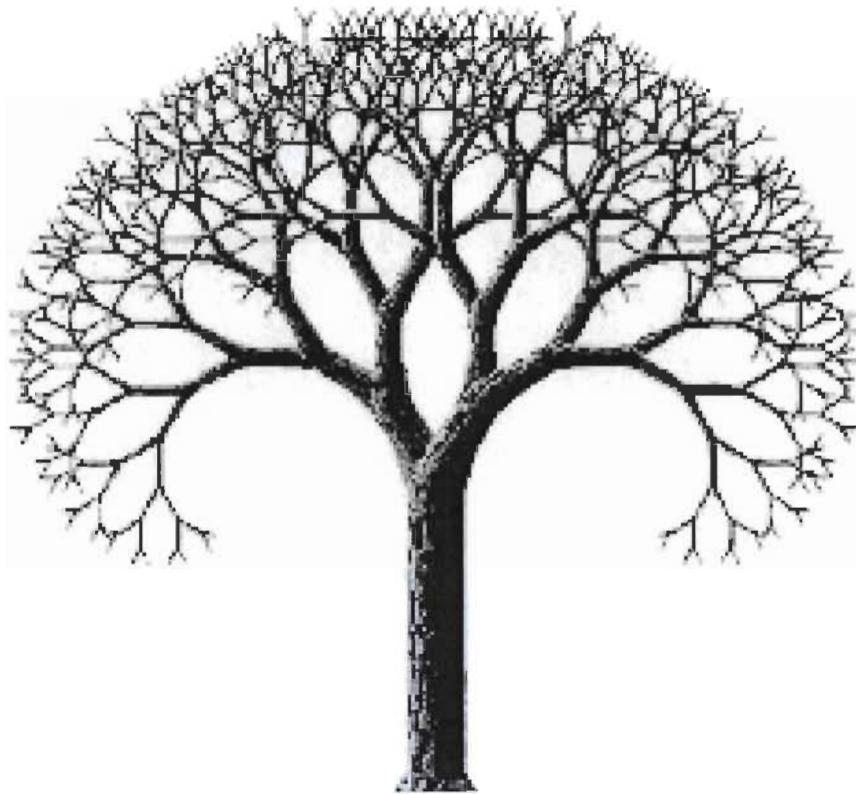


FIGURE 3.1 -- *Les branches correspondant à la prise de mesure*

bilité qui est utilisé dans le modèle mathématique. Il est important de noter que les branches ne peuvent pas communiquer entre elles et elles sont aussi réelles les unes que les autres. Selon Everett, à partir des mémoires qu'on connaît, les branches ne peuvent pas continuer indéfiniment, elles sont limitées par la capacité de la mémoire.

Le modèle mathématique est très analogue à la mécanique classique statistique. Celle-ci applique, premièrement, une mesure sur les trajectoires des systèmes dans l'espace des phases en plaçant la mesure elle-même dans l'espace des phases. Les trajectoires de la configuration de la mémoire, qui peuvent sembler à priori aléatoires, sont reliées au choix de la mesure, ou bien, de la grandeur physique mesurée. Néanmoins, le choix de la mesure spécifique utilisée peut être justifié par le fait que c'est le seul choix pour lequel la conservation de la probabilité tient et il est possible de faire des déductions statistiques raisonnables. Donc, le but est de faire un lien entre le déve-

loppelement de la mécanique classique statistique et la mécanique quantique statistique. Ceci va permettre de déterminer les probabilités des trajectoires possibles de l'observateur. Comme pour l'arbre montré précédemment, les choix possibles correspondent aux branches de l'arbre. De plus, les trajectoires sont en branches, lesquelles sont non linéaires pour chaque succession de mesures. Il est important que la probabilité soit en tout temps conservée. Pour avoir des conditions analogues à la conservation de la probabilité dans le cas classique, on demande que la mesure assignée à la trajectoire à un temps donné égale la somme des mesures de ses branches à un temps postérieur. Ceci est précisément la condition additionnelle qu'on impose et qui détermine uniquement le choix de la mesure de l'amplitude au carré. Selon Everett, la procédure est justifiée autant qu'elle l'est pour la mécanique classique statistique. Ainsi, la mesure est assignée au  $i, j, \dots, k^e$  élément de la superposition de l'équation 3.22 :

$$\varphi_i^{S_1} \varphi_j^{S_2} \dots \varphi_k^{S_r} X \psi^{S_{r+1}} \dots \psi^{S_n} \psi_{[\alpha_i^1 \alpha_j^2 \dots \alpha_k^r]}^O \quad (3.22)$$

qui doit être égale à la valeur suivante qu'Everett appelle le poids :

$$M_{ij\dots k} = (a_i, a_j \dots, a_k)^* (a_i, a_j \dots, a_k) \quad (3.23)$$

À l'état de l'observateur, avec la configuration de la mémoire  $\alpha_i^1 \alpha_j^2 \dots \alpha_k^r$ , est assignée la mesure  $a_i^* a_i a_j^* a_j \dots a_k^* a_k = M_{ij\dots k}$ . On voit immédiatement que ceci est un produit de mesures nommé :

$$M_{ij\dots k} = M_i M_j \dots M_k \quad (3.24)$$

Ici, chaque  $M_l$  est équivalent au produit du complexe conjugué de son élément de mémoire  $a_l$ . Donc,

$$M_l = a_l^* a_l \quad (3.25)$$

La mesure assignée à la séquence particulière de la mémoire  $a_i^*a_ia_j^*a_j \dots a_k^*a_k = M_{ij\dots k}$  est simplement le produit de la mesure pour les composantes individuelles de la séquence de la mémoire. À partir de ceci, on peut inférer que la théorie de la probabilité est équivalente à la mesure théorique mathématique. Par la suite, Everett mentionne qu'il est important de garder à l'idée que tous les résultats devront être retournés au sens de la mesure théorique.

L'exemple qui a servi au développement mathématique était pour des systèmes indépendants et identiques. La séquence d'observation donnait les résultats d'une seule caractéristique du système, soit les valeurs de la grandeur physique  $A$ . Il est possible de faire le même développement mathématique pour une séquence arbitraire. Il suffirait d'appliquer successivement les règles 1 et 2 avec une écriture des séquences de mesures plus générales de la même manière que présentée auparavant. On peut donc résumer la situation en déclarant que la séquence d'observation est arbitraire. Donc, ces observations peuvent être faites sur le même ou différents systèmes, et ce, dans n'importe quel ordre. Il est possible de faire cette approche dans le cas où le nombre d'observations de chaque quantité dans chaque système est très grand. Avec ce résultat obtenu, on peut mentionner que :

*Except for a set of memory sequences of measure nearly zero, the averages of any functions over a memory sequence can be calculated approximately by the use of the independent probability given by Process 1 for each initial observation, on a system, and by the use of the usual transition probabilities for succeeding observations upon the same system. In the limit, as the number of all types of observations goes to infinity the calculation is exact, and the exceptionnal set has measure zero. [43, p. 149]*

Si on se limite à ce modèle mathématique pour faire les calculs des moyennes sur des séquences de mémoires par des probabilités assignées à des éléments individuels, on obtient très précisément la théorie quantique conventionnelle de l'observateur externe, le processus 1. Ce principe des états relatifs respecte aussi le principe d'incertitude d'Heisenberg. D'ailleurs, cette prédiction est bonne pour presque toutes les séquences

de mémoires. Donc, toutes les prédictions de la théorie utilisée apparaîtront vraies à l'observateur dans presque toutes les séquences de mémoires même avec le principe d'incertitude d'Heisenberg. En particulier, le principe d'incertitude n'est jamais violé à partir de la dernière mesure sur un sous-système donnant toute l'information possible à propos de l'état relatif du sous-système correspondant à l'observateur. Cependant, il est important de noter qu'il y a une corrélation indirecte entre les premiers résultats d'observations et les observations qui suivent par rapport à cette incertitude. Toutes observations sur une propriété de grandeur physique  $B$ , entre deux mesures consécutives de la propriété de grandeur physique  $A$ , détruiront la correspondance un à un entre l'état antérieur et l'état postérieur de la mémoire pour un résultat  $A$ . De ce fait, l'incertitude d'Heisenberg est respectée. Ainsi, pour les observations que fait le sous-système de l'observateur et qui alternent de grandeurs physiques différentes, il y a, et doit y avoir, une limitation fondamentale sur les corrélations entre les états de la mémoire pour les mêmes valeurs de grandeurs physiques observées. Ces limitations expriment le contenu du principe d'incertitude.

### 3.8 Plusieurs observateurs

Par la suite, Everett explique dans son article le cas où le système total possède plus d'un seul observateur. Donc, on est dans le cas où plusieurs sous-systèmes, qui sont des observateurs, interagissent avec un ou plusieurs autres sous-systèmes. Selon Everett, il n'y a aucune restriction. Il s'agit d'une simple communication entre deux observateurs. La communication peut être vue comme une simple interaction qui crée une corrélation entre les parties de la configuration de la mémoire d'un sous-système et celle d'un autre sous-système, d'un observateur à un autre observateur. Quand les observateurs, les systèmes d'observation, sont ainsi posés, ils sont exprimés de la même manière que l'on a vue auparavant dans ce chapitre. En utilisant les règles 1 et 2 mentionnées plus haut, on trouve que tous les éléments de la superposition finale

peuvent être représentés à l'aide des états relatifs. Everett considère trois situations où l'on risque d'avoir besoin du principe des états relatifs pour établir la communication de résultats de grandeurs physiques simples ou multiples entre deux sous-systèmes, en l'occurrence des observateurs.

1. La première situation, considérée par Everett, représente le cas où plusieurs observateurs font la mesure d'une même grandeur associée à un sous-système. Tous les observateurs sont en accord avec la valeur de la grandeur physique mesurée lorsqu'ils communiquent leur résultat de mesure. On peut exprimer ceci en faisant un exemple. Alice et Bob, deux observateurs, mesurent le spin d'un électron selon l'axe  $x$ . Supposons qu'Alice perçoit la valeur positive pour le spin de l'électron selon l'axe  $x$ . Bob fait l'expérience après Alice. Dans sa prise de mesure, il obtient un spin positif lui aussi selon le même axe qu'Alice, soit l'axe des  $x$ . Après leur prise de mesure respective, Alice demande à Bob quel est le spin obtenu lors de sa prise de mesure. Bob lui répond qu'il a obtenu un spin positif dans l'axe des  $x$ . Donc, les observateurs peuvent communiquer entre eux sur des prises de mesures observées préalablement. Il est aussi vrai si on prend l'exemple où Alice prend la mesure du spin et mentionne à Bob le résultat obtenu. Par la suite, Bob prend la mesure sur le même électron. Même si Alice a mentionné à Bob le résultat de la mesure avant qu'il mesure lui-même l'électron, Bob va obtenir exactement le même résultat de la mesure du spin.
2. La deuxième situation met en évidence deux mesures de grandeurs physiques qui ne commutent pas. Premièrement, on laisse un observateur, Alice, faire une mesure de grandeur physique  $A$  sur un sous-système donné. Elle obtient et enregistre le résultat obtenu. Par la suite, on laisse un observateur, Bob, faire une mesure sur ce même sous-système. Cependant, Bob mesure la grandeur physique  $B$ . Cette grandeur physique  $B$  ne commute pas avec la grandeur physique  $A$ . Il obtient et enregistre le résultat obtenu. Finalement, on laisse Alice faire une mesure sur le même sous-système qu'auparavant. La troisième mesure, qui est la deuxième mesure d'Alice, est selon la grandeur physique  $A$  à nouveau. Le résultat final d'Alice, lors de sa deuxième mesure, n'a aucune corrélation avec sa première

mesure. Ceci est très bien compris selon la mécanique quantique conventionnelle. On peut donner l'exemple de la mesure d'un électron. Si l'on fait trois mesures sur le spin d'un électron, premièrement en  $x$ , deuxièmement en  $y$  et finalement en  $x$ , la dernière mesure du spin en  $x$  n'a pas nécessairement la même valeur de la première mesure en  $x$ . Donc, la mesure selon l'axe  $x$  et la mesure selon l'axe  $y$  donnent la description de propriétés physiques d'un électron qui ne commutent pas. De ce fait, on peut exprimer ceci en mentionnant que la mesure selon l'axe  $y$  efface toutes les propriétés physiques de ce sous-système, ou particule, qui ne commutent pas avec cette observation. C'est le cas pour le principe d'incertitude d'Heisenberg. Ce principe physique implique qu'un système physique ne peut être connu sous une certaine incertitude pour deux grandeurs physiques qui ne commutent pas. Heisenberg a remarqué qu'on ne peut pas connaître la position et l'impulsion exactement, il y a une incertitude.

3. La troisième situation met en évidence un système composé de deux sous-systèmes corrélés. Ceci correspond à la situation examinée par Einstein, Podolsky et Rosen. Initialement, l'état du système total est connu. Le système total se sépare en deux sous-systèmes. Les deux sous-systèmes sont corrélés. Premièrement, on laisse Alice faire une mesure d'une grandeur physique quelconque sur le premier sous-système. Par la suite, on laisse Bob faire lui aussi une prise de mesure d'une grandeur physique quelconque. Cependant, l'observation de ce dernier est faite sur le deuxième sous-système. Il est important de rappeler que les deux sous-systèmes sont corrélés parfaitement. Finalement, on laisse Alice faire la même observation, qui donne la même grandeur physique et le même sous-système que lors de sa première prise de mesure. L'observation retenue par Alice, lors sa deuxième prise de mesure, est conforme avec sa première prise de mesure. Donc, dans les deux cas d'observation d'Alice, les valeurs des grandeurs physiques sont conservées. Ceci est vrai indépendamment du choix de la grandeur physique de Bob sur le deuxième sous-système. Peu importe le choix des grandeurs physiques de chacun des observateurs, il n'a pas d'effets sur une deuxième prise de mesure d'une même grandeur, sur un même sous-système et

par le même observateur. Les deux sous-systèmes qui n'interagissent plus sont posés comme étant isolés et corrélés l'un par rapport à l'autre.

Il est possible de faire plusieurs modèles d'exemples de mises en situation entre les prises de mesures de sous-systèmes par l'entremise d'autres sous-systèmes, qui constituent les observateurs, à l'intérieur de ce cadre théorique présenté par Everett. Les résultats du formalisme des états relatifs sont en accord avec le formalisme de l'observateur externe, c'est-à-dire la mécanique quantique conventionnelle, dans tous les cas où cette familiarité s'applique. Pour conclure ces exemples d'observations, l'évolution continue de la fonction d'état d'un système composé dans le temps donne un modèle mathématique complet pour le processus de la mesure. Le développement mathématique fait par Everett est présenté avec un observateur idéalisé.

### 3.9 Analyse des états relatifs

Everett termine sa thèse en mentionnant que la théorie basée sur la mécanique ondulatoire est conceptuellement simple. C'est une théorie causale. De plus, cette théorie permet de donner des résultats qui n'entrent pas en contradiction avec l'expérience. Les prédictions sont en accord avec l'expérience. Il est intéressant de remarquer que cette théorie constitue un cadre dans lequel on peut investiguer en détail, mathématiquement et conceptuellement, plusieurs sujets passablement complexes. Ces complexités des sujets quantiques paraissent dans le processus de la mesure et de l'interaction de quelques observateurs. Des objections ont été données dans le passé à la mécanique quantique conventionnelle. Pour remédier à ces objections, on doit inclure des postulats à la théorie. La formulation de l'observateur externe dans la théorie quantique conventionnelle utilise le postulat de la probabilité. Ce postulat implique que la probabilité d'un système, ou sous-système, est imposée. Les observations expérimentales démontrent les probabilités de certaines expériences au lieu de découler de la théorie elle-même. La formulation de l'état relatif proposée par Everett ci-haut

répond aux objections de la mécanique quantique conventionnelle. Elle retient tout le contenu de la formulation de la mécanique quantique conventionnelle. La théorie justifie, d'une façon pratique, l'utilisation de l'interprétation de la probabilité comme une aide à faire des prédictions pratiques. Cette forme de cadre permet de comprendre le fondement de cette interprétation. D'une manière différente, on peut dire que la théorie quantique présentée par Everett est une superthéorie. Celle-ci permet d'inclure la théorie de la mécanique quantique conventionnelle. Elle dépasse la formulation usuelle de l'observateur externe avec une habileté de comprendre d'une façon logique la réalité indépendante, ce qui est contraire à la réalité objective qui est présentée par la plupart des autres formalismes impliquant les théories quantiques. La formulation de l'état relatif peut être appliquée à toutes les formes de mécaniques quantiques qui contiennent un principe de superposition. Cette formulation utilise un cadre théorique et conceptuel qui permet la quantification de la nature qui, rappelons-le, était le but d'Everett. À partir de ceci, il serait possible de faire un lien avec la théorie de la relativité générale. Dans le cas ici présent, les théories sont générales et les deux théories ne nécessitent pas l'espace à trois dimensions plus un paramètre de temps. Cependant, elles permettent, de façon relative, de nous présenter leur structure à l'aide de nos conceptions physiques développées par l'esprit humain. Le formalisme invite à construire une première théorie formelle et à supporter, par la suite, une interprétation statistique. Cette méthode devrait être particulièrement utile pour l'interprétation de la théorie des champs où il n'est pas question de séparer un observateur et le système d'objet. Ils sont représentés d'une manière simple, un champ. N'importe quelles règles d'interprétation peuvent être déduites de la théorie elle-même. Pour finir, Everett mentionne qu' hormis tous les avantages pratiques de la théorie, il reste d'intérêt intellectuel que les assertions statistiques de l'interprétation habituelle n'ont pas le statut d'hypothèse indépendante. Cependant, on peut déduire, à partir de la mécanique quantique ondulatoire, que la théorie est dépourvue complètement de postulats statistiques. Ce qui peut sembler être des postulats peut être tiré de la théorie elle-même.

