

# Table des matières

<b>2</b>	<b>Figures en couleur du chapitre 2</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Figures en couleur et annexe du chapitre 4</b>	<b>11</b>
4.A	Annexe du chapitre 4 : la fonction d'onde . . . . .	14
<b>5</b>	<b>Figure en couleur du chat de Schrödinger et annexe du chapitre 5</b>	<b>17</b>
5.A	Annexe du chapitre 5 : description quantique du processus de mesure . . . . .	19
<b>7</b>	<b>Suppléments au chapitre 7</b>	<b>22</b>
7.1	La véritable expérience quantique . . . . .	22
7.2	Tentatives pour sauver la localité . . . . .	26
7.3	La tension entre non-localité et relativité . . . . .	28
7.A	Annexe A du chapitre 7 : la non-localité dans la théorie de la gravitation de Newton	36
7.B	Annexe B du chapitre 7 : preuve du théorème de Bell . . . . .	38
7.3	Annexe C du chapitre 7 : comment encoder un message secret ? . . . . .	40

<b>8</b>	<b>Suppléments au chapitre 8</b>	<b>42</b>
8.1	Figures en couleur de trajectoires . . . . .	43
8.2	Ce dont nous ne discutons pas en détail . . . . .	45
8.2.1	Pourquoi la théorie de De Broglie-Bohm n'est-elle pas réfutée par le théo- rème sur l'inexistence des variables cachées ? . . . . .	45
8.2.2	D'où vient le caractère aléatoire des prédictions quantiques dans la théo- rie de De Broglie-Bohm ? . . . . .	47
8.2.3	Qu'en est-il de la réduction de la fonction d'onde ? . . . . .	52
8.3	À propos du déterminisme de la théorie de De Broglie-Bohm . . . . .	57
8.4	Est-ce vraiment si simple que cela ? . . . . .	58
8.A	Annexe A du chapitre 8 : les « mesures » du spin dans la théorie de De Broglie- Bohm . . . . .	61
8.B	Annexe B du chapitre 8 : comment la théorie de De Broglie-Bohm rend-elle compte de la non-localité ? . . . . .	64
<b>9</b>	<b>Autres ouvrages</b>	<b>71</b>
9.1	Ouvrages reliés à la théorie de De Broglie-Bohm . . . . .	71
9.2	Le théorème de Bell et la non-localité . . . . .	73
9.3	Textes classiques de « l'école de Copenhague » . . . . .	73
9.4	L'interprétation des mondes multiples . . . . .	74
9.5	Histoire de la mécanique quantique . . . . .	74
9.6	Ouvrages divers . . . . .	76

**Nous incluons dans ce document les compléments, figures en couleur et annexes auxquels il est fait référence dans le livre.**

## Chapitre 2

### Figures en couleur du chapitre 2

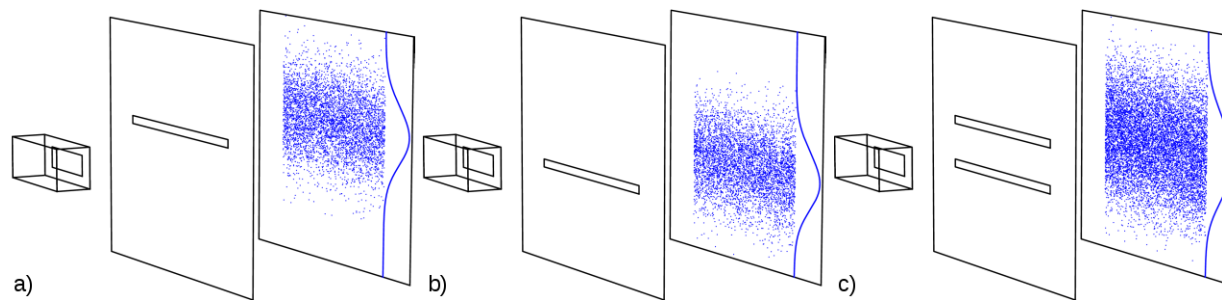


FIGURE 2.1 – L'expérience des deux trous avec des balles de fusil. La petite boîte à gauche de chaque partie (a, b, c) de la figure envoie les balles de fusil. La partie a) montre ce qui se passe lorsque seul le trou supérieur est ouvert, la partie b) montre ce qui se passe lorsque seul le trou inférieur est ouvert et la partie c) montre ce qui se passe lorsque les deux trous sont ouverts. Chaque point bleu sur le second mur représente la détection d'une balle de fusil et les courbes bleues indiquent la densité des impacts des balles. (A. Gondran cc by-sa 4.0)