### 3.10 La théorie de la fonction d'onde universelle

Dans son cheminement, Everett élabore son principe d'état relatif dans le livre de DeWitt et Graham, publié en 1973, *The theory of the universal wave function*. Pour commencer, Everett débute par expliquer comment la fonction d'onde peut être modifiée, premièrement par la prise de mesure (processus 1) et ensuite, à travers un changement d'états avec le temps dans un système isolé par un opérateur linéaire (processus 2). Il explique la problématique dans la situation où il y a plus d'un observateur. La mise en situation est qu'il pose un système-objet  $S$  avec un observateur  $A$ . Les deux sont inclus dans un système qu'Everett appelle  $A + S$ . Ce système entier est observé par un autre observateur  $B$ . Selon l'auteur,  $B$  devrait donner une description quantique complète du système. Dans cet exemple, l'auteur prétend que le système devrait agir comme le deuxième processus même s'il y a un observateur à l'intérieur du système. De ce fait, Everett suppose que ce ne soit pas le processus 1 qui doit être vu, car il n'y a pas d'effondrement de la fonction d'onde vu par  $B$ . Everett remarque qu'il y a un paradoxe dans la théorie quantique dans le cas où il y a plus d'un observateur. Nous avons d'ailleurs énoncé ce problème au chapitre 2. On doit donc chercher une modification appropriée de cet arrangement, ou un système d'interprétation complètement différent. Il suggère plusieurs alternatives afin de résoudre ce paradoxe.

Voici les cinq alternatives :

1. On doit postuler qu'il doit y avoir un seul observateur dans l'univers.
2. On doit limiter l'application de la mécanique quantique seulement si elle n'est pas appliquée à un observateur, à un appareil de mesure, ou bien, à un objet qui approche la dimension macroscopique.
3. On doit enlever la possibilité que  $B$  puisse décrire le système  $S + A$ .
4. On doit abandonner la prise de position que la fonction d'état est une description complète du système.

5. On doit assumer la validité universelle de la description quantique par l'abandon complet du processus 1. La validité de la mécanique ondulatoire, sans assertion statistique, est assumée pour tous les systèmes physiques, incluant l'observateur et l'appareil de mesure. Le processus d'observation doit être décrit complètement par la fonction d'état d'un système composé qui inclut le système-objet et l'observateur. Il est important de comprendre que le système-objet est exactement la même chose que le sous-système mesuré.

Everett favorise la cinquième alternative. Il explique qu'il y a une corrélation entre les sous-systèmes d'un système composé qui est décrit par la fonction d'état. Il mentionne plusieurs fois que les sous-systèmes ne sont pas indépendants, ils sont corrélés. Il émet l'hypothèse de considérer l'observateur comme un sous-système du système composé. Après l'interaction entre les deux sous-systèmes, il y a une superposition d'états, chaque élément de la superposition d'états définit l'état de l'observateur relativement à l'état du système-objet. Par la suite, il fait un retour sur les états relatifs. Il explique quelques propriétés des états relatifs. En prenant la partie gauche de l'équation 3.5,  $\psi(S_2; \text{rel}\xi_k, S_1)$ , Everett mentionne une première propriété. Cette propriété est que  $\psi(S_2; \text{rel}\xi_k, S_1)$  est unique. Cela veut dire qu'il n'y a pas de dépendance sur le choix de la base  $\xi_k$ . Le sous-système, qui est mesuré, est intriqué avec l'autre sous-système, qui est, quant à lui, l'observateur. Ceci constitue un des problèmes d'interprétation de cette théorie. Le problème de la base privilégiée est l'un des plus grands problèmes. Il n'est pas possible d'exprimer le système total dans une base privilégiée, il faut toujours l'exprimer en fonction d'un état  $\xi_k$  qui est arbitraire. La seconde propriété est que  $\psi(S_2; \text{rel}\xi_k, S_1)$  donne correctement l'espérance conditionnelle de toutes les opérations qui constituent une mesure du sous-système  $S_1$ , conditionné par l'état du sous-système  $S_2$ . L'espérance conditionnelle représente la probabilité qu'un événement soit mesuré sur un système quantique connaissant son état initial. Ensuite, Everett rajoute que, pour n'importe quelle base orthonormée d'un sous-système, l'état du système composé est une simple superposition des éléments des états de la base donnée et de l'état relatif dans l'autre sous-système. Il met entre parenthèses que les états relatifs ne sont pas nécessairement orthogonaux. Everett mentionne qu'il est impos-

sible de trouver l'espérance marginale pour toutes les opérations de mesures à l'aide du concept de l'état relatif pour un état donné de  $S_1$ . L'espérance marginale est la probabilité d'une grandeur physique quantique en connaissant l'état total initial sans connaître l'un des deux sous-systèmes. Cependant, il admet qu'il y a toujours des états mixtes ou états mélangés. Il mentionne que la distinction entre l'état mixte, nommé  $\psi_{rel}^{\theta_j}$ , et l'état pur,  $\psi$ , est qu'il n'y a pas de phénomènes d'interférences entre les différents états d'un mélange. Il représente ce mélange par un opérateur densité ou matrice densité. Cette matrice densité est un opérateur hermitique.

Dans la section suivante, Everett fait le développement mathématique afin de définir l'information à partir d'un certain opérateur. À partir de cette définition, il montre que pour un  $\psi$  fixé, l'information de tous les opérateurs non dégénérés ayant la même base de vecteurs propres est la même. Cependant pour les opérateurs dégénérés, il suggère la multiplication des amplitudes au carré sur les valeurs propres associées. Donc, il conclut que les opérateurs non dégénérés représentent un plus grand raffinement et possèdent plus d'informations. Alors, ils sont plus simples à traiter.

De plus, il fait le développement mathématique pour un système  $S$  possédant deux sous-systèmes  $S_1$ , et  $S_2$ , qui sont corrélés. Ceci reflète simplement l'indépendance de la corrélation sur n'importe quelle mesure d'information ou bien, n'importe quelle grandeur physique. Cette corrélation des deux sous-systèmes montre qu'il existe une quantité unique, il l'appelle corrélation canonique. Ensuite, Everett mentionne que les opérateurs densités ont des éléments diagonaux seulement. Il est important de retenir que ceci est vrai si l'opérateur densité d'un premier sous-système est indépendant de la base vectorielle du deuxième sous-système. Cette représentation est nommée représentation canonique. De ce fait, il démontre qu'il est toujours possible de représenter l'état  $\psi^S$  par une simple superposition :

$$\psi^S = \sum_{i,j} a_{i,j} \xi_i^{S_1} \eta_j^{S_2} \quad (3.26)$$

où le  $\xi_i$  et le  $\eta_j$  constituent une base orthonormée des états pour les deux sous-systèmes  $S_1$  et  $S_2$  respectivement. La représentation canonique implique que les deux matrices densités possèdent les mêmes éléments des deux sous-systèmes. Par la suite, Everett explique la conception de la mesure. Dans la section où Everett parle de la mesure, il explique qu'il n'y a pas de distinction fondamentale entre un appareil de mesure et un autre système physique ou sous-système physique. Il considère la mesure comme simplement un cas spécial d'interaction entre systèmes physiques. Il prend en considération que les deux systèmes sont indépendants,  $\psi^S = \psi^{S_1}\psi^{S_2}$ . Après l'interaction des systèmes, l'indépendance est immédiatement détruite et les systèmes sont corrélés. Il mentionne que l'on peut représenter le système composé comme une représentation canonique. Avec un temps infini d'interaction, la limite montre que la corrélation d'un sous-système à un autre sous-système existe et qu'elle est indépendante de l'état initial. Cependant, lorsque le temps n'est pas infini, on a seulement une mesure approximative. Everett fait le même développement mathématique que dans son article. Il conclut que, si le temps est grand, les états relatifs du système offrent une meilleure représentation de la probabilité des valeurs propres. De plus, Everett explique que, si le système est dans un état propre, l'état de l'appareil de mesure va être changé de la façon suivante :  $\phi_i^S\psi_0^A \longrightarrow \phi_i^S\psi_i^A$ . Cependant, si le système est dans une superposition d'états, il va être changé de manière différente :  $\sum_i a_i\phi_i^S\psi_0^A \longrightarrow \sum_i a_i\phi_i^S\psi_i^A$ . Cette dernière représente la solution générale. Ce résultat est valide peu importe la taille de l'appareil de mesure.

Par la suite, Everett tente de traiter le problème de l'observation. Une des choses qu'il fait, c'est de considérer l'observateur comme un système physique. Everett considère l'observateur aussi comme une machine quantique contenant une mémoire pour enregistrer plusieurs résultats. La séquence de la mémoire, lors de l'enregistrement, se fait dans l'ordre chronologique des valeurs dues aux prises de mesures. S'il y a une répétition des valeurs propres, c'est qu'après la première observation, l'état relatif de l'observateur est le vecteur propre correspondant. La situation statistique qu'il trouve est très similaire à la mécanique classique statistique. Everett rajoute que si le

nombre d'interactions va vers l'infini, le calcul de la probabilité est exact. De plus, il rajoute que le principe d'incertitude n'est pas violé. Il exprime ceci en disant qu'un système physique standard respecte toujours le principe d'incertitude et lorsqu'il y a interaction, l'information est la même, donc si l'information est la même, le principe d'incertitude n'est pas violé.

Dans l'avant dernière partie de son article, publié en 1973, dans le livre de DeWitt et Graham, Everett mentionne que l'on peut interpréter l'observateur à l'aide de la fonction d'onde pour n'importe quelle théorie quantique où le principe de superposition d'états est maintenu. Il fait la remarque qu'il est difficile de comprendre les objets macroscopiques au niveau quantique. La fonction d'onde de ces objets comporte beaucoup de dimensions,  $3N$  dimensions où  $N$  représente le nombre de particules. De plus, il explique que pour les macro-objets, le paquet d'onde se déplace approximativement selon la mécanique classique. Dans cette sous section, Everett traite de la réversibilité et de l'irréversibilité. Il explique que le processus 1 est irréversible (prise de mesure) et le deuxième processus est réversible. De ce fait, il vient à la conclusion que le deuxième processus permet de contenir la même information du système. Cependant, c'est différent pour le premier processus. Ce processus implique qu'il y a une perte d'informations à cause de l'effondrement de la fonction d'onde. Everett fait allusion à ce que le processus réversible est similaire à la mécanique classique. Il mentionne qu'il y a une autre façon de voir l'apparence de l'irréversibilité à l'aide du deuxième processus. Il explique que le résultat obtenu est une superposition. Pour conclure avec cette sous section, il s'interroge sur le fait que le processus de la mesure implique une irréversibilité à l'aide d'une équation d'onde réversible, selon lui c'est un non-sens.

Dans ce dernier chapitre, Everett fait une énumération des interprétations alternatives que l'on peut faire. Il énonce celles-ci parce qu'un bon nombre d'auteurs ne sont pas satisfaits de la théorie quantique utilisée.

## 1. L'interprétation populaire

Il l'explique comme si  $\psi$  est un simple système à caractère objectif. C'est une

théorie déterministe et c'est elle qui sert à introduire la physique au niveau scolaire. De plus, il rajoute qu'elle est discontinue sous observation (écrasement de la fonction d'onde).

## 2. L'interprétation de Copenhague

Cette interprétation est développée par Bohr. La fonction  $\psi$  n'est pas vue comme une description objective d'un système physique. Elle est surtout utile pour faire des prédictions statistiques sans avoir de modèle conceptuel. Elle est souvent comparée à la mécanique classique.

## 3. L'interprétation des variables cachées

Ici, Everett mentionne que la fonction  $\psi$  n'est pas la description complète d'un système physique, car il y a des variables cachées. Cette théorie rajoute des paramètres qui offrent les mêmes prédictions que les autres théories. Cependant, c'est une théorie déterministe, de la même manière que la mécanique classique statistique. David Bohm a introduit un potentiel quantique et cette formulation satisfait l'équation de Schrödinger.

## 4. L'interprétation de procédé stochastique

Everett explique celle-ci en citant que le point de vue évoque que le processus fondamental de la nature est un processus aléatoire. Il trace le portrait de cette interprétation en mentionnant que les systèmes physiques existent en tout temps dans des états bien définis. Les sauts quantiques discontinus de la probabilité ne sont pas associés à la prise de mesure, mais elles font partie du fondement de la théorie.

## 5. L'interprétation de l'onde

Celle-ci propose que la fonction d'onde soit une entité fondamentale, et elle obéit en tout temps à la détermination de la fonction d'onde. Elle ressemble à celle tenue par Schrödinger.

### 3.11 Commentaires de Wheeler

Wheeler, le directeur de la thèse d'Everett, commente le travail de son élève dans la référence [95]. Pour commencer, Wheeler mentionne que la publication d'Everett sur les états relatifs met les principes de la mécanique quantique dans une nouvelle forme. Cette nouvelle forme devrait être utile à la théorie des champs. Wheeler ajoute qu'il facilite le traitement des systèmes physiques compliqués et que son développement mathématique est facilement applicable. De plus, Wheeler explique que la théorie de l'observation devient un cas spécial de la théorie de la corrélation entre les sous-systèmes. Par la suite, Wheeler souligne deux choses assez importantes :

1. Le schéma conceptuel de l'état relatif de la mécanique quantique est complètement différent du schéma conceptuel de l'observateur externe de la mécanique quantique standard.
2. Les conclusions, à partir de cette nouvelle théorie, ont complètement les mêmes correspondances dans les cas les plus familiers que les conclusions à partir de l'analyse usuelle.

Ensuite, Wheeler mentionne que la formulation standard de la mécanique quantique, c'est-à-dire l'observateur externe, est très utile pour les exemples avec une particule et l'est moins avec un appareil de mesure. De plus, il ajoute que, trop souvent, on interprète l'amplitude de l'onde comme un caractère classique du système. De ce fait, Wheeler pose que la formulation standard de la mécanique quantique provienne de concepts classiques. Par la suite, Wheeler propose d'utiliser le concept d'état relatif, car il donne un autre modèle à la mécanique quantique et il n'utilise pas de conceptions classiques. Il compare l'évolution de cette nouvelle vision de la mécanique quantique à celle de Newton qui, à son époque, énonça la théorie de la gravitation comme étant une action à distance qui se développa en une vision plus abstraite. Ensuite, Maxwell énonça que l'action à distance était un phénomène non naturel, mais bien dû à un champ. Finalement, Einstein énonça qu'il n'était pas acceptable de considérer certains caractères privilégiés, comme par exemple un certain système de coordonnées. C'est

cette mentalité qu'il a appliquée à la théorie de la relativité générale, et de ceci, à première vue, les bases entières de la mesure physique ont semblé s'effondrer. Selon Wheeler, la théorie d'état relatif d'Everett est la clef de l'interprétation de la physique au niveau de la mécanique quantique. Dans la théorie d'Everett, il n'y a pas de super observateur. L'observateur fait partie du système isolé. D'après Wheeler, le mot probabilité provient des termes classiques. Wheeler mentionne que la correspondance entre la théorie conventionnelle et l'état relatif est très bien détaillée et proche en mettant en référence l'article d'Everett sur les états relatifs. Il énonce aussi que le concept de la mesure est très simple et complet à l'aide de la théorie des états relatifs. Son opinion est la même lorsqu'il y a plusieurs observateurs. De plus, il ajoute que la théorie des états relatifs n'a pas été créée pour répondre à toutes les questions de la physique, mais permet de mieux conceptualiser la mécanique quantique à l'aide d'un autre point de vue, d'un point de vue relatif.

# Chapitre 4

## Mondes multiples et consciences multiples

Everett a explicité une vision de la multiplicité en faisant référence à un arbre. Chaque valeur de mesures correspond à un terme de la superposition de la fonction d'onde globale qui inclut le système observé et l'observateur. De plus, chacun de ces termes peut être représenté par les branches d'un arbre. Cependant, Everett n'a toutefois pas spécifié la nature des branches, ou si vous préférez, l'ontologie de celles-ci. Suite à l'idée des états relatifs d'Everett et de ces branches, certains chercheurs se sont questionnés par rapport à ce problème. Les idées proposées par ceux-ci, afin d'interpréter les branches, peuvent être résumées de la façon suivante :

1. *Les branches sont des mondes séparés et distincts.*
2. *Les branches sont des états de conscience distincts.*
3. *Les branches sont des secteurs décohérents de la fonction d'onde globale.*

Ce quatrième et avant-dernier chapitre sera consacré aux deux premières de ces interprétations, à savoir la théorie des mondes multiples et la théorie des consciences multiples.

## 4.1 Les mondes multiples

La proposition que les branches sont des mondes séparés et distincts, à propos des mondes multiples, a été faite par DeWitt. C'est ce qui sera présenté dans la première partie de cette section. Par la suite, je présenterai les apports et les critiques que différents auteurs ont faits sur le sujet des mondes multiples. Finalement, l'examen de deux problèmes liés à la théorie d'Everett sera fait : la probabilité et la base privilégiée.

### 4.1.1 La proposition de DeWitt

DeWitt [34] est le fondateur de la théorie des mondes multiples en 1970. Il a décidé de reprendre l'idée des états relatifs d'Everett qui avait été mise de côté. Il a poursuivi l'analyse qu'il a appelée "Many-Worlds". L'idée des états relatifs d'Everett a été oubliée pendant 13 ans. DeWitt a énoncé, dans l'introduction de son article, le problèmes de la mesure et la solution qu'il propose.

*... quantum theory is so contrary to intuition that, even after 45 years, the expert themselves still do not all agree what to make of it. The area of disagreement centers primarily around the problem of describing observations. Formally, the result of a measurement is a superposition of vectors, each representing the quantity being observed as having one of its possible values. The question that has to be answered is how this superposition can be reconciled with the fact that in practice we only observe one value. How is the measuring instrument prodded into making up its mind which value it has observed? Of the three main proposals for solving this dilemma, I shall focus on one that pictures the universe as continually splitting into a multiplicity of mutually unobservable but equally real worlds, in each one of which a measurement does give a definite result. Although this proposal leads to a bizarre world view, it may be the most satisfying answer yet*

*advanced.* [34, p. 30]

Selon DeWitt, il faut se poser les questions ; comment la superposition peut être vue en pratique et comment observe-t-on une seule et unique valeur ? En premier lieu, DeWitt mentionne que la façon la plus simple de poser le problème de la mesure dans la théorie quantique est de considérer seulement deux objets, le système quantique observé et l'appareil de mesure qui observe. L'appareil de mesure possède le même fonctionnement que dans le principe des états relatifs d'Everett. L'appareil de mesure possède une mémoire. Une accumulation d'idées d'Everett [43], Wheeler [95] et Graham [47], *The EWG metatheorem*, est présentée dans un des articles de DeWitt et il l'introduit de la manière suivante :

*Let us nevertheless try :*

1. *To take the mathematical formalism of quantum mechanics as it stands without adding anything to it*
2. *To deny the existence of a separate classical realm*
3. *To assert that the state vector never collapses.* [34]

L'interprétation de l'*EWG* de la mécanique quantique apporte une très grande contribution dans la philosophie des sciences. La théorie des mondes multiples fait un rappel sur la réalité indépendante, ou en d'autres mots, le réalisme naïf. L'un des avantages de la théorie des mondes multiples est qu'il peut faciliter la compréhension de la cosmologie quantique.

*It is significant that many of those who have taken the many-worlds interpretation seriously in recent years have been actively interested in quantum cosmology.* [52, p. 597]

Albert mentionne que la façon cohérente de voir la théorie des mondes multiples est de simplement poser la thèse où n'importe quel système physique, dans le monde, est un système de la mécanique quantique et que tous systèmes évoluent entièrement en accord avec les équations linéaires de la mécanique quantique. Ici, les équations linéaires font référence à l'équation linéaire de Schrödinger. [1]

Il est important de mentionner un petit résumé de la théorie des mondes multiples fait par d'Espagnat [28]. D'Espagnat discute de la théorie des états relatifs aussi appelée théorie des mondes multiples. L'une des idées-forces de celle-ci c'est d'avoir inclus les observateurs et leur conscience dans la théorie. Il énonce que tous les observateurs sont décrits par une fonction d'onde, qu'il appelle fonction d'onde de l'univers, et que cette fonction d'onde satisfait la règle d'évolution de la mécanique quantique et qu'il n'existe aucune réduction de ce paquet d'onde. Dans son modèle, la prise de mesure est faite de la même manière que dans le principe d'états relatifs énoncé par Everett et mentionné au chapitre précédent. Le vecteur résultant, il l'appelle l'état relatif. Dans un même ordre d'idées, il poursuit son argument en proposant que, suite à deux mesures consécutives, la représentation du résultat est le produit tensoriel de deux états, et ceux-ci représentent les états relatifs de l'instrument et les deux segments peuvent faire partie du même instrument. Cela veut dire que les deux états qui donnent les caractéristiques des propriétés du système mesuré donnent exactement les mêmes résultats. Alors, le branchement a eu lieu, mais aucune trace n'apparaît, donc aucune réduction du vecteur d'onde. On peut faire la même chose avec deux électrons corrélés et l'analyse va être la même. Pour ce qui est d'une solution de la non réduction du paquet d'onde, la théorie d'Everett réussit. L'approche d'Everett ne réduit pas l'esprit à un processus quantique ordinaire. Cependant, il y a deux grandes difficultés. La première, c'est de déduire strictement la règle de probabilité, et la seconde, de savoir ce qui détermine la base dans l'espace d'Hilbert, selon laquelle nos consciences se divisent en branches.

Dans la théorie des mondes multiples, la multiplicité est vue comme une séparation des valeurs possibles exprimées par l'observateur lors de la prise de mesure. Il est important de noter que la prise de mesure entre l'objet quantique et l'appareil de mesure peut être vue comme une intrication quantique. Exactement comme le principe d'états relatifs, on peut l'exprimer sous forme mathématique :

$$\psi^{S+O'} = \sum_i a_i \varphi_i \psi_{[\dots \alpha_i]}^O. \quad (4.1)$$

Lors d'une prise de mesure, tous les résultats possibles correspondent à un monde distinct.

*...the wave function of the apparatus takes the form of a packet that is initially single but subsequently splits, as a result of the coupling to the system, into a multitude of mutually orthogonal packets. [34, p. 30]*

Mettant les valeurs de grandeurs physiques comme des paquets d'ondes, chaque paquet se subdivise de façon orthogonale. Ceci est vrai pour toutes les valeurs d'une grandeur physique. La subdivision correspond à la superposition des valeurs lors de la prise de mesure. Plus loin dans le même article, DeWitt mentionne que :

*The universe is constantly splitting into a stupendous number of branches, all resulting from the measurementlike interactions between its myriads of components. Moreover, every quantum transition taking place on every star, in every galaxy, in every remote corner of the universe is splitting our local world on earth into myriads of copies of itself. (p. 33)*

Par la suite, il ajoute que :

*To the extent that we can be regarded simply as automata and hence on a par with ordinary measuring apparatuses, the laws of quantum mechanics do not allow us to feel the splits. (p. 33)*

On ne peut pas ressentir la séparation des mondes. La séparation est analogue aux branches d'un arbre. DeWitt définit cette séparation de la manière suivante :

*All are equally real, and yet each is unaware of the others. These conclusions obviously admit of immediate extension to the world of cosmology. Its state vector is like a tree with an enormous number of branches. Each branch corresponds to a possible universe-as-we-actually-see-it. (p. 34)*

*For many people, the decomposition does not represent an observation as having actually occurred. [35, p. 176]*

La décomposition spectrale est sujet à l'interprétation. Certains experts en mécanique quantique pensent que la superposition est un processus de mesure. Dans la théorie des mondes multiples, cette superposition est possible et elle est vraie. Chacune des valeurs, d'une certaine grandeur physique, est aussi vraie que toutes les autres, comme les mondes mentionnés auparavant. Cependant, il est intéressant de remarquer que les théories à objectivité forte doivent posséder une valeur spécifique. C'est ce que fait cette théorie des mondes multiples. Pour affirmer ceci, DeWitt énonce : «*No inconsistencies will ever arise, however, that will permit a given apparatus to be aware of more than one world at a time.* (p. 182)» Par la suite, il ajoute : «*The symbols that describe a given system, namely, the state vector and the dynamical variables, describe not only the system as it is observed in one of the many worlds comprising reality, but also the system as it is seen in all the other worlds.* (p. 182)» La multiplicité des mondes n'est pas un concept clair et précis pour tous les physiciens travaillant sur le sujet.

#### 4.1.2 Développement et critique de la proposition de DeWitt

Bell [16] fait un rappel sur la conception des mondes multiples en indiquant que le monde se divise comme une multiplicité du monde en différentes branches. Selon chaque branche, l'observateur doit avoir une configuration de mémoire donnée sans avoir conscience des autres branches. De plus, Bell ajoute qu'Everett essaie d'associer chaque branche à un temps donné avec les branches du passé comme dans un arbre.

Bell est contre cette vision de la mécanique quantique. Il avance qu'on n'a pas accès au passé, mais qu'on a accès seulement au présent en mécanique quantique. D'une manière conceptuelle, Bell voit la théorie des mondes multiples comme de la science-fiction. La notion du temps d'Everett ne fait pas référence à un temps connu de manière objective comme dans la conception de l'humain. Il fait référence à un ordre dans les corrélations entre les systèmes physiques qui correspondent à la prise

de mesure. Lorsque Bell mentionne qu'on n'a pas accès au passé, mais qu'on a accès seulement au présent en mécanique quantique, je suis en parfait accord. Cependant, Everett a formulé son observateur de façon à ce qu'il possède une mémoire. Cette mémoire fait partie du présent. De ce fait, on peut faire référence à une prise de mesure passée sans y avoir accès directement.

Healey [52] apporte une difficulté par rapport à la multiplicité. Selon lui, nous avons deux choix. Le premier est de considérer que la fonction d'onde, qui est continue, ne s'effondre jamais et le deuxième choix est d'appliquer la multiplicité comme la séparation des mondes dans la théorie des mondes multiples.

Selon Healey, il est difficile de concevoir comment les fonctions d'ondes individuelles causées par la séparation peuvent être équivalentes à la fonction d'onde de l'univers. Il exprime le problème de la façon suivante :

*At this point we face a choice between alternative ways of restoring consistency. One choice is to take the label “many-worlds” seriously, and to accept that strictly it is incorrect to speak of the wave-function of the universe; for actually after even a single measurement there will be many distinct universes, each with its own wave-function. But since (as is to be established) one can never have observational access to more than one of these branching universes, it is very natural to talk as if that were the only actual universe. Another choice is rather to take talk of the universal wave-function seriously, and then to accept that it is not really the universe which splits on measurement, but rather each object in the universe, or perhaps the state of each in the universe. One then goes on to explain that since (as is to be established) the multiple (states of) objects can never subsequently interact with one another in any way, for all practical purposes each total set of such (states of) objects might as well be considered as a separate universe. [52, p. 592]*

Une autre difficulté est la réversibilité du temps dans la description de la mécanique

quantique. D'après Healey, si l'on prend en considération l'interprétation d'Everett, la description de la mécanique quantique reste invariante lorsque le temps est inversé. L'argument utilisé par Healey est : «*that the universal wave-function always evolves in accordance with the time-dependent Schrödinger equation, since no measurements are ever performed on the entire universe from outside.* (p. 593)» D'un autre côté, il est possible de penser le contraire. Il fait part d'un commentaire qui fait référence à ceci : «*if the universe, or even (states of) all objects in it are constantly splitting, then the time-reversed description would be of a succession of fusions rather than fissions-and so the answer should surely be no.* (p. 593)» Il évoque une autre problématique. Avec l'expérience du chat de Schrödinger, la superposition quantique imposait une superposition des états au niveau classique. La superposition classique engendre une non conservation de la masse-énergie. Ceci veut dire qu'il peut exister deux chats dans la même boîte avec deux états différents et ainsi voir la quantité masse-énergie multipliée par le nombre de copies, de divisions. Healey donne l'exemple du proton : «*two protons generates a different Coulomb field from one proton.* (p. 595)» Comme mentionné auparavant par DeWitt, on ne peut pas ressentir la séparation.

Healey mentionne qu'il est possible d'interpréter la théorie des mondes multiples à l'aide d'un seul monde. «*It may seem perverse to count as a version of many-worlds interpretation an interpretation of quantum mechanics within a single actual world.* (p. 600)» Cette affirmation comporte une question philosophique, à savoir la définition d'un monde et surtout, d'un monde réel. Dans l'expérience du chat de Schrödinger, la superposition d'états quantiques implique la possibilité de deux mondes. Il est toujours possible de postuler qu'il existe un seul et vrai monde. Cependant, il faut effectuer une mesure sur le système afin d'éliminer la superposition. L'élimination de la superposition implique que nous avons suivi une branche particulière, qui est distincte des autres, correspondant au monde actuel dans lequel nous sommes. Healey fait part de son opinion sur le fait que la théorie des mondes multiples est très différente du point de vue conceptuel. «*The many-worlds interpretation of quantum mechanics is often considered metaphysically outrageous.* (p. 603)» L'avantage de considérer un seul

monde comme étant actuel est qu'il n'y a pas de fission ou de fusion. Ceci respecte l'équation linéaire de Schrödinger. Sur le sujet de la séparation, Healey énonce une notion importante : « *While the quantum mechanical interaction involved in any observation process does not split the system on which the observation is made, it does split the quantum state of this system, in following sense : after the interaction the system may have a different state from each of many different perspectives, and no perspective-independent state.* (p. 610) » La multiplicité se fait sur le système entier et non sur l'observateur seulement. Il ne faut pas oublier le concept d'états relatifs d'Everett. C'est le système total qui se superpose.

Selon Lee Smolin, la mécanique quantique peut être décrite par deux critères :

1. *Un système macroscopique est seulement une large collection de systèmes microscopiques quantiques*
2. *Il n'y a pas de différence entre l'interaction due à une prise de mesure ou d'autres interactions entre systèmes physiques.* [77, p. 439]

Ceci peut inciter à mentionner la complexité conceptuelle de la théorie des mondes multiples. Le processus de la séparation des mondes a lieu à chaque fois que deux objets, ou particules, quantiques entrent en interaction. L'interaction entre les milliards de particules contenues dans la pointe d'une mine de crayon, par exemple, ne peut pas être représentée d'une manière quantitative, c'est de là que la complexité conceptuelle de la théorie des mondes multiples provient. Malgré cette très grande difficulté conceptuelle, Smolin considère que la théorie des mondes multiples comporte des avantages.