FIGURE 2.2 – L'expérience des deux trous avec des ondes lorsque seul le trou supérieur est ouvert. L'intensité de l'onde est indiquée en blanc (plus intense) et en bleu (moins intense). La courbe bleue à droite de la figure indique l'intensité de l'onde sur le deuxième mur. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

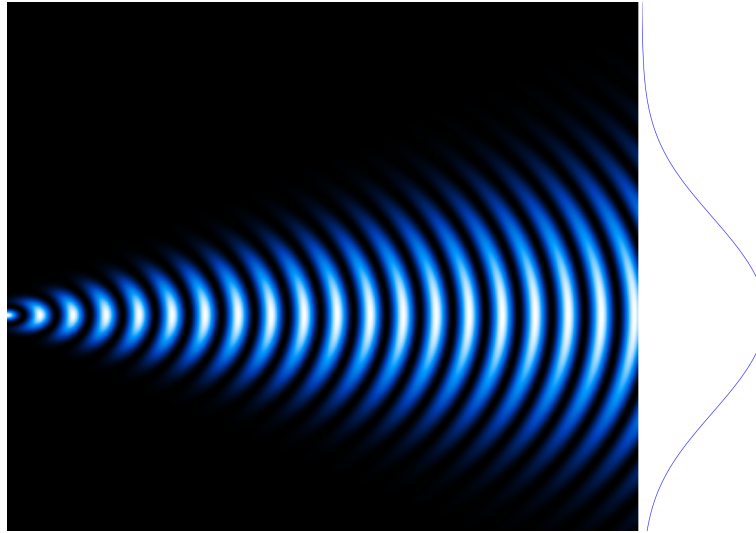


FIGURE 2.3 – L'expérience des deux trous avec des ondes lorsque seul le trou inférieur est ouvert. L'intensité de l'onde est indiquée en blanc (plus intense) et en bleu (moins intense). La courbe bleue à droite de la figure indique l'intensité de l'onde sur le deuxième mur. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

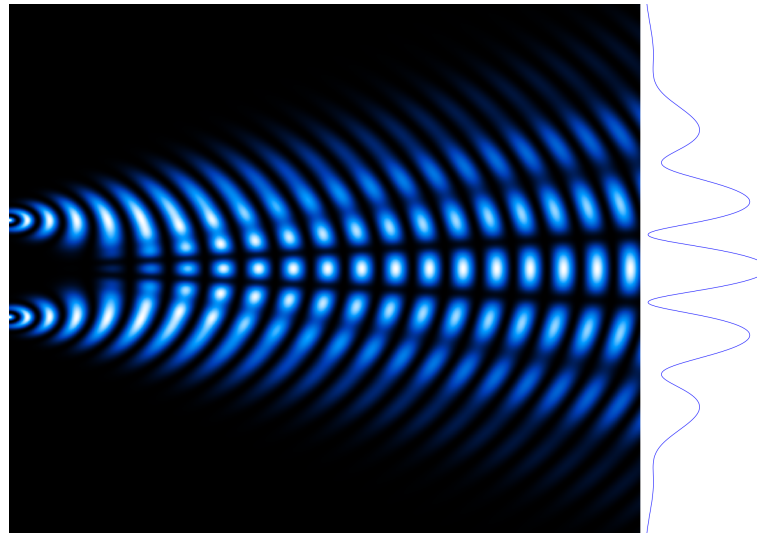


FIGURE 2.4 – L'expérience des deux trous avec des ondes lorsque les deux trous sont ouverts. L'intensité de l'onde est indiquée en blanc (plus intense) et en bleu (moins intense). La courbe bleue à droite de la figure indique l'intensité de l'onde sur le deuxième mur. Cela illustre le phénomène d'interférence. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