1. *On n'a pas besoin d'un postulat de projection pour faire correspondre le calcul de la théorie quantique et l'expérimentation.*
2. *La notion de probabilité émerge directement du formalisme.*
3. *L'état quantique est décrit par l'équation de Schrödinger et est également applicable aux systèmes microscopiques et macroscopiques.*
4. *Le principe de prise de mesure ne joue pas un rôle fondamental dans la formu-*

*lation de la théorie. Il s'agit d'une interaction.*

5. *Le principe de ne pas avoir d'observateur externe aide à traiter l'interprétation pour la cosmologie quantique. (p. 450)*

Dans l'article de Deutsch [30], l'auteur signale qu'on doit énoncer une nouvelle théorie, qui soit universelle, pour des raisons pratiques, philosophiques et heuristiques. Il fait référence à la gravité et à la cosmologie quantique où l'interprétation conventionnelle échoue. Il faut avoir une théorie où l'appareil de mesure est incorporé au système. Il mentionne qu'Everett, avec la théorie des univers multiples, tente de résoudre ce problème en incorporant l'appareil de mesure au système. (p. 1-2) Selon Deutsch, une théorie physique est constituée de deux parties, un formalisme abstrait et une interprétation concrète. (p. 3)

En se référant à la théorie des mondes multiples d'Everett, Deutsch explique que le monde est décomposable en systèmes et en appareils de mesure. Ceci implique qu'à chaque monde on peut faire correspondre un appareil de mesure et que chacun de ces appareils possède un état différent. Par la suite, Deutsch, dans le même article, mentionne qu'il existe plusieurs notions d'indépendance et d'isolation de sous-systèmes. Il explique que l'indépendance dynamique est analogue à "isolé" en mécanique classique et que l'indépendance cinétique n'a pas d'équivalence en mécanique classique. L'indépendance dynamique peut être représentée par deux objets classiques isolés et dans le même champ, par exemple, le champ gravitationnel. Ceci est faux en mécanique quantique. En mécanique classique, après l'interaction de deux objets, on peut reconsiderer ces deux mêmes objets comme étant isolés et indépendants. L'indépendance cinétique est liée au fait qu'il n'y a pas eu d'interaction entre deux particules quantiques. S'il n'y a pas eu d'interaction, il n'y a pas eu d'intrication quantique. De ce fait, on ne peut pas exprimer l'état de la première particule en fonction de la deuxième. C'est le principe des états relatifs d'Everett. Tous les systèmes classiques sont indépendants cinématiquement. Afin de bien expliquer le terme d'indépendance cinématique, il indique que l'équivalent de celui-ci est de considérer deux systèmes ou deux sous-systèmes non corrélés. Avant la prise de mesure, le système et l'appareil

de mesure sont considérés comme cinématiquement indépendants dans le cas où la mesure est parfaite. (p. 8) Ces définitions servent à la théorie des états relatifs proposée par Everett, et de ce fait, ces définitions servent aussi à la théorie des mondes multiples. Il est important de retenir que ces notions sont très importantes dans la conception de la mécanique quantique. De plus, Deutsch mentionne aussi que, dans les théories quantiques, on doit exiger que l'interaction due à prise de mesure donne une valeur précise et ne perturbe pas le système. (p. 11) Selon Deutsch, ces deux critères ne doivent pas être inconsistants dans une théorie quantique.

Dans la théorie des mondes multiples, Deutsch stipule qu'il existe une copie de l'appareil de mesure dans chacun des mondes possibles. Cependant, il est important de comprendre que chaque valeur représente un monde. Donc, il existe un appareil de mesure dans tous les mondes ayant une valeur physique différente de celle des autres mondes. Chaque copie a un résultat différent. (p. 19) Par la suite, il est important de citer le huitième axiome de son article : «*The world consist of a continuously infinite-measured set of universes.*» (p. 20) À la même page, il ajoute : «*Each of these subsets, which I shall call branch, consists of a continuous infinity of identical universes. During the model measurement, the world has initially only one branch, and is partitionned into  $n_1$  branches. The branches play the same role as individual universes do in Everett's original version, but the probabilistic interpretation is now truly "built in."*» It is also sometimes claimed by proponents of the Everett interpretation that the quantum formalism admits only one interpretation.» La base de l'interprétation et la structure des branches doivent être continues avec le temps. Il y a seulement une structure possible de branches qui correspond au passé. À partir de cela, on peut déterminer la valeur à tout instant dans le passé. L'évolution du temps de chaque branche est indépendante des autres branches. (p. 28-29) Il finit par mentionner que, comme Everett, on ne peut pas ressentir la séparation des mondes comme on ne peut pas ressentir le déplacement de la Terre dans le modèle héliocentrique de Copernic. (p. 37)

Par la suite, il y a l'article de Bell [18]. Dans cet article, il mentionne que, par rapport à la théorie quantique conventionnelle, la théorie de l'onde pilote et la théorie des mondes multiples obtiennent les mêmes résultats. Quant aux mondes multiples, il affirme que c'est la théorie la plus extravagante de toutes en la comparant aux deux autres. Il mentionne l'expérience d'une plaque photographique. Selon cette théorie, il existe autant de mondes que d'endroits où l'électron peut arriver sur la plaque. Une fois que l'électron est arrivé à la plaque, il existe un seul et unique monde qui est indépendant des autres. Tous les autres mondes sont du passé, nous ne pouvons pas revenir en arrière et nous ne pouvons plus entrer en communication avec ces autres mondes. De la façon dont il présente cette théorie, cela ressemble à la théorie de l'onde pilote sans avoir la position de la particule, mais seulement son résultat. Donc, on peut faire allusion au fait que le résultat se réfère à la mémoire de l'observateur. Bell mentionne, en quelque sorte, que l'onde pilote postule la position en tout temps de la particule, ce qui veut dire la trajectoire classique tridimensionnelle. Quant à Everett, il postule la trajectoire de la mémoire de l'observateur, grâce à la formulation des états relatifs. À partir de l'état de l'observateur, il est possible de décrire le restant du système quantique étudié. Au lieu d'avoir la position connue comme dans la théorie de l'onde pilote, expliquée dans le deuxième chapitre, Bell établit que l'état de l'observateur, lors de la mesure, agit comme la variable cachée dans la théorie des mondes multiples.

Dans un autre article [19], Bell compare la théorie de l'onde pilote à celle d'Everett et il mentionne que la théorie de l'onde pilote de de Broglie et Bohm est la même chose à l'exception des trajectoires.

Selon Hughes [54], l'interprétation des mondes multiples est l'interprétation la plus extravagante et la plus poétique du cosmos et de la nature. Par la suite, il explique que, si deux observateurs font la même observation sur un même système, les deux observateurs auront la même grandeur mesurée. Cependant, l'état relatif du système par rapport à l'observateur ne sera pas le même état pour les deux observateurs. En faisant référence aux états relatifs d'Everett, il est aisé de comprendre que c'est une

théorie locale comparativement à la théorie de l'onde pilote.

Par la suite, il y a Donald [38] qui a travaillé sur le sujet des mondes multiples et des consciences multiples. Pour ce qui est de son travail sur la théorie des mondes multiples, il avance qu'Everett a développé une théorie comme une version de la mécanique quantique sans postulat d'effondrement de la fonction d'onde. Cette fonction d'onde est continue et c'est la vraie fonction d'onde de l'univers. L'apparence de l'effondrement peut être décrite comme une séparation des mondes. (p. 532) Il identifie l'un des problèmes qui est la mémoire. La séquence des prises de mesures peut être résolue en faisant une relation plus générale afin d'avoir une séquence des événements qui respecte l'arrangement de l'espace-temps. (p. 541) Donald mentionne qu'il est crucial d'imposer une flèche de temps sur les observations. De plus, il ajoute que cette flèche de temps est la plus grande difficulté encourue afin de réunir la théorie relativiste avec l'interprétation de la mécanique quantique. (p. 546)

Ensuite, il est important de noter que Clifton a travaillé lui aussi sur la théorie des mondes multiples [26]. Pour Clifton, les physiciens qui proposent la théorie des mondes multiples assument que l'interprétation d'un seul monde n'est pas parfaite. L'interprétation d'un seul monde ne permet pas l'enregistrement de données, car elle possède un seul passé et il n'y a pas d'interaction, donc il n'y a pas de mesure. Par la suite, Clifton mentionne que la théorie des mondes multiples doit être considérée comme une théorie complète. (p. 152) Selon lui, c'est nécessaire d'avoir une théorie complète, pour qu'elle se rapproche de la théorie de la relativité générale qui est le but d'Everett.

Ensuite, Barrett [13] explique que chaque observateur obtient un résultat de mesure bien déterminé. D'après lui, cela se produit à cause du monde de l'observateur qui se sépare, conformément aux mesures, en plusieurs mondes où chacun est habité par un observateur différent et chacun de ces observateurs est décrit par un terme différent selon le choix de la base privilégié. De ce point de vue, tous les éléments de la

superposition (toutes les branches) sont actuels et aussi réels que le reste. Cependant, Barrett mentionne qu'il est impossible de déduire la formulation conventionnelle de la mécanique quantique à partir de la mécanique ondulatoire sans incorporer quelque chose de non linéaire. Selon Barrett, le processus 1 doit être vu comme étant subjectif à l'observateur.

Par la suite, il y a Tipler qui a aussi travaillé sur le sujet [83]. Dans la section 2.1, il donne la définition d'un monde dans la théorie des mondes multiples. D'après lui, un monde, dans la théorie des mondes multiples implique seulement les concepts relatifs à nos expériences. Selon Tipler et *Many Worlds Interpretation, MWI*, le monde qui nous est défini possède un seul passé, un seul présent et une multitude de mondes dans un temps futur. Dans une autre section, section 4, il fait une réflexion semblable à celle de Vaidman. Dans une expérience de deux résultats possibles, *A* ou *B*, on donne une pilule qui endort juste avant l'expérience. Par la suite, l'observateur se réveille et ne sait pas quel est le résultat, ou quel est le monde, jusqu'à la prise de mesure. De ceci, il mentionne que la probabilité doit être postulée comme ceci : la probabilité d'une grandeur d'une expérience quantique est proportionnelle au total de mesures d'existence de tous les mondes qui contiennent cette grandeur. Selon Tipler, la pilule qui endort ne réduit pas la probabilité d'une grandeur quantique au concept familier de la probabilité dans un contexte classique.

Vaidman [84] mentionne que *MWI* n'est pas une théorie où il y a plusieurs mondes objectifs. Il pense que le formalisme mathématique de cette théorie ne donne pas la conception des mondes. Les mondes sont des conceptions subjectives des observateurs. De plus, tous les mondes sont inclus dans l'univers objectif dans lequel on vit. Il ajoute que le nom «les mondes multiples» n'est pas un bon vocabulaire pour décrire cette théorie, le mot «monde» peut porter à confusion dans la vie de tous les jours. (p. 245)

Ensuite, Vaidman explique l'expérience d'un faisceau de neutrons qui se divise. Lorsqu'il se sépare, le neutron passe par un des deux détecteurs. Vaidman avance que

l'on peut imaginer deux mondes possibles parce qu'il y a deux résultats possibles. Chacun des deux mondes fait correspondre, d'une manière différente, la position du neutron, l'état du détecteur, l'état d'esprit de l'expérimentateur, la mémoire, etc. (p. 246) Il explique l'expérience d'un faisceau de neutron qui se subdivise en deux. Il in-

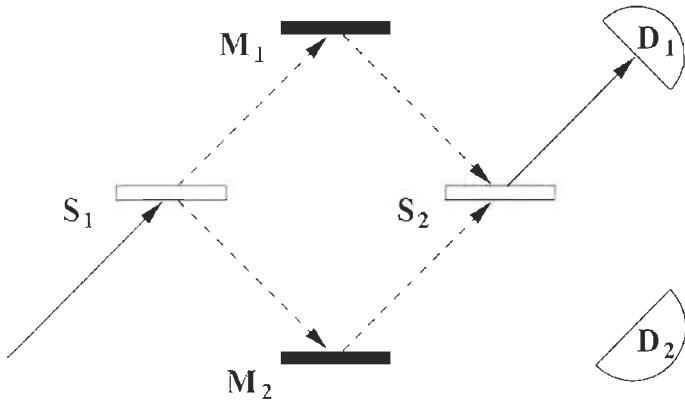


FIGURE 4.1 – Subdivision d'un neutron

dique que les deux trajectoires représentent deux mondes distincts. Quand le neutron passe par la surface  $S_1$  le faisceau se subdivise en deux. Le premier monde serait la trajectoire  $S_1M_1D_2$  et le deuxième monde serait  $S_1M_2D_1$ . Chacun des deux mondes implique des réactions en chaîne qui a pour effet d'être différent l'un de l'autre. On ne peut pas connaître dans lequel des deux mondes est le neutron jusqu'à la prise de mesure, et de ce fait, on peut imposer que l'autre monde est un jumeau du premier. Les théories quantiques actuelles ne permettent pas de savoir lequel est le bon monde. Vaidman mentionne que seul Dieu peut avoir une vision sur tous les mondes simultanément. Donc, il y a présence de deux mondes dans le même espace-temps. De plus, ces deux mondes n'entrent pas en interaction sinon il y aurait une collision au point  $S_2$ . Selon Vaidman, le neutron a l'intelligence de la présence de l'autre monde sinon il y aurait une probabilité non nulle d'avoir une interaction dans les deux détecteurs à la fois. Par la suite, on peut poser la question : si on utilise un appareil de Stern-Gerlach et qu'on subdivise un faisceau en deux selon le spin à un axe spécifique, qu'arrive-t-il ? Cela va créer deux mondes, un pour chaque spin. La particule, comme pour le neutron de Vaidman, possède une certaine intelligence afin de savoir son spin. Si on recombine

les deux faisceaux, est-ce que les deux mondes vont se recombiner pour former un seul et même monde ? ou bien il va s'agir de deux mondes complètement distincts qui ne sont pas en interaction et qui vont posséder exactement, et en superposition, le même espace-temps. Expérimentalement, on ne peut pas répondre à cette interrogation. Cependant, en pensant au neutron de Vaidman, on peut supposer que non, il n'est pas possible d'affirmer hors de tout doute que les deux mondes vont se recombiner. (p. 250) On ne peut pas dire qu'il y a une identité transtemporelle. L'espace-temps se sépare et il ne se recombine pas. De ce fait, il est important de retenir que la prise de mesure, ou bien la séparation des mondes, n'est pas réversible selon Vaidman.

Une façon hypothétique de voir les insertions théoriques de Vaidman est d'affirmer qu'il y a séparation en mondes multiples pour des objets microscopiques, c'est-à-dire des objets quantiques, seulement. La superposition macroscopique ne semble pas exister.

Par la suite, Vaidman [84] fait part que la théorie conventionnelle de l'effondrement de la fonction d'onde ne peut être vraie. Pour démontrer cela, il explique que l'équation de Schrödinger est vraie dans les deux sens dans le temps, donc elle est réversible. Si l'on prend la théorie conventionnelle cela ne peut être vrai. L'effondrement de la fonction d'onde produit, d'une manière figurée, l'effacement de la mémoire de la particule pour la mettre dans un état spécifique et l'inverse de l'effondrement est conceptuellement impossible. Cependant, en considérant la théorie des mondes multiples d'Everett qui se divise en plusieurs branches, il est possible de faire un retour en arrière. C'est la même situation qui se passe quand on veut regarder la mémoire d'un observateur. Certains physiciens mentionnent le principe d'histoire de l'observateur. De plus, Vaidman pose la question pour savoir combien de mondes existent. On ne peut pas répondre à cette question, car dans l'univers il existe plusieurs mondes qui sont une caractéristique subjective à chacun des observateurs. Si l'état de l'univers est connu, on peut calculer à l'aide de l'opérateur de projection la probabilité de l'existence de ce monde. Si la probabilité est zéro, le monde n'existe pas. Par la

suite, Vaidman, face à l'incertitude du prochain résultat, est certain que le nombre de mondes va toujours en augmentant. (p. 257)

### 4.1.3 La probabilité

En mécanique quantique conventionnelle, la probabilité du résultat d'une mesure d'une certaine grandeur physique est donnée par la règle statistique de Born. Si, par exemple, on mesure la composante  $z$  du spin, c'est-à-dire  $S_z$ , d'un système préparé dans l'état

$$|\varphi\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}|+\rangle_z + \sqrt{\frac{2}{3}}|-\rangle_z, \quad (4.2)$$

la règle de Born énonce que la probabilité d'obtenir la valeur  $+$  est égale à  $1/3$  et la probabilité d'obtenir la valeur  $-$  est égale à  $2/3$ .

Dans la description quantique de la mesure de  $S_z$  dans l'état  $|\varphi\rangle$ , l'état initial du système global, c'est-à-dire  $|\varphi\rangle|\alpha_0\rangle$  se transforme en l'état final suivant :

$$\sqrt{\frac{1}{3}}|+\rangle_z|\alpha_+\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|-\rangle_z|\alpha_-\rangle \quad (4.3)$$

Ici,  $|\alpha_+\rangle$  et  $|\alpha_-\rangle$  sont des états de l'appareil qui marquent la valeur  $+$  et  $-$ , respectivement.

Dans la théorie des mondes multiples, chaque terme de l'équation 4.3 représente un monde où la particule et l'appareil peuvent se trouver. Dans l'exemple, il y a deux mondes possibles puisqu'il y a deux résultats de mesures. Il est logique de poser la question : est-ce que la règle statistique de Born découle naturellement du formalisme ?

Il est important de rappeler que la théorie des mondes multiples est une théorie

locale. Ceci implique que la prise de mesure d'une valeur d'une grandeur physique est propre à chacun des observateurs. La probabilité qu'une valeur soit mesurée est la même que celle de la mécanique quantique conventionnelle. Ceci a été exprimé dans le chapitre 3 et est cité dans l'article de DeWitt : « *The conventionnal probability interpretation of quantum mechanics thus emerges from the formalism itself.* [34, p. 34] » Comme il est mentionné à la section précédente, soit la proposition de DeWitt, chaque monde correspond à une branche, et ces branches sont indépendantes les unes par rapport aux autres. On peut faire la représentation que la probabilité est proportionnelle à l'épaisseur de la branche. « *The wave function of a finite universe must itself contain a finite number of branches.* (p. 35) » Sachant que le nombre de branches est fini, il est possible de connaître la probabilité d'être dans l'une des branches, ou en d'autres mots, dans l'un des mondes. En prenant en référence le principe des états relatifs d'Everett, la probabilité est semblable à la probabilité objective de l'interprétation quantique conventionnelle. « *Clearly the EWG view of quantum mechanics leads to experimental predictions identical with those of the Copenhagen view.* (p. 35) »

La probabilité dans le principe d'états relatifs est la même pour la théorie des mondes multiples. Lorsqu'un observateur fait une prise de mesure sur un objet quantique, il y a une intrication quantique. La probabilité qu'un état de l'observateur corresponde à l'état de l'objet observé peut être analysée par l'expérience où un appareil fait plusieurs mesures sur un ensemble non corrélé de systèmes identiques qui sont tous dans des états initiaux identiques. Cette approche est faite dans l'article d'Hartle [51]. Généralement en physique, l'assertion de la probabilité a une signification empirique. Cette signification empirique n'est pas sur un système individuel, mais seulement sur un ensemble de systèmes identiques. L'assertion de la probabilité d'un résultat de mesure d'un ensemble de systèmes identiques peut être traduite par une assertion d'une fréquence relative des résultats. Cependant, il faut que cette fréquence relative des résultats soit faite sur plusieurs expériences identiques. Dans plusieurs branches de la physique, les assertions empiriques ne sont pas incluses dans la théorie. Elles sont déduites. On peut faire référence aux états relatifs d'Everett et à

la théorie des mondes multiples où la probabilité découle du formalisme. De l'article de Hartle, il est important de retenir que : «*The statistical predictions of quantum mechanics for infinite ensembles are then derived from its assertions for individual systems.*»

Deutsch donne aussi une version de comment on doit voir la probabilité. «*The value measured in each branch is the eigenvalue corresponding to the relative state of that branch, and the probability of that value equals the measure of the branch.* (p. 22)»

Dans le livre de d'Espagnat, il mentionne qu'une des difficultés de la théorie des mondes multiples est de définir la probabilité d'un point de vue objectif. [28, chap. 12.1]

Dans le contexte de cette difficulté de la probabilité, Barrett [12] mentionne qu'on doit ajouter quelque chose à la théorie. Il décide d'ajouter un paramètre qui est, comme dans la théorie de l'onde pilote, caché. Il appelle cette théorie : «la théorie Everett-(?)» [12, p. 54]. Elle est similaire à la théorie de l'onde pilote sans les trajectoires. De cette manière, on a une probabilité d'obtenir un résultat où chacun des résultats représente un monde distinct. Ce *monde* est vu un peu comme un monde objectif. Lors de la prise de mesure, l'état quantique du système composé (système mesuré + observateur) est en superposition. Cependant, cette superposition est vue comme une configuration classique qui est déterminée. Cette détermination veut dire que le système est dans un des états propres de l'état final où cet état propre représente un monde. (p. 54) De plus, Barrett fait un lien entre la probabilité d'un monde, dans la théorie des mondes multiples, et la probabilité d'un résultat de mesure de la théorie quantique conventionnelle. La probabilité de retrouver ce monde est égale à l'amplitude de probabilité au carré comme dans la formulation quantique standard. (p. 54)

Vaidman [84] affirme que les théoriciens n'ont plus besoin de la théorie de l'effondrement de la fonction d'onde pour savoir le résultat final d'une expérience et que l'interprétation des mondes multiples donne les mêmes et les bons résultats. Selon lui, tous les mondes sont réels. Donc, en tant qu'observateur, par exemple  $D_1$ , le monde qui donnerait un résultat en  $D_1$  n'est pas plus vrai que l'autre en  $D_2$ . De ce fait, il mentionne qu'il n'existe pas un monde plus réel qu'un autre. De plus, il ajoute qu'il est difficile d'énoncer le concept de la probabilité à cause de l'existence de plusieurs mondes, cependant la probabilité permet d'inférer qu'il n'y a pas un seul monde, mais plusieurs mondes. Par contre, on peut définir la probabilité que le neutron soit détecté en  $D_1$  comme pour la théorie quantique conventionnelle avec le postulat de l'effondrement de la fonction d'onde, et la probabilité est la même dans les deux cas. (p. 253)

#### 4.1.4 La base privilégiée

Le problème de la base privilégiée peut être posé à l'aide des notations introduites à la section précédente.

Reprendons les deux états  $|\alpha_+\rangle$  et  $|\alpha_-\rangle$  de l'appareil de mesure et définissons deux autres vecteurs comme :

$$|\alpha_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\beta_+\rangle + |\beta_-\rangle) \quad (4.4)$$

$$|\alpha_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\beta_+\rangle - |\beta_-\rangle) \quad (4.5)$$

Comme  $|\alpha_+\rangle$  et  $|\alpha_-\rangle$ , les états  $|\beta_+\rangle$  et  $|\beta_-\rangle$  sont des états orthogonaux de l'appareil. Si l'on reporte les équations 4.4 et 4.5 dans l'équation 4.3, on trouve que l'état final

du système global est donné par :

$$\left( \sqrt{\frac{1}{6}}|+\rangle_z + \sqrt{\frac{1}{3}}|-\rangle_z \right) |\beta_+\rangle + \left( \sqrt{\frac{1}{6}}|+\rangle_z - \sqrt{\frac{1}{3}}|-\rangle_z \right) |\beta_-\rangle \quad (4.6)$$

Les vecteurs  $|\alpha_+\rangle$  et  $|\alpha_-\rangle$  représentent des états où l'appareil marque une valeur bien définie. Les vecteurs  $|\beta_+\rangle$  et  $|\beta_-\rangle$ , par contre, ne représentent pas des états où l'appareil marque une valeur bien définie. Pourtant, l'état final du système global s'exprime aussi bien en termes de  $|\beta_+\rangle$  et  $|\beta_-\rangle$  qu'en termes de  $|\alpha_+\rangle$  et  $|\alpha_-\rangle$ .

Le problème de la base privilégiée se pose comme suit : pourquoi les branches, ou les mondes, se séparent-ils suivant la base  $\{|\alpha_+\rangle, |\alpha_-\rangle\}$  plutôt que suivant la base  $\{|\beta_+\rangle, |\beta_-\rangle\}$  ?

Dans la théorie des mondes multiples, il n'y a pas de base privilégiée qui est mise en évidence concrètement. C'est exactement la même chose qui est décrite dans le chapitre 3. DeWitt énonce dans son article :

*Relative to a basis defined by the disturbed observable [...] , the state vector  $\psi$  is no longer represented by a product of two functions, one of which refers only to the system and the other only to the apparatus. The new basis is obtained by carrying out the unitary transformation.* [35, p. 173]

Si la théorie des mondes multiples n'a pas besoin d'une base privilégiée, elle s'applique mieux à la cosmologie quantique. Pour appuyer cette idée, Healey mentionne que :

*Against this background it is very natural for a cosmologist to regard the universe as consisting both of quantized matter (field) and also space-hence a version of the many-worlds interpretation in which space itself splits in a measurement interaction, along with its material contents.* [52, p. 597]

L'état final de l'observateur dans la superposition correspond à la description complète par rapport à ce qui est perçu de l'observateur. Ceci n'implique pas de base privilégiée comme dans le principe des états relatifs d'Everett.

Donald avance que plusieurs personnes trouvent l'interprétation des mondes multiples inacceptable à cause de la suggestion qu'elle est subjective. [38, p. 540] Cette subjectivité a lieu parce que le système observé est décrit en fonction de l'état de l'observateur. Cet état de l'observateur est arbitraire, ce qui veut dire qu'il ne détermine pas une base vectorielle privilégiée.

L'interprétation des mondes multiples prend chaque état comme étant en correspondance un à un avec des mondes distincts. Un monde doit être vu comme distinct d'un autre s'il possède des propriétés différentes. [26, p. 152] Il est important de comprendre que la base privilégiée, ici, correspond à l'état de l'observateur dans l'énoncé du principe des états relatifs.

Selon Barrett, [13] la théorie des mondes multiples stipule l'existence de différents mondes correspondant à chaque terme d'état quantique écrit dans un choix de base privilégiée. Chaque monde est pris de façon à avoir l'état décrit par le terme correspondant. Ici, les états de l'interprétation conventionnelle sont appliqués à l'état local de chaque monde, mais l'état global est interprété différemment et cela dépend de la base privilégiée. Cette base privilégiée est prise d'une façon locale.

Vaidman présente la théorie des mondes multiples comme une théorie universelle à partir des états relatifs d'Everett. Il avance que le choix de la base privilégiée n'a pas d'importance, car ceci n'a pas d'effet sur l'évolution du temps et de la fonction d'onde de l'univers. [84, p. 256]

## 4.2 Les consciences multiples

### 4.2.1 L'idée fondamentale

La notion de consciences multiples en mécanique quantique a été apportée par David Albert et Barry Loewer. Le but du postulat de l'esprit, ou bien la conscience, est de pouvoir faire le lien entre la superposition quantique et la perception du monde classique tel que connu. La théorie des mondes multiples ne pouvait pas répondre à la question où l'on voulait savoir quel embranchement est pris par la mémoire de l'observateur. La prise de mesure implique une superposition. Lors d'une interprétation objective de la théorie quantique, il n'est pas possible de savoir lequel des mondes a la capacité d'être vu comme le monde actuel dans lequel nous vivons. La division en plusieurs mondes est expliquée dans un des articles scientifiques où Albert et Loewer ont travaillé en collaboration. [3] Ils expliquent que le nombre de divisions possibles est égal au nombre de valeurs possibles lors d'une interaction. La prise de mesure est considérée comme une interaction. Comme dans la théorie des états relatifs d'Everett, l'état du sous-système correspondant à l'observateur n'est jamais en superposition. Ce sont toutes les possibilités qui présentent la superposition de l'état de l'observateur. Dans la théorie des mondes multiples, l'état du sous-système correspondant à l'observateur est toujours dans un état spécifique, donc dans un monde spécifique. Le monde, présentement, n'est jamais en superposition. Lors de la prise de mesure du spin d'un électron, il existe deux états du spin. Ceci va créer deux mondes distincts. Alors, je vis dans un monde où le spin est positif, ou dans l'autre monde, où le spin est négatif. Les lois de la mécanique quantique prédisent qu'il y a une chance sur deux qu'on soit dans le premier monde et une chance sur deux qu'on soit dans le deuxième monde. La séparation des mondes est appelée *Splitting Worlds View (SPW)*. Dans ce même article, Albert et Loewer font part aussi du problème de la conservation de la masse-énergie. Ils expliquent ceci en mentionnant que la division en plusieurs mondes est seulement une figuration de la conscience humaine. C'est une division conceptuelle

et non matérielle. De plus, ils finissent le sujet des mondes multiples en donnant la caractéristique que la plus grande erreur lors de l'analyse des conceptions quantiques c'est qu'elles sont interprétées d'une manière classique. Il est important de comprendre que les mondes ne sont pas des mondes au point de vue classique. Ces mondes, dans la théorie des mondes multiples, correspondent à des mondes quantiques.

Par la suite, Albert [2] exprime que la multiplicité est semblable à la superposition d'états. (p. 113) Ensuite, il explique une difficulté, celle du choix de base privilégiée à partir duquel les vecteurs d'états sont exprimés. (p. 113) Si on revient à la théorie des états relatifs d'Everett, le choix de la base privilégiée ne doit pas être pris en compte. Everett a démontré que la base vectorielle peut être exprimée en une somme d'une autre base. De plus, ceci ne permet pas d'avoir une perte d'information. C'est la conscience qui donne la base privilégiée afin de pouvoir interpréter la mesure. Selon Albert, plusieurs nouvelles théories imposent au formalisme un ajout du choix de cette base privilégiée. Cette imposition n'est pas dans l'optique de base de la théorie d'Everett. (p. 114) C'est pour cette raison que l'esprit, ou bien la conscience, a vu son apparition comme un postulat de la théorie des consciences multiples afin de résoudre le problème de la base privilégiée.

La première proposition d'Albert et Loewer a été le *SMV* (*Single Mind View*). Le *SMV* implique la conscience. Le *SMV* postule que chaque observateur possède une seule conscience. La conscience de l'observateur lui permet de savoir dans quel monde il se trouve, ou bien dans quel embranchement suivi par la mémoire. En d'autres mots, on suppose qu'il y a une conscience associée à un terme de la superposition. La conscience agit comme quelque chose qui est non physique, ou encore, la conscience est à caractère non physique. La formulation de la mécanique quantique ne peut pas être décrite mathématiquement avec la conscience. Certains physiciens considèrent ce caractère non physique semblable conceptuellement au postulat de l'effondrement de la fonction d'onde de la théorie de la mécanique quantique conventionnelle. Donc, la conscience choisit dans quel état l'observateur se trouve d'une manière non physique.

selon une certaine probabilité. Cette probabilité respecte la probabilité postulée par la mécanique quantique conventionnelle et la probabilité des états relatifs d'Everett. La conscience n'est jamais dans une superposition d'états. Une superposition quantique, pendant une mesure quantique, peut être représentée par l'équation suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \rangle_z + | \downarrow \rangle_z) | \text{attente} \rangle_c \quad (4.7)$$

Cette équation représente la prise de mesure du spin d'un électron selon un certain axe  $z$ . Le ket  $| \text{attente} \rangle$  situé après la parenthèse et indicé par un  $c$ , qui représente la conscience lors d'une prise de mesure, indique que l'état de la conscience est dans un état d'attente. Après l'interaction entre l'état quantique superposé et la conscience de l'observateur, la conscience de celui-ci tombe dans un de ces états bien définis de la manière suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \rangle_z | \text{attente} \rangle_c + | \downarrow \rangle_z | \text{attente} \rangle_c) \longrightarrow \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \rangle_z + | \downarrow \rangle_z) | \uparrow \rangle_c \\ \text{ou} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (| \uparrow \rangle_z + | \downarrow \rangle_z) | \downarrow \rangle_c \end{cases} \quad (4.8)$$

Par la suite, Albert et Loewer ont proposé le *Many Minds View (MMV)* qu'ils jugent supérieur. Le *MMV* implique aussi la conscience. Le *MMV* postule que chaque observateur a plusieurs consciences. Contrairement au *SMV*, le *MMV* possède une infinité de consciences. Les consciences multiples agissent comme la conscience du *SMV*, elles ont un caractère non physique. La superposition d'états quantiques a la possibilité d'être perçue à l'aide d'une infinité de consciences. C'est l'infinité des consciences qui agit d'une manière probabiliste. Cette probabilité respecte aussi la

probabilité postulée par la mécanique quantique conventionnelle et la probabilité des états relatifs d'Everett. Ici, l'équation 4.8 est remplacée par :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z|\text{attente}\rangle_c + |\downarrow\rangle_z|\text{attente}\rangle_c) \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z|\uparrow\rangle_c + |\downarrow\rangle_z|\downarrow\rangle_c) \quad (4.9)$$

Il existe une infinité de consciences, la moitié est dans l'état  $|\uparrow\rangle_c$  et l'autre moitié est dans l'état  $|\downarrow\rangle_c$ . Chaque conscience individuelle agit d'une manière probabiliste qui permet à la conscience d'être dans un état spécifique. L'évolution des consciences permet à l'observateur de ressentir un état propre de la mesure avec exactitude, ce qui permet à la théorie des consciences multiples d'être une théorie déterministe.