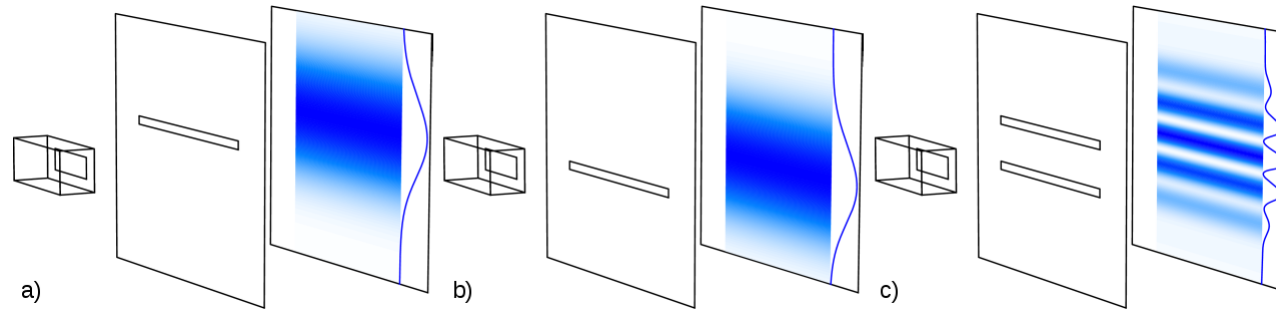


FIGURE 2.5 – L'expérience des deux trous avec des ondes en trois dimensions. La partie a) montre ce qui se passe lorsque seul le trou supérieur est ouvert, la partie b) montre ce qui se passe lorsque seul le trou inférieur est ouvert et la partie c) montre ce qui se passe lorsque les deux trous sont ouverts. Les zones bleues sur le deuxième mur dans chaque partie correspondent à la détection de l'intensité de l'onde. Les courbes bleues indiquent l'intensité de l'onde sur le deuxième mur. Cela illustre l'effet d'interférence. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

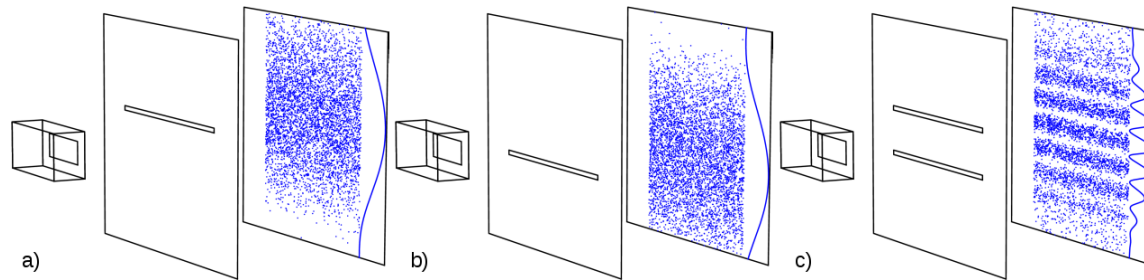


FIGURE 2.6 – L'expérience des deux trous avec des électrons, montrée en trois dimensions. La partie a) montre les détections d'électrons sur le second mur lorsque seul le trou supérieur est ouvert. Chaque point sur le deuxième mur correspond à la détection d'un électron. La partie b) montre les détections d'électrons sur le second mur lorsque seul le trou inférieur est ouvert, et la partie c) montre les détections d'électrons sur le second mur lorsque les deux trous sont ouverts. Dans les trois parties, les courbes bleues indiquent la densité des impacts des électrons sur le deuxième mur. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

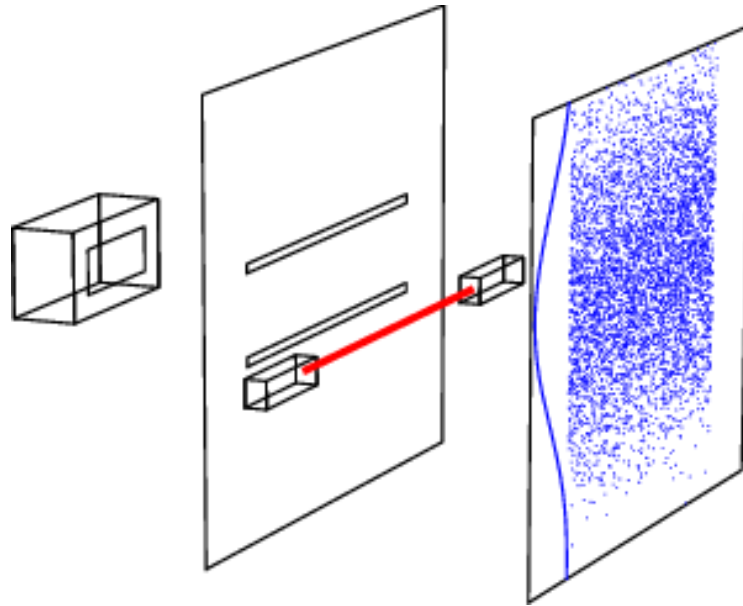


FIGURE 2.7 – L'expérience des deux trous avec des électrons lorsque les deux trous sont ouverts, mais où l'on place un appareil qui détecte les particules passant à travers le trou inférieur. Le détecteur est indiqué par la ligne rouge derrière le premier mur. Chaque point bleu sur le deuxième mur correspond à la détection d'un électron, c'est-à-dire qu'il n'a pas été détecté après le premier mur et qu'il a donc traversé le trou supérieur. La courbe bleue indique la densité d'impacts des électrons sur le deuxième mur. On voit que le phénomène d'interférence observé dans la partie c) de la figure 2.6 disparaît et que l'on obtient des résultats similaires à ce qui se passe lorsque seul le trou supérieur est ouvert (partie a) de la figure 2.6). (A. Gondran cc by-sa 4.0)



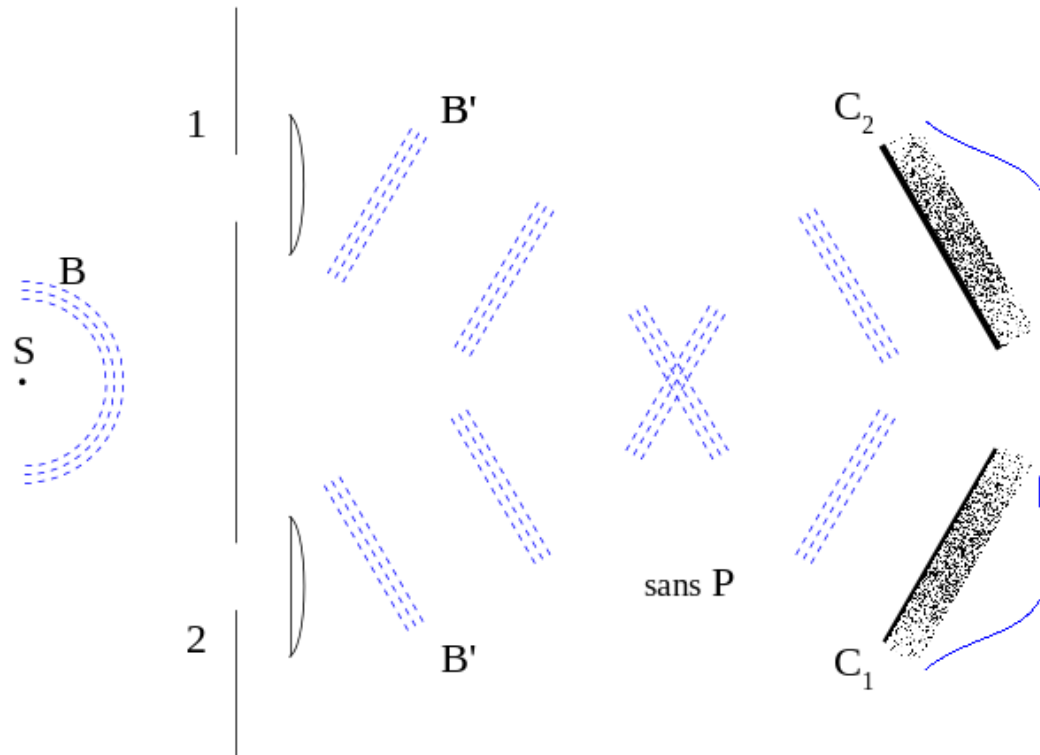


FIGURE 2.8 – L'expérience des deux trous avec choix retardé avec des électrons lorsque les deux trous sont ouverts. La source indiquée  $S$  envoie un faisceau de particules noté  $B$  vers les deux trous. L'on insère des lentilles, derrière les trous, qui focalisent les faisceaux entrants de particules, notés  $B'$ , derrière les trous et qui dirigent les particules entrantes vers deux compteurs  $C_1$  et  $C_2$  qui peuvent les détecter. La densité de détections des particules qui en résulte sur chaque compteur est similaire à celle obtenue lorsqu'un seul trou est ouvert, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'effet d'interférence. Si l'on détecte la particule sur l'un de ces compteurs, on sera tenté de conclure que la particule a traversé le trou supérieur si le compteur  $C_1$  la détecte et qu'elle passe par le trou inférieur si le compteur  $C_2$  la détecte. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