#### 4.2.2 Développement et critiques de la théorie des consciences multiples

Albert et Loewer [5] expliquent que la théorie *Many Minds View (MMV)* est semblable à la *Bohm Bell View (BBV)*, mais que la différence entre les deux est que *MMV* ne prend pas en considération la position de la particule. C'est la même chose sauf que *MMV* est plus générale. Lors d'une prise de mesure, selon DeWitt, l'univers se sépare en plusieurs copies d'une manière locale. Selon eux, cette *Many Worlds Interpretation (MWI)* est une théorie extrêmement extravagante. Ils mentionnent que selon *MMV*, le monde classique n'existe pas ou bien ce monde existe seulement dans notre conscience. C'est pour cette raison que la nature se présente seulement dans un état spécifique et non dans une superposition d'états. La conscience n'est jamais en superposition.

Albert et Loewer [7] commencent par exprimer qu'il y a deux façons de voir la théorie des mondes multiples. La première, c'est la séparation des mondes, *Splitting Worlds View (SWV)*. Ils mentionnent que c'est la plus populaire et la plus philoso-

phique. Cependant, ils ne considèrent pas qu'elle donne une interprétation adéquate de la mécanique quantique. La deuxième, c'est la théorie des consciences multiples, *MMV*. Cette théorie énonce qu'il y a seulement une mécanique quantique qui décrit le monde en association avec une conscience qui permet de donner une description quantique. Cette conscience est à caractère non physique. Pour cette théorie, ils signalent qu'il faut faire attention quand on fait l'ajout d'une conscience, un élément non physique, dans une théorie. Ces deux interprétations donnent les mêmes résultats que la mécanique quantique conventionnelle. Dans le même article, ils citent un autre auteur, Dennis Dieks, travaillant sur le même sujet. Dennis Dieks mentionne qu'une théorie nécessite d'avoir une interprétation où elle doit correspondre au formalisme mathématique de la réalité physique. Albert et Loewer affirment que la théorie *MMV* fait cela. Ils insistent sur le fait que *SPW* est incompatible avec le formalisme de la mécanique quantique. De plus, ils ajoutent que *SWV* ne respecte pas l'équation dynamique de Schrödinger parce que cette théorie insinue que si l'univers se sépare en deux, donc la masse de l'univers ne sera pas conservée. Ensuite, ils mentionnent que *MMV* est dualiste. L'intégration des postulats de la conscience et d'états mentaux n'est pas décrite par le formalisme de la mécanique quantique. Selon *MMV*, l'appareil de mesure ne possède pas une valeur déterminée. C'est la conscience, un élément non physique, qui donne l'état mental correspondant à la valeur. La *MMV* est une théorie explicite, elle ne contredit pas le théorème de Bell et elle est locale. Selon Albert et Loewer, *MMV* ne sert pas seulement à régler le problème de la mesure.

Un des premiers à avoir proposé cette approche est Squires. Selon Squires [79], un observateur ne peut être à l'extérieur du monde qu'il observe. Ensuite, il explique que le monde externe ne change pas (selon moi c'est le monde macroscopique) cependant, la conscience de l'observateur tombe dans l'un des mondes (mondes quantiques d'Everett). Squires préfère prendre la notation de vues multiples au lieu de mondes multiples. Car selon lui, le monde reste toujours le même, c'est la *vue* de la conscience qui change de monde par ses observations. Il est très proche de la conception de l'énoncé de la théorie des consciences multiples.

Squires [78] préfère le principe d'avoir seulement une conscience universelle même si cela semble insolite (*crazy*). Il a de la difficulté à conceptualiser le fait qu'une seule personne peut avoir plusieurs consciences sachant que, lors des observations, les observateurs sont toujours en accord les uns avec les autres. De plus, il ajoute que le concept de la conscience multiple est non physique et que l'on ne peut pas l'exprimer de façon mathématique. On peut noter que la conscience universelle ressemble à la fonction d'onde universelle d'Everett.

Ensuite, Barrett explique que certaines théories quantiques proposent qu'il existe un seul monde, mais au lieu d'avoir deux mondes possibles, il existe deux histoires cohérentes possibles. (p. 115) Une histoire correspond à les valeurs enregistrées dans la mémoire. C'est l'histoire des branches de l'état relatif d'Everett.

Barrett propose une autre façon d'interpréter Everett. Il existe un seul monde. Les équations linéaires de la mécanique quantique du déplacement sont de vraies et complètes équations du déplacement du monde (univers). De plus, il existe seulement une seule histoire à propos du *vrai monde*. L'expérimentateur peut être dans une superposition d'états. Cependant, il peut seulement se sentir dans l'un des deux états possibles, il ne peut pas se sentir dans une superposition. (p. 116)

Barrett mentionne que la vision du monde est une vision réaliste. Ensuite, il décrit que l'état mental n'a aucun effet sur l'état physique d'un système. Par la suite, il fait une mise en garde suite à la phrase d'avant. Cette mise en garde est la suivante : il faut penser au fait que les phénomènes mentaux, qui n'influencent pas les phénomènes physiques, impliquent une version dualiste de la théorie. Pour lui, une version du dualisme ne représente pas la théorie de l'effondrement de la fonction d'onde, mais que les systèmes physiques sont des systèmes fermés et que les phénomènes mentaux sont des représentations de cette réalité. Ensuite, il explique que cette dualité implique que les états physiques sont probabilistes et que les états mentaux sont déterministes. C'est pour cette raison que tous les observateurs ont la même grandeur lors de la

prise de mesure. (p. 130) L'état mental global est toujours fixé par rapport à l'état du système physique mesuré. Selon lui, la diversité des représentations est locale. (p. 131)

Barrett [11] explique qu'on doit avoir une correspondance entre l'état physique et mental dans la théorie *single mind*. Selon la théorie *single mind* d'Albert et Loewer, l'état physique du système est dans une superposition d'états. Cependant, l'état mental de l'observateur est dans un état spécifique correspondant à un des états de la superposition. La correspondance se fait à l'aide d'un élément non physique qu'ils appellent *mind* ou bien conscience. (p. 93)

Barrett avance qu'Albert et Loewer n'étaient pas satisfaits de la théorie, alors ils ont décidé de remplacer la théorie de la conscience simple par la théorie des consciences multiples. Dans cette deuxième version, les consciences agissent comme dans la première, la seule différence, c'est qu'il y en a une infinité. Les consciences individuelles ne sont jamais en superposition. (p. 95) Par la suite, il ajoute qu'une conscience seule agit de manière probabiliste tandis qu'un ensemble de consciences agit de façon déterministe. De ce fait, cela ressemble beaucoup à la théorie des mondes multiples d'Everett. Comme dans la théorie des mondes multiples où l'on peut se situer seulement dans un des mondes, la théorie des consciences multiples explique que l'état mental de l'observateur n'est jamais en superposition. Ensuite, Barrett mentionne une différence entre la théorie des mondes multiples et la théorie des consciences multiples. La différence est que dans la deuxième, la probabilité est complètement objective selon Barrett. (p. 96) Il est important de rappeler que la probabilité dans la théorie quantique conventionnelle est un critère objectif aussi.

Butterfield [23] parle de l'identité transtemporelle d'une branche. Il fait une remarque sur l'importance de la transtemporalité. L'une des choses sur laquelle il s'attarde est la notion d'instantanéité. L'identité transtemporelle n'est pas conservée sous ce principe. Comme dans la théorie de la relativité générale, à chaque point de l'espace

on peut faire correspondre un espace-temps propre à celui-ci. On peut faire facilement l'exemple d'un événement qui se passe à un temps  $t_1$ ; à un temps  $t_2$ , l'événement n'est plus vrai. D'un autre côté, si l'on met une roche dans notre plate-bande et qu'après l'hiver elle s'y trouve encore, cette roche va garder son identité transtemporelle. Avec ce que je viens d'exposer, il est très important de bien définir la notion d'identité transtemporelle. Dans son article, Butterfield utilise la notion d'identité transtemporelle comme étant quelque chose qui persiste. (p. 207)

Dans les pages de son cinquième chapitre, il explique la notion du déterminisme et de l'indéterminisme de la probabilité des phénomènes quantiques. Pour l'indéterminisme, il le définit comme étant un ensemble de nombres portant sur l'alternative des états futurs. Ils ne peuvent pas être connus. Pour le déterminisme, il le définit comme étant un ensemble de nombres portant sur l'alternative des états. Ils peuvent être connus. (p. 213-214) Butterfield mentionne que les auteurs qui travaillent sur la théorie d'Everett n'ont pas les bons outils pour travailler, en faisant référence aux deux notions de probabilités mentionnées ci haut. Si l'on prend en considération la probabilité déterministe, on ne peut pas mesurer les états universels d'Everett, la fonction d'onde universelle évolue de façon unitaire. Par la suite avec la probabilité indéterministe, on ne le peut pas plus. Selon Butterfield, les branches respectent la notion d'identité transtemporelle et chaque branche a sa propre probabilité. Il suggère donc, de redéfinir la notion de l'indéterminisme, en d'autres mots, l'indéterminisme quantique de la théorie d'Everett. Il suggère de redéfinir l'indéterminisme, car il trouve que celui-ci se rapproche plus de la notion habituelle. (p. 216)

Par la suite, il propose une transition de la probabilité à travers le temps. Butterfield mentionne que le temps est un des problèmes de la plupart des interprétations de la théorie de la multiplicité. Dans l'approche d'Everett, le temps n'est pas une constante. Il existe plusieurs temps comme dans la théorie de la relativité générale où à chaque temps correspond un espace. Il indique qu'il est important d'avoir une synchronisation entre les temps, les espaces et chaque observateur. Cela veut dire

une transition de la probabilité. (p. 217) De façon générale, cette transition n'est pas postulée, mais elle est incluse dans la vision d'Everett. (p. 218)

Les articles des scientifiques suivants, soit ; Lockwood, Deutsch, Papineau et Donald, ont été publiés dans la revue *British Journal for the Philosophy of Science*. Lockwood a présenté sa vision des consciences multiples et plusieurs scientifiques énoncés ci-haut ont répondu.

Lockwood [62] met de l'avant que les théoriciens des consciences multiples ne nient pas la multiplicité, mais ils considèrent inacceptable d'avoir une superposition de valeurs de grandeur en physique classique. Cette superposition, en physique classique, doit être vue comme des alternatives mutuellement exclusives et non inclusives. (p. 171) Selon la théorie des consciences multiples de Lockwood, la conscience est un sous-système du cerveau. Il existe une base qu'il appelle la base de la conscience. En ayant une base, on perçoit les branches de la théorie d'Everett d'une façon subjective, mais identique. (p. 178) De ce fait, avec cette base de conscience, on peut être en superposition d'éléments de cette base qui, dans un cas limite, a la possibilité d'être perçue comme les états de base d'un système qui est notre cerveau. (p. 179)

Par la suite, Lockwood souhaite insister sur deux choses ; premièrement, l'existence simultanée d'expériences distinctes et deuxièmement, l'existence d'une mesure naturelle privilégiée sur une base d'expériences. (p. 182)

Lockwood [63] fait l'analyse de la version de Brown sur la théorie des consciences multiples. Brown suppose que le temps doit être considéré comme un paramètre interne et non externe. Ce paramètre interne doit être défini par référence à quelques sous-systèmes de l'univers duquel on peut désigner le temps ou bien le temps de référence. (p. 455)

Deutsch [31] rapporte que l'expérience d'une personne lui permet de faire un lien

avec la réalité. La prise d'informations, suite à la prise de mesure, met l'observateur dans un certain état d'esprit, ou bien de conscience. L'expérience acquise à la suite d'une prise de mesure est pareille d'un observateur à un autre. On peut prendre l'exemple du spin d'un électron, si l'observateur *A* obtient une grandeur physique spécifique, l'observateur *B* va obtenir exactement le même résultat si le système n'a pas été perturbé entre les deux prises de mesures. Une fois la grandeur mesurée, l'observateur est dans l'un des univers. (p. 223) Selon Deutsch, Lockwood préfère le terme *many minds* au lieu d'univers parallèles. Cela risque de donner l'impression que c'est seulement les consciences qui sont multiples et non le reste de l'univers. De plus, il ajoute que la multiplicité de la réalité est inacceptable à cause de la superposition des états physiques classiques. Selon Lockwood, les consciences sont des systèmes physiques, cependant ils ne se comportent pas sous les lois universelles de la physique. Aussi, Lockwood n'est pas sympathique à l'idée d'utiliser les mots *many universe* à cause de la connotation classique du mot *univers*. (p. 224) Ensuite, Deutsch ajoute que Lockwood évoque qu'il existe seulement un univers, sinon nous devrions discuter des autres comme s'ils existaient aussi. De plus, si les autres univers existent, nous serions obligés d'en avoir conscience. De ceci, il trouve qu'il ne peut avoir une interprétation adéquate. (p. 225) C'est à Deutsch de faire part de son opinion, conformément aux dires de Lockwood, sur le fait qu'il existe seulement une interprétation de la théorie quantique. Deutsch donne l'exemple que la théorie générale de la relativité où la courbature peut être remplacée par une force d'un champ gravitationnel dans un espace plat. (p. 226)

Papineau [68] prétend que le style d'Everett, dans l'interprétation de la mécanique quantique développée par Michael Lockwood, est très bizarre. Cependant, dans sa version de *Many Minds*, Lockwood sauve l'apparence en n'incluant pas l'effondrement de la fonction d'onde et les interactions non locales. Il suggère de voir la théorie des consciences multiples comme une connexion entre la probabilité quantique et la conscience au reste du monde. De plus, il mentionne que la théorie des consciences multiples doit nous forcer à changer nos suppositions à propos de la conscience et de

la probabilité. (p. 233)

Dans le deuxième chapitre, Papineau explique que notre cerveau devient en superposition d'états dans l'expérience du chat de Schrödinger, qui est mort et vivant. Il n'y a pas de point physique à partir duquel la fonction s'effondre. Expérimentalement, on doit voir un chat mort ou un chat vivant, mais pas les deux. (p. 234)

Selon Papineau, c'est la conscience qui nous permet de ne pas être dans un état superposé. Ici, la conscience est quelque chose de non physique. Il ajoute qu'il faut assumer que l'expérience de la conscience est une caractéristique des systèmes physiques continus spatio-temporels. La conscience réussit à faire des prises de mesures à partir des événements antérieurs et à générer des comportements à partir de ces prises de mesures. Selon la théorie des consciences multiples, il existe un très grand nombre de données, voir une infinité. Ces données acquises correspondent aux branches prises lors des prises de mesures dans la théorie des mondes multiples. (p. 235)

De plus, puisque chaque conscience est différente pour chaque personne, Papineau vient à la conclusion qu'il n'y a pas de base privilégiée. Ceci rejoint l'idée générale d'Everett, que chaque observateur a sa propre base. Il donne l'exemple qu'il est impossible de décrire l'histoire d'un système complexe sans avoir de corrélation avec celui-ci parce qu'il n'y a pas de corrélation des bases. Il ajoute aussi qu'il ne peut pas avoir de corrélation entre les bases parce qu'il n'y a pas de données des résultats passés. De ce fait, on ne peut pas faire de lien entre l'état de la conscience et l'état physique du système. (p. 236) Selon la théorie des consciences multiples, tous les résultats sont définis en différentes branches et la probabilité que chaque branche corresponde au poids de cette branche. (p. 239)

Donald [38] mentionne que l'esprit n'a pas de rôle physique. Il fait la comparaison que la conscience dans le corps humain est comme un fantôme dans une machine. (p. 530) Le fantôme agit comme le caractère non physique dans la théorie des consciences

multiples.