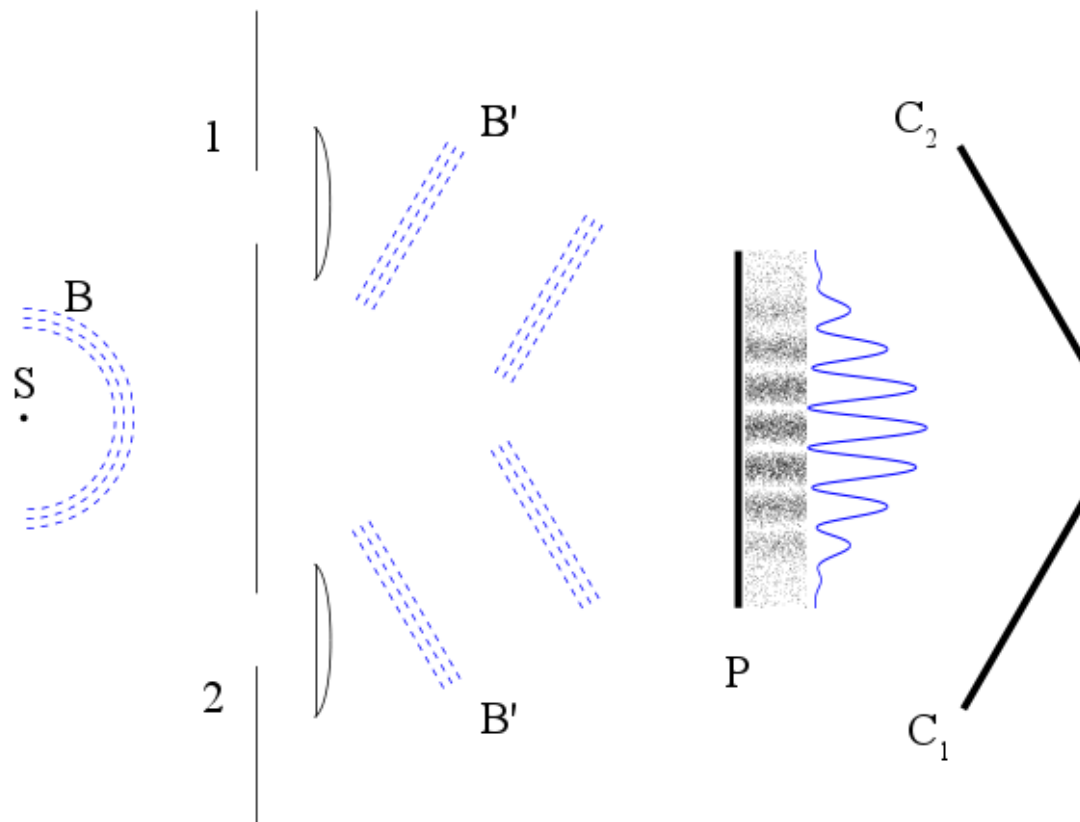


FIGURE 2.9 – L'expérience des deux trous avec choix retardé avec des électrons lorsque les deux trous sont ouverts. La source indiquée  $S$  envoie un faisceau de particules noté  $B$  vers les deux trous. L'on insère des lentilles, derrière les trous, qui focalisent les faisceaux entrants de particules, notés  $B'$ , derrière les trous et qui dirigent les particules entrantes vers deux compteurs  $C_1$  et  $C_2$  qui peuvent les détecter. Mais, contrairement à ce qui se passe dans la figure 2.8, on insère une plaque de détection (désignée par  $P$ ) dans la région où se croisent les trajectoires des particules. Alors, on voit un phénomène d'interférence comme dans la partie c) de la figure 2.6, et selon la manière habituelle de parler, on dira que la particule est passée par les deux trous. Comme on peut choisir d'insérer la plaque de détection *après* le passage des particules à travers les trous, il semble que nous puissions décider si la particule passe par les deux trous ou par un seul (comme dans la figure 2.8) en insérant ou non la plaque de détection après que la particule a soi-disant « décidé » de passer par un seul trou ou par les deux trous ! (A. Gondran cc by-sa 4.0)



## Chapitre 4

### Figures en couleur et annexe du chapitre 4

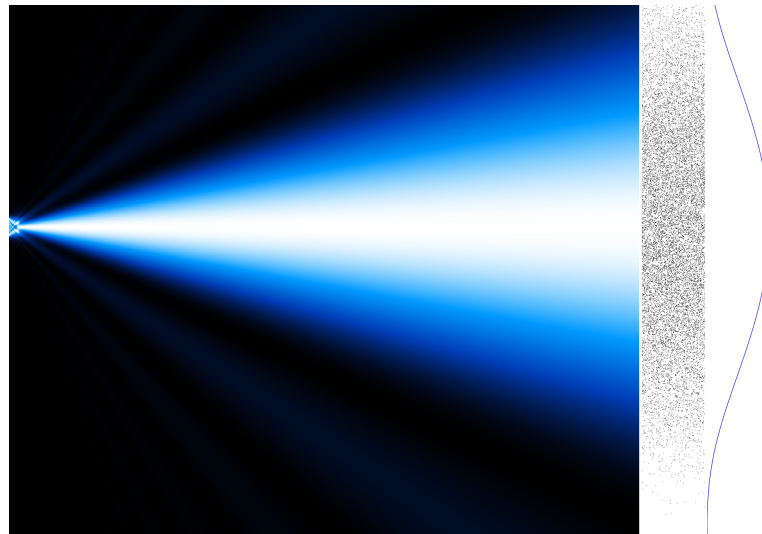


Figure 4.10 du livre : l'évolution temporelle de la fonction d'onde dans la situation de l'expérience à deux trous lorsque seul le trou supérieur est ouvert (l'évolution temporelle va de gauche à droite). Les zones blanches et bleues indiquent les endroits où la fonction d'onde est non nulle et leur intensité est proportionnelle au carré de la fonction d'onde (blanc plus intense, bleu moins intense). Les points à droite indiquent l'impact des particules. La courbe bleue à droite indique la densité de tels impacts. Cette figure correspond à la partie (a) de la figure 2.6, mais en deux dimensions et interprétée dans le langage de la fonction d'onde.

(A. Gondran cc by-sa 4.0)

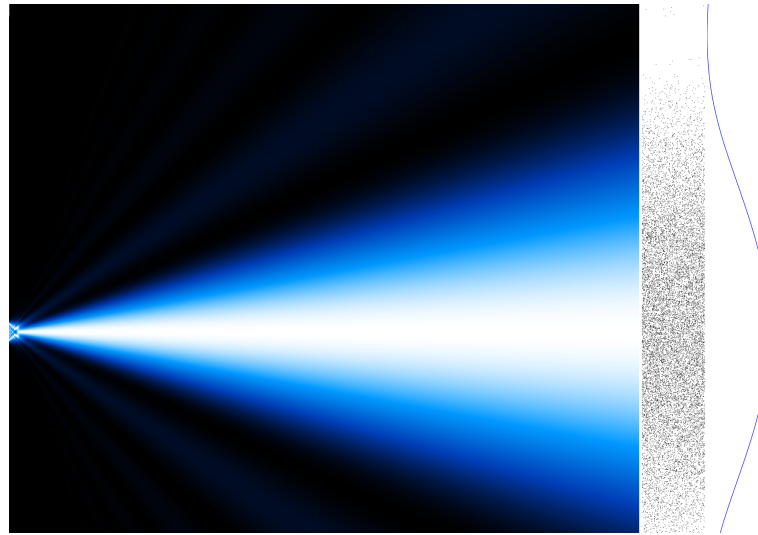


Figure 4.11 du livre : l'évolution temporelle de la fonction d'onde dans la situation de l'expérience à deux trous lorsque seul le trou inférieur est ouvert (l'évolution temporelle va de gauche à droite). Les zones blanches et bleues indiquent les endroits où la fonction d'onde est non nulle et leur intensité est proportionnelle au carré de la fonction d'onde (blanc plus intense, bleu moins intense). Les points à droite indiquent l'impact des particules. La courbe bleue à droite indique la densité de tels impacts. Cette figure correspond à la partie (b) de la figure 2.6, mais en deux dimensions et interprétée dans le langage de la fonction d'onde. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

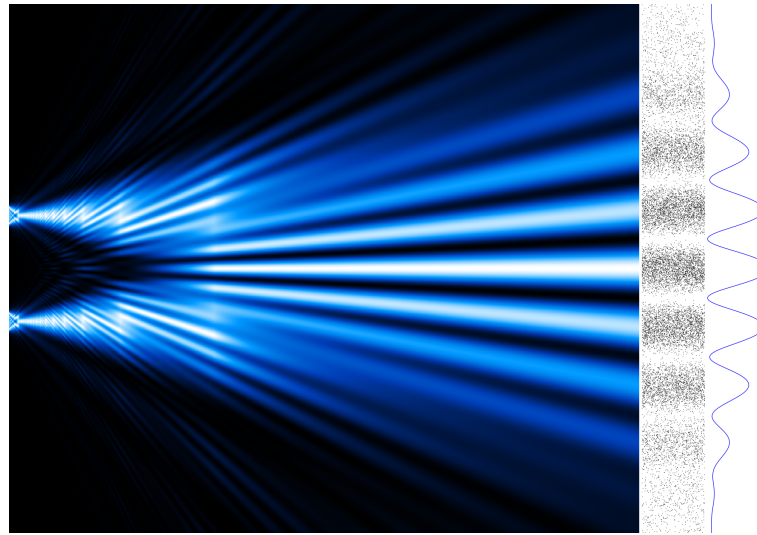


Figure 4.12 du livre : l'évolution temporelle de la fonction d'onde dans la situation de l'expérience à deux trous lorsque les deux trous sont ouverts (l'évolution temporelle va de gauche à droite). Les zones blanches et bleues indiquent les endroits où la fonction d'onde est non nulle et leur intensité est proportionnelle au carré de la fonction d'onde (blanc plus intense, bleu moins intense). Les points à droite indiquent l'impact des particules. La courbe bleue à droite indique la densité de tels impacts. Cette figure correspond à la partie (c) de la figure 2.6, mais en deux dimensions et interprétée dans le langage de la fonction d'onde. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

#### 4.A Annexe du chapitre 4 : la fonction d'onde

La première précision à apporter concernant la fonction d'onde est que  $\Psi(x)$  est en général un nombre complexe et, pour être correct, il aurait fallu écrire partout  $|\Psi(x)|^2$  au lieu de  $\Psi(x)^2$  dans les sections 4.1, 4.2, où, pour un nombre complexe  $z = a + ib$ ,  $|z|^2 = a^2 + b^2$ .