Donald, dans [40], se concentre sur l'aspect philosophique de la théorie quantique de la conscience multiple. Cette théorie est compatible avec la relativité et avec la théorie des champs quantiques. Elle est placée comme étant une théorie sans effort durement de la fonction d'onde et considérée comme étant une théorie universelle. Elle utilise les équations dynamiques qui évoluent selon l'équation de Schrödinger. (p. 1) À cette page, Donald explique comment on peut prendre une branche selon la probabilité ou le poids. Premièrement, il relate que Dowker et Kent ont trouvé quelques problèmes dans la théorie des histoires cohérentes. L'une des raisons est qu'il peut exister plusieurs histoires cohérentes pour exprimer un même ensemble de résultats. Deuxièmement, il utilise l'approche des consciences multiples. Cette théorie donne à l'observateur le rôle central. Cette approche n'a pas besoin de définir les mondes, mais elle a besoin de mieux définir l'observateur. Selon Donald, le monde est un concept secondaire de la théorie. Finalement, il fait référence à la perception de Saunders qu'il appelle le relativisme. Saunders mentionne qu'il n'est pas nécessaire de définir le monde. Le patron des corrélations établies par l'état quantique universel est suffisant en lui-même comme cadre théorique pour la physique. Selon Saunders, la théorie des histoires cohérentes est un exemple de relativisme. Les corrélations établies par la probabilité, ou le poids, suffisent pour donner une description d'une réalité objective. Ces corrélations ne doivent pas nous donner une compréhension d'une réalité subjective. (p. 5)

Afin de représenter le caractère non physique de la conscience dans les phénomènes quantiques, Donald suggère de considérer ceci comme un fantôme dans une machine. Par la suite, il ajoute que ce fantôme est une manière de penser pour savoir ce qui doit être requis dans l'interprétation de la structure physique des choses. (p. 6)

Encore par rapport à la théorie des consciences multiples, Donald donne l'exemple de Lockwood qui mentionne dans sa version des consciences multiples que l'humain à

une base de conscience. Donald fait part de son opinion sur le fait que privilégier une base est une fausse analogie à propos du modèle élémentaire de la théorie de la mesure. Selon lui, le cerveau humain n'agit pas comme un atome qui interagit avec l'appareil de Stern-Gerlach. Ensuite, il rapporte que les auteurs des consciences multiples sont tentés d'assumer que l'objet qui porte à l'interprétation de la mécanique quantique est le cerveau, et ce, à chaque instant. Donald n'est pas en accord inconditionnel avec ceci. Son opinion est que le comportement doit être gouverné entièrement par le fonctionnement instantané des neurones et ceci ne doit pas impliquer que le fonctionnement instantané soit suffisant pour la compréhension du mental. Par la suite, il donne l'exemple de prendre une connaissance exacte du cerveau humain, ce qui veut dire de connaître l'emplacement de tous les atomes et les particules qui le constituent. Ensuite, il pose la question pour savoir si c'est possible de comprendre l'information et ce qui constitue le processus de transfert d'informations. (p. 7) Dans le même ordre d'idées, il suggère un modèle afin de trouver le fonctionnement du cerveau et les lois qui le constituent. (p. 8) À cette page, Donald conclut qu'il devrait être possible d'argumenter qu'un état mental instantané puisse être interprété de manière semblable à une culmination de quelque chose, comme un livre dans un langage des idées les plus élémentaires. Par la suite, il ajoute qu'une histoire du cerveau ne peut pas être perçue dans une simple fonction d'onde. Pour appuyer ceci, il mentionne qu'à un instant donné, il n'y a pas de fonction d'onde qui offre l'apparence d'une représentation du cerveau. (p. 9)

Il soutient que la plupart des versions de la théorie des consciences multiples essaient de caractériser un observateur abstrait comme dans une certaine structure qui mène au processus d'information. De plus, il remarque que ces versions tentent d'expliquer comment la structure se manifeste elle-même physiquement, ce qui fait en sorte de rendre la structure quantique comme étant objective. (p. 10) Par la suite, il traite de la probabilité. Il fait part que selon Lockwood, Albert et Loewer, il existe une infinité de consciences. Donald s'objecte à cette idée, car il est impossible d'attribuer la probabilité zéro à un ensemble plus grand que ce que l'on peut compter. Il compare

l'expérience à une sorte de mouvement brownien, ce qui ne nous donne aucun indice par rapport au processus de la mesure. À partir de ceci, il conclut qu'il est impossible de construire un bon modèle physique. Suite à cela, il fait part de l'explication de Lockwood qui mentionne qu'il doit y avoir une infinité continue de consciences pour que la distribution de la probabilité reste uniforme. (p. 13)

Finalement, Barrett dans son livre *The quantum mechanics of minds and worlds* [15] fait un retour sur la théorie des consciences multiples dans le septième chapitre.

Dans ce chapitre, Barrett mentionne que le but de la théorie "many minds" est de trouver les prédictions de la mécanique quantique comme étant une apparence subjective. Cette théorie a été avancée par Albert et Loewer. Elle stipule que, pour résoudre le problème de la mesure, on doit joindre des éléments à la théorie. Cette théorie ajoute que chaque observateur est dans un état mental déterminé. Cette théorie est comme une théorie à variables cachées, sauf que dans ce cas, au lieu d'être la position comme dans la théorie de Bohm, c'est l'état mental qui est toujours déterminé. De plus, elle stipule que chaque conscience (mind) dépend des états actuels des autres consciences. Ceci ne respecte pas la non localité. De ce fait, elle ressemble conceptuellement, sous cet aspect, à la théorie quantique conventionnelle de l'effondrement de la fonction d'onde. L'un des avantages de cette théorie est qu'elle consent à la conviction que les états mentaux ne sont pas en superposition. De plus, elle suppose qu'il existe un caractère non physique qui ne se comporte pas de façon quantique. Albert et Loewer avancent que cette théorie ne cause pas de problèmes dans le choix du vecteur de base. Ils ne mentionnent pas que la théorie n'a pas de choix de vecteur de base, mais ils pensent que ce concept de base privilégié n'a pas de caractère physique. Ils ajoutent que, selon eux, ce concept est comme une réduction du vecteur d'état et doit être vu comme une illusion. Outre cela, ils suggèrent de voir la probabilité d'une manière complètement objective, comme un événement stochastique. Aussi, la théorie est en accord avec la relativité. Par la suite, Barrett compare la théorie des mondes multiples et la théorie des consciences multiples. Selon la première, l'enregistrement

des grandeurs physiques permet de connaître les états mentaux locaux comme déterminés par le principe des états relatifs, mais selon la théorie des consciences multiples puisqu'il n'y a pas d'enregistrement des grandeurs physiques dans la théorie, ce sont seulement les états mentaux locaux qui sont déterminés, on peut visualiser ceci comme une variable cachée.

Par la suite, Barrett explique la théorie de Lockwood. Elle ressemble beaucoup à celle avancée par Albert et Loewer. Cependant, la grande différence conceptuelle entre les deux est que Lockwood mentionne que la conscience (*mind*) saute d'un état à un autre dans sa théorie. L'état de la conscience est représenté d'une manière relative comme dans la théorie d'Everett. Albert et Loewer pensent que la théorie de Lockwood est empiriquement incohérente. Pour se défendre, Lockwood soutient que les équations linéaires dynamiques ont toujours représenté correctement les états de la mécanique quantique. Barrett compare les branches d'Everett au temps. Il ajoute que cette comparaison n'est que subjective. Ensuite, Barrett compare les résultats de la théorie quantique conventionnelle et la théorie des faits relatifs. Il énonce que les deux théories ne font pas que prédire des résultats différents, mais les interprétations des résultats doivent être vues de manières différentes. Si l'on considère qu'ils offrent les mêmes prédictions, on peut conclure qu'il n'est pas très clair d'expliquer que la théorie des faits relatifs fonctionne puisque les résultats sont différents. De plus, Barrett présente une théorie différente proposée par David Mermin et Carlo Rovelli qui fait référence aux états relatifs d'Everett. Contrairement à la théorie quantique conventionnelle, il suggère une théorie sans effondrement de la fonction d'onde et après une mesure, il n'y a pas de grandeur attribuée à l'appareil de mesure. La corrélation interne proposée par Everett n'a pas de signification physique. De ce fait, il ajoute que la corrélation qui existe dans la théorie quantique conventionnelle ne représente que la réalité physique et non la réalité indépendante.

# Chapitre 5

## Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons d'abord fait une introduction sur les problèmes conceptuels de la mécanique quantique. Comme nous l'avons noté, une particule quantique ne peut pas être perçue comme un corpuscule et une onde à la fois. C'est ce que l'expérience des deux fentes de Young a permis de révéler. Au tournant du vingtième siècle, les conceptions et les langages tant mathématiques que qualitatifs, ne pouvaient plus rendre compte convenablement des phénomènes au niveau microscopique comme par exemple, le spectre atomique, le rayonnement du corps noir et la quantification du moment magnétique. Pour résoudre ce problème, les chercheurs ont développé un langage mathématique permettant de communiquer avec de nouvelles conceptions complètement différentes des conceptions classiques auxquelles les scientifiques étaient habitués. Donc, l'architecture de la pensée a dû être modifiée. Les scientifiques tels que : Born, Heisenberg, Schrödinger, Dirac et von Neumann ont travaillé sur le développement de ce formalisme mathématique. Par la suite, l'interprétation statistique de Born, en faisant un lien entre l'équation de la fonction d'onde, a permis de donner de meilleures prédictions statistiques des phénomènes quantiques. Ceci a donné la chance à Bohr de compléter cette interprétation qui est devenue l'interprétation de Copenhague. Subséquemment à ceci, von Neumann a énoncé un formalisme mathématique

respectant la conception de l'onde et l'équation différentielle de Schrödinger.

Sur le sujet de l'interprétation, il est important de mentionner les difficultés philosophiques encourues. Un des grands physiciens du vingtième siècle qui a beaucoup contribué aux questionnements philosophiques de l'interprétation de la mécanique quantique est Albert Einstein. Son opinion est que la seule utilité de la théorie quantique présentée par l'interprétation de Copenhague est de trouver des liens statistiques entre les résultats de mesures. Selon ce même scientifique, nous devons donner une description de la réalité indépendante avec un nouveau formalisme afin de faire le lien avec la théorie de la relativité générale énoncée par lui. Il est important de rappeler que la théorie quantique conventionnelle, aussi nommée l'interprétation de Copenhague, ne permet aucunement de donner une description de la nature envisagée par Einstein.

Par la suite, nous avons élaboré les problèmes d'interprétation de la mécanique quantique. La première difficulté est qu'un vecteur d'état ne possède pas une base privilégiée. Il est possible de l'exprimer en une infinité de bases. Ceci ne modifie pas la propriété quantique de l'objet ou de la particule.

Ensuite, nous avons énoncé le problème de la mesure avec le spin d'un électron et aussi avec l'expérience par la pensée du chat de Schrödinger. La superposition quantique cause une superposition des états classiques cependant, aucune personne ne peut voir le chat vivant et mort à la fois. Cette superposition d'états, dans l'expérience du chat, met en évidence deux états différents à la fois.

Pour résoudre ce problème, von Neumann a proposé une solution. Lors du processus d'observation, il a postulé qu'on devait appliquer un opérateur de projection sur la fonction d'onde pour trouver les résultats de la mesure. La prise de mesure provoque, conceptuellement, l'effondrement de la fonction d'onde. La fonction d'onde s'effondre pour que l'appareil de mesure offre une valeur d'une grandeur scalaire physique qui est perçue par l'humain. En d'autres mots, la fonction d'état se projette dans un vec-

teur propre de l'opérateur en lui faisant correspondre la valeur propre de la grandeur correspondant à la mesure. Une autre chose qui est importante de mentionner sur l'expérience du chat, c'est que l'effondrement de la fonction d'onde peut avoir lieu à différents moments. L'effondrement peut avoir lieu lorsque l'atome se désintègre, lorsque le marteau commence à se déplacer, lorsque la fiole se brise, lorsque le poison est relâché, lorsque le chat respire pour la première fois le poison, lorsque le chat cesse de respirer, ou bien lorsqu'un observateur qui possède une conscience regarde dans la boîte. Le problème de la mesure met en évidence l'indétermination de l'état quantique qui se répercute jusqu'aux objets classiques.

En 1935, Einstein, Podolsky et Rosen, ont fait la publication d'un article, qu'on appelle l'article EPR, afin de mettre en évidence que la théorie quantique n'est pas complète. Selon eux, il doit manquer quelque chose à la théorie quantique afin qu'elle puisse donner la description de la nature en fonction de la réalité indépendante. De plus, cet article met en évidence le problème de la corrélation à distance ce qui n'est pas permis selon la théorie classique conventionnelle.

Un autre problème a été mentionné dans ce mémoire, il s'agit du rôle de l'observateur. Selon l'approche de von Neumann, il doit y avoir une conscience afin que la fonction d'onde qui donne la description quantique s'effondre. De plus, on peut ajouter à ce problème qu'un observateur qui possède une conscience peut agir lui aussi comme un objet quantique. Cette conception de la prise de mesure n'est pas perçue en mécanique classique.

Une solution proposée par Einstein a été de construire une théorie à variables cachées. Cette description de la nature sous le principe de l'onde pilote a été plus concrètement développée par un physicien américain, David Bohm. Son approche permet de définir le monde microscopique comme des entités possédant des propriétés comme en mécanique classique. Pour ce faire, il a introduit un champ quantique qui permet de définir en tout temps la position de l'objet. Les résultats statistiques sont

exactement les mêmes que la théorie quantique conventionnelle.

Une autre solution a été mise de l'avant avec les états relatifs d'Everett qui est le principal sujet de ce mémoire. Le but de ce principe d'état relatif est de faire le lien entre la théorie de la relativité générale d'Einstein, appliqué à la cosmologie, et la théorie de la mécanique quantique. Pour y parvenir, Everett a énoncé une version de la théorie quantique qui est plus générale que la théorie quantique conventionnelle, cette dernière pouvant être déduite de cette nouvelle version. Le principal atout du principe d'état relatif, c'est que l'observateur est inclus dans le système quantique, ce qui permet de faire le lien avec la cosmologie quantique. La superposition quantique proposée par Everett ressemble à un arbre.

Suite à cette idée de la superposition quantique, qui n'avait pas été interprétée par Everett, des chercheurs dans le domaine de la physique quantique théorique ont travaillé sur l'interprétation de cette superposition. Les idées proposées ont été énoncées au chapitre quatre de ce mémoire. Premièrement, la théorie des mondes multiples a été élaborée par DeWitt où la superposition correspond à des mondes distincts et uniques. Cependant, cette version possède des problèmes avec la probabilité et la base privilégiée. Afin de résoudre ces problèmes d'interprétation, Albert et Loewer ont développé une autre version des états relatifs d'Everett tout en répondant aux lacunes de la théorie des mondes multiples. Cette théorie se nomme la théorie des connaissances multiples. Dans cette version, ils mentionnent que la division, la superposition, est seulement une perception de la conscience de l'observateur. Cette division doit être vue comme une division conceptuelle et non matérielle. Il est important de comprendre que les mondes ne sont pas des mondes au point de vue classique. Ces mondes, dans la théorie des mondes multiples, correspondent à des mondes quantiques.

Une troisième et dernière solution doit être vue où les branches sont des secteurs décohérents de la fonction d'onde globale. Cette troisième solution a été développée surtout par Simon Saunders. Il s'objecte à la théorie des mondes multiples en men-

tionnant que la superposition doit être vue comme la réduction d'états de la théorie quantique conventionnelle [70, p. 1567].

D'après Saunders, la théorie de la décohérence tente de résoudre le problème de la base privilégiée en postulant que le phénomène de la décohérence se déroule dans la base privilégiée de l'observable comme pour la théorie quantique conventionnelle. De plus, il mentionne que cette théorie ne conserve pas son identité à travers le temps. L'interaction avec l'environnement et la réduction spontanée ne permettent pas de conserver la superposition d'états indéfiniment. La réduction du paquet d'onde est fausse ou bien une mauvaise représentation de la nature, car la nature ne change pas à cause des observations des hommes. [71]

Cependant, l'approche d'Everett était aux fins de trouver une alternative pour résoudre le problème de la mesure où la théorie pourrait être appliquée à la cosmologie quantique. Ensuite, Saunders mentionne que nous sommes dans l'obligation de supposer que cette approche, qui selon lui, est un ensemble de spéculations métaphysiques qui lie le langage et la conscience. De plus, il ajoute que Bohr est le philosophe du langage et Everett est le philosophe de la conscience. Par la suite, il fait part que Lockwood pense qu'Everett est le premier théoricien de la conscience multiple. Il explique ceci parce qu'Everett discutait, dans son article sur les états relatifs, du concept de mémoire et de séquence de mémoire qui sont compris comme étant des phénomènes objectifs [72, p. 243].

Saunders fait le rapprochement que l'effondrement de la fonction d'onde, dans la théorie quantique conventionnelle, est similaire à la multiplicité des mondes dans la théorie d'Everett. Dans la théorie conventionnelle, l'effondrement de la fonction d'onde est un processus de discontinuité cependant, c'est un processus de continuité dans la théorie d'Everett. D'après Saunders, la prise de mesure dans la théorie des mondes multiples est vue comme une réduction qui est réelle et objective. Ceci doit être compris comme un processus dynamique fondamental de la théorie d'Everett et

de la physique. Par la suite, il discute du présent. Selon lui, il existe seulement un seul présent. Ce présent est la réalité. Donc, le temps évolue avec une certaine continuité ainsi que le présent et la réalité. C'est pour cela qu'il insiste sur le processus de continuité [73, p. 21].