Le fait que l'aire totale sous la courbe de la figure 4.3 du livre soit égale à 1 signifie que  $\int_{\mathbb{R}} |\Psi(x)|^2 dx = 1$ . Cela garantit que la probabilité de trouver la particule quelque part est toujours égale à 1, comme il se doit ! La probabilité de trouver la particule dans une région  $A$  est donc  $\int_A |\Psi(x)|^2 dx$ , voir la figure 4.3 du livre.

Enfin, pour que l'identité  $\int_{\mathbb{R}} |\Psi(x)|^2 dx = 1$  soit préservée au cours du temps, chacune des fonctions d'onde réduites, après une mesure, doit également satisfaire à  $\int_{\mathbb{R}} |\Psi(x)|^2 dx = 1$ . Dans la figure 4.5 du livre, la situation est symétrique et, puisque les régions où  $\Psi_1(x)$  et  $\Psi_2(x)$  sont non nulles sont disjointes, on a  $\int_{\mathbb{R}} |\Psi(x)|^2 dx = \int_{\mathbb{R}} |\Psi_1(x)|^2 dx + \int_{\mathbb{R}} |\Psi_2(x)|^2 dx = 1$  et donc  $\int_{\mathbb{R}} |\Psi_1(x)|^2 dx = \int_{\mathbb{R}} |\Psi_2(x)|^2 dx = \frac{1}{2}$ . Ainsi, la fonction d'onde réduite n'est pas  $\Psi_1(x)$  ou  $\Psi_2(x)$ , comme nous l'avons dit dans la section 4.2 du livre, mais plutôt  $\sqrt{2}\Psi_1(x)$  ou  $\sqrt{2}\Psi_2(x)$ , qui satisfont  $\int_{\mathbb{R}} |\sqrt{2}\Psi_1(x)|^2 dx = \int_{\mathbb{R}} |\sqrt{2}\Psi_2(x)|^2 dx = 1$ .

Pour illustrer le phénomène des interférences constructives et destructives, considérons la figure 4.1, où les trois courbes représentent les fonctions  $\Psi_1(x)^2$ ,  $\Psi_2(x)^2$  et  $(\Psi_1(x) + \Psi_2(x))^2$  (nous supprimons la variable  $t$  ici). Nous notons que la fonction  $(\Psi_1(x) + \Psi_2(x))^2$  peut s'annuler en des points  $x$  où ni  $\Psi_1(x)^2$  ni  $\Psi_2(x)^2$  ne s'annulent. Elle peut également être supérieure à la somme  $\Psi_1(x)^2 + \Psi_2(x)^2$  pour d'autres points  $x$ . Dans le dernier cas, on dit que les ondes interfèrent de manière constructive et dans le premier cas, qu'elles interfèrent de manière destructive.