Saunders n'est pas en faveur de la théorie des mondes multiples et de la théorie des consciences multiples. Il suggère que la théorie de la décohérence est la bonne théorie qui peut lier le monde classique et le monde quantique. Le couplage inévitable de ces objets quantiques avec leur environnement détruit très vite les relations de phase entre les états quantiques. C'est le phénomène de la décohérence qui explique, pourquoi autour de nous, l'étrangeté quantique est généralement voilée. Le simple fait d'éclairer les fentes dans l'expérience de Young, détruit systématiquement le patron d'interférence de l'onde. De ce fait, l'environnement a une très grande influence dans cette théorie quantique. L'action de la décohérence n'est pas liée directement à la mesure comme dans la théorie quantique conventionnelle qui postule l'effondrement de la fonction d'onde. Cette action de décohérence peut avoir lieu d'une façon spontanée. En d'autres mots, l'observateur n'est pas nécessaire afin que la superposition disparaîsse. La réduction du paquet d'onde est perçue d'une manière spontanée et objective contrairement à la théorie quantique conventionnelle où la réduction du paquet d'onde est interprétée de façon subjective à l'expérience. La théorie de la décohérence est considérée comme étant une évolution de la matrice densité en fonction du temps et de l'environnement projetant cette même matrice dans un des états propres de l'observation. La pensée courante de la décohérence fait part que la réduction du paquet d'onde de la mécanique quantique conventionnelle est une approximation de la décohérence. On peut conclure que la théorie de la décohérence est en bonne voie de faire le lien entre le monde classique et le monde quantique d'une manière simple, que ce soit mathématiquement ou conceptuellement, ce qu'Everett avait tenté initialement lorsqu'il a énoncé son principe d'état relatif.

# Bibliographie

- [1] Albert, D. (1986). How to Take a Picture of Another Everett World, dans D.M. Greenberger (ed.) *New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*, Annals of the New York Academy of Sciences. New York : New York Academy of Sciences, 498-502.
- [2] Albert, D. (1992). *Quantum Mechanics and Experience*. Cambridge : Harvard University Press.
- [3] Albert, D. & Barrett, J.A. (1995). On What it Takes to be a World. *Topoi*, 14, 35-37.
- [4] Albert, D. & Loewer, B. (1988). Interpreting the Many Worlds Interpretation. *Synthese*, 77, 195-213.
- [5] Albert, D. & Loewer, B. (1989). Two No-Collapse Interpretation of Quantum Mechanics. *Noûs*, 23, 169-186.
- [6] Albert, D. & Loewer, B. (1990). Wanted Dead or Alive : Two Attempts to Solve Schrödinger's Paradox, dans A. Fine, M. Forbes et L. Wessels (éds.) *PSA 1990* East Lansing : Philosophy of Science Association, 277-285.
- [7] Albert, D. & Loewer, B. (1991). Some Alleged Solutions to the Measurement Problem. *Synthese (86)*, 87-98.
- [8] Barbour, J. (1999). *The end of time*. London : Weidenfeld and Nicholson.

- [9] Barnum, H., Caves, C.M., Finkelstein, J., Fuchs, C.A. & Schack, R. (2000). Quantum probability from decision theory ? *Proceedings of the Royal Society of London*, A456, 1175-1182.
- [10] Barrett, J.A. (1994). The Suggestive Properties of Quantum Mechanics without the Collapse Postulate. *Erkenntnis*, 41, 233-252.
- [11] Barrett, J.A. (1995). The Single-Mind and Many-Minds Formulations of Quantum Mechanics. *Erkenntnis*, 42, 89-105.
- [12] Barrett, J.A. (1996). Empirical Adequacy and the Availability of Reliable Records in Quantum Mechanics. *Philosophy of Science*, 63, 49-64.
- [13] Barrett, J.A. (1997). On Everett's Formulation of Quantum Mechanics. *Monist*, 80(1), 70-96.
- [14] Barrett, J.A. (1998). On the Nature of Experience in the Bare Theory. *Synthese*, 113(3), 347-355.
- [15] Barrett, J.A. (1999). *The quantum mechanics of minds and worlds*. Oxford : Oxford University Press.
- [16] Bell, J.S. (1976). The Measurement Theory of Everett and de Broglie's Pilot Wave, dans M. Flato et al. (éds.) *Quantum Mechanics, Determinism, Causality, and Particles*. Dordrecht : Reidel, 11-17
- [17] Bell, J.S. (1981). Quantum Mechanics for Cosmologists, dans C. Isham, R. Penrose et D. Sciama (éds.) *Quantum Gravity, ii*. Oxford : Clarendon Press, 611-637.
- [18] Bell, J.S. (1986). Six Possible Worlds of Quantum Mechanics, dans Sture Alén (éd.) *Proceedings of the Nobel Symposium 65 : Possible Worlds in Arts and Sciences*. Stockholm : Nobel Foundation.
- [19] Bell, J.S. (1987). *Speakable and Unspeakable in Quantum Theory*. Cambridge : Cambridge University Press.
- [20] Bohm, D. (1952). A suggested interpretation of the quantum theory in term of 'hidden' variables I, & II. *Physical Review*, 85(2), 166-193.
- [21] Bohm, D. & Hiley, B.J. (1993). *The Undivided Universe*. Routledge.

- [22] Bub, J., Clifton, R. & Monton, B. (1997). The Bare Theory has No Clothes, dans G. Hellman et R. Healey, 1997, 32-51.
- [23] Butterfield, J. (1996). Whither the Minds ? *British Journal for the Philosophy of Science*, 47, 200-221.
- [24] Byrne, A. & Hall, N. (1999). Chalmers on consciousness and quantum mechanics. *Philosophy of science*, 66, 370-390.
- [25] Chalmers, D. (1996). *The conscious mind : In search of a fundamental theory*. Oxford : Oxford University Press.
- [26] Clifton, R. (1996). On what Being a World Takes Away. *Philosophy of Science*, 63, 151-158.
- [27] Dennett, D. (1996). *Kinds of Minds : Towards an understanding of consciousness*. London : Phoenix.
- [28] d'Espagnat, B. (1994). *Le réel Voilé : Analyse des concepts quantiques*. Paris : Librairie Arthème Fayard.
- [29] d'Espagnat, B. & Klein, E. (1993). *Regards sur la matière, des quanta et des choses*. Paris : Librairie Arthème Fayard.
- [30] Deutsch, D. (1985). Quantum theory as a universal physical theory. *International Journal of Theoretical Physics*, 24(1), 1-41.
- [31] Deutsch, D. (1997). *The fabric of reality*. London : Penguin.
- [32] Deutsch, D. (1999). Quantum theory of probability and decisions. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 455, 3129-3137.
- [33] Deutsch, D. (2001). The structure of the multiverse. Disponible au [www.arxiv.org/abs/quant-ph/0104033](http://www.arxiv.org/abs/quant-ph/0104033).
- [34] DeWitt, B. (1970). Quantum mechanics and reality. *Physics Today*, 23(9), 30-35.
- [35] DeWitt, B. (1971). The Many-Universes Interpretation of Quantum Mechanics dans *Foundations of Quantum Mechanics*, International School of Physics : Enrico Fermi, Course IL. New York : Academic Press. (Réimprimé dans DeWitt and Graham (1973 : 167-218))

- [36] DeWitt, B. & Graham, N. (1973). *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*. Princeton : Princeton University Press.
- [37] Dirac, P. (1967). *Quantum Mechanics*(4e éd.). Oxford : Oxford University Press.
- [38] Donald, M. (1995). A mathematical characterisation of the physical structure of observers. *Foundations of Physics*, 25, 529-571.
- [39] Donald, M. (1997). On Many-Minds Interpretations of Quantum Theory. Disponible au [www.arxiv.org/abs/quant-ph/9703008](http://www.arxiv.org/abs/quant-ph/9703008).
- [40] Donald, M. (1999). Progress in a many-minds interpretation of quantum theory. Disponible au [www.arxiv.org/abs/quant-ph/9904001](http://www.arxiv.org/abs/quant-ph/9904001).
- [41] Einstein, A., Podolsky, B. & Rosen, N. (1935). Can quantum-mechanics description of physical reality be considered complete ? *Physical Review*, 47, 777-780.
- [42] Everett, H. (1957a). *On the Foundations of Quantum Mechanics*, Ph.D. thesis, Princeton University.
- [43] Everett, H. (1957b). Relative State Formulation of Quantum Mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 29(3), 454-462. Réimprimé dans Dewitt & Graham (1973).
- [44] Everett, H. (1973). The Theory of the Universal Wave Function, dans DeWitt et Graham, 1973, 3-140.
- [45] Gell-Mann, M. & Hartle, J.B. (1990). Quantum mechanics in the light of quantum cosmology. Dans W. Zurek (Ed.), *Complexity, entropy and the physics of information*. Redwood City, CA : Addison-Wesley. (pp. 425-459)
- [46] Geroch, R.(1984). The Everett Interpretation, *Noûs*, 18, 617-633.
- [47] Graham, N. (1973). The measurement of the relative frequency. Dans Dewitt & Graham (1973 : pp. 229 - 252).
- [48] Greaves, H. (2004). Understanding Deutsch probability in a deterministic multi-verse. *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics*. 35, 423-456.
- [49] Haag, R. (1996). *Local quantum theory : Fields, particles, algebras*. Berlin : Springer-Verlag.

- [50] Halliwell, J.J. (1993). Aspects of the decoherence histories approach to quantum mechanics. Dans L. Diosi, & B. Luckas (Eds.), *Stochastic evolution of quantum states in open systems and in measurement processes* Singapore : World Scientific (pp. 54-68).
- [51] Hartle, J.B. (1968). Quantum mechanics of individual systems. *American Journal of Physics*, 36(8), 704-712.
- [52] Healey, R. (1984). How many worlds ? *Nous*, 18, 591-616.
- [53] Hemmo, M. (1996). *Quantum Mechanics without Collapse : Modal Interpretation, Histories, and Many Worlds*, Ph.D. thesis, University of Cambridge.
- [54] Hughes, R.I.G. (1989). *The structure and the interpretation of quantum mechanics*. Cambridge : Harvard University Press.
- [55] Jammer, M. (1966). *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*. New-York : McGraw-Hill.
- [56] Kent, A. (1990). Against many-worlds interpretations. *International Journal of Theoretical Physics*, A5, 1764.
- [57] Kent, A. (1998). Quantum histories. *Physica Scripta*, T76, 78-84.
- [58] Ladyman, J. (1998). What is structural realism ? *Studies in the History and Philosophy of Science*, 29, 409-424.
- [59] Lévesque, S. (2007). *Non-Localité Quantique, Relativité et Formalisme Temps-Multiple*, Mémoire de maîtrise, Université du Québec à Trois-Rivières.
- [60] Lewis, D. (1986). *On the plurality of worlds*. Oxford : Basil Blackwell.
- [61] Lockwood, M. (1989). *Mind, brain and the quantum : The compound I*. Oxford : Blackwell Publishers.
- [62] Lockwood, M. (1996a). Many Minds interpretation of quantum mechanics. *British Journal for the Philosophy of Science*, 47, 159-188.
- [63] Lockwood, M. (1996b). Many Minds interpretation of quantum mechanics : Replies to replies. *British Journal for the Philosophy of Science*, 47, 445-461.

- [64] Loewer, B. (1996). Comment on Lockwood. *British Journal for the Philosophy of Science*, 47(2), 229-232.
- [65] Madelung, E. (1926). *Zeitschrift für Physik*, 40, 332.
- [66] Marchildon, L. (2000). *Mécanique Quantique*, De Boeck Université.
- [67] Mermin, N.D. (1998). What is quantum mechanics trying to tell us? *American Journal of Physics*, 66, 753-767.
- [68] Papineau, D. (1996). Many minds are no worse than one. *British Journal for the Philosophy of Science*, 47, 233-241.
- [69] Psillos, S. (1995). Is structural realism the best of both worlds? *Dialectica*, 49, 15-46.
- [70] Saunders, S. (1993). Decoherence, relative states, and evolutionary adaptation. *Foundation of Physics*, 23, 1553-1585.
- [71] Saunders, S. (1995). Time, decoherence and quantum mechanics. *Synthese*, 102, 235-266.
- [72] Saunders, S. (1996a). Comment on Lockwood. *British Journal of Philosophy of Science*, 58, 147-167.
- [73] Saunders, S. (1996b). Time, quantum mechanics and tense. *Synthese*, 107, 19-53.
- [74] Saunders, S. (1997). Naturalizing metaphysics. *The Monist*, 80(1), 44-69.
- [75] Saunders, S. (1998). Time, quantum mechanics, and probability. *Synthese*, 114, 373-404.
- [76] Schrödinger, E. (1926). Quantisierung als eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, 79, 361-376
- [77] Smolin, L. (1984). *On Quantum Gravity and the Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*. Dans *Quantum Theory of Gravity*, S.M. Christensen, Eds. Adam Hilger, Bristol
- [78] Squires, E.J. (1986). Many view of one world-interpretation of quantum theory. *European Journal of Physics*, 171-173.

- [79] Squires, E.J. (1991). One Mind or Many-A Note on the Everett Interpretation of Quantum Theory. *Synthese*, 89(2), 283-286.
- [80] Stein, H. (1984). The Everett Interpretation of Quantum Mechanics : Many Worlds or None ? *Noûs*, 18, 109-123.
- [81] Sudbery, A. (2000). Why am I me ? And why is my world so classical ? Disponible au [www.arxiv.org/abs/quant-ph/0011084](http://www.arxiv.org/abs/quant-ph/0011084).
- [82] Tappenden, P. (2000). Identity and probability in Everett's multiverse. *British Journal for the Philosophy of Science*, 50, 99-114.
- [83] Tipler, F.J. (1986). The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics in Quantum Cosmology. in *Penrose and Isham* Quantum concepts of Space and time, Oxford : The Clarendon Press, (1986 : 204-214).
- [84] Vaidman, L. (1998). On schizophrenic experiences of the neutron or why we should believe in the many-worlds interpretation of quantum theory. *International Studies in Philosophy of Science*, 12, 245-261.
- [85] Vaidman, L. (2000). Discussion : Byrne and Hall on Everett and Chalmers. Disponible au [www.arxiv.org/abs/quant-ph/0001057](http://www.arxiv.org/abs/quant-ph/0001057).
- [86] Vaidman, L. (2001). The many-worlds interpretation of quantum mechanics. *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, disponible au [www.tau.ac.il/vaidman/mwi/mwst1.html](http://www.tau.ac.il/vaidman/mwi/mwst1.html)
- [87] von Neumann, J. (1955). *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Princeton : Princeton University Press
- [88] Wallace, D. (2002a). Quantum probability and decision theory, revisited. Longue version sur ; [xxx.arxiv.org/abs/quant-ph/0211104](http://xxx.arxiv.org/abs/quant-ph/0211104).
- [89] Wallace, D. (2002b). Worlds in Everett interpretation. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 33, 637-661.
- [90] Wallace, D. (2003). Everett and structure. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 34, 87-105.

- [91] Wallace, D. (2003). Everettian rationality : defending Deutsch approach to probability in the Everett interpretation. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, 34, 415-439.
- [92] Wallace, D. (2005a). Epistemology quantized : circumstances in which we should come to believe in the Everett interpretation. *British Journal for the Philosophy of Science*, 57(4), 655-689.
- [93] Wallace, D. (2005b). Quantum probability from subjective likelihood : improving on Deutsch proof of the probability rule. Disponible au [xxx.arxiv.quant-ph/0312157v2.com](http://xxx.arxiv.quant-ph/0312157v2.com).
- [94] Weihs, G., Jennewein, T., Simon, C., Weinfurter, H. & Zeilinger, A. (1998). Violation of Bell's inequality under strict Einstein locality conditions. *Physical Review Letter*, 81, 5039.
- [95] Wheeler, J.A. (1957). Assessment of Everett relative state formulation in quantum theory. In Dewitt & Graham. (1973 : 151-154).
- [96] Zeh, H.D. (1970). On the interpretation of measurement in quantum theory. *Foundations of Physics*, 1, 69-76.
- [97] Zeh, H.D. (1993). Decoherence and the transition from quantum to classical. *Physics Today*, 44, 36-44.
- [98] Zurek, W. (1998). Decoherence, Einselection and the existential interpretation (The rough guide). *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A356, 1793-1820.