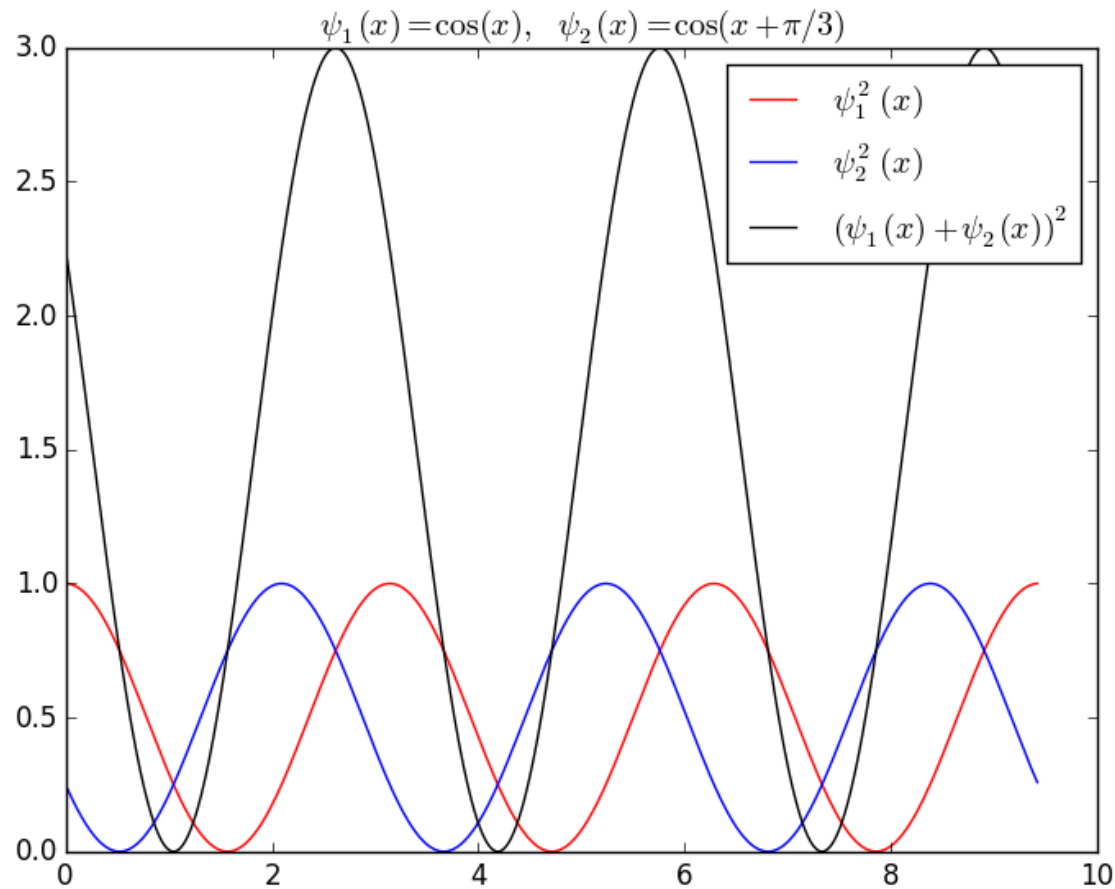


FIGURE 4.1 – Les graphes de  $\Psi_1(x)^2$ ,  $\Psi_2(x)^2$  et  $(\Psi_1(x) + \Psi_2(x))^2$ , pour deux fonctions d'onde différentes,  $\Psi_1(x)$  et  $\Psi_2(x)$ . Il existe des points  $x$  où  $\Psi_1(x) = -\Psi_2(x)$  et en ces points la courbe noire représentant  $(\Psi_1(x) + \Psi_2(x))^2$  s'annule (pour ceux qui connaissent les fonctions trigonométriques, nous avons choisi ici  $\Psi_1(x) = \cos x$  et  $\Psi_2(x) = \cos(x + \frac{\pi}{3})$ , mais ce choix n'est pas très important). (A. Gondran cc by-sa 4.0)





## Chapitre 5

### Figure en couleur du chat de Schrödinger et annexe du chapitre 5

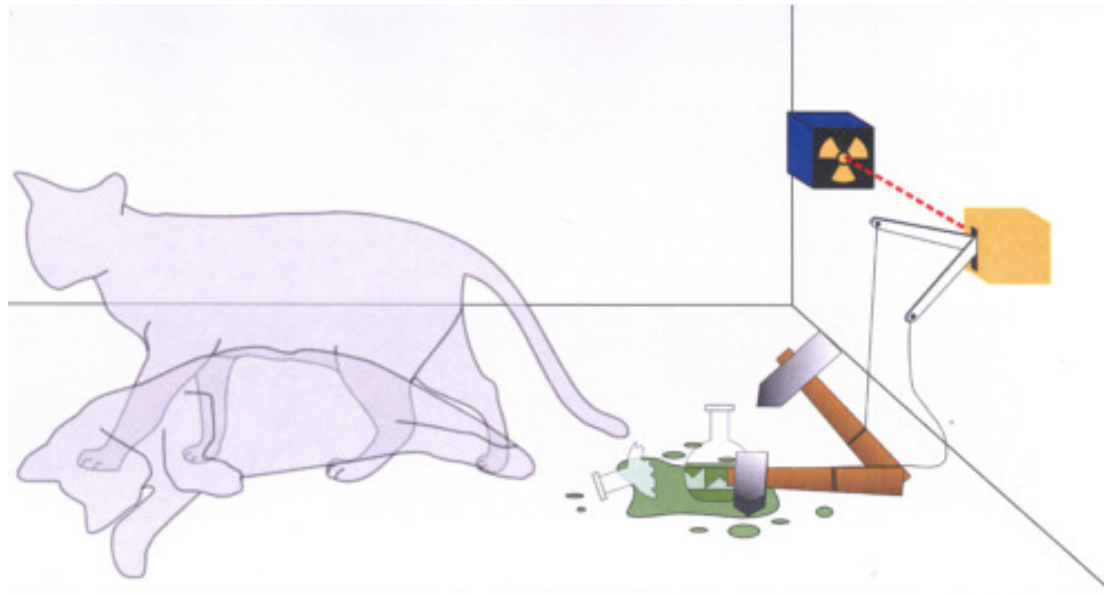


Figure 5.4 du livre : le chat qui est à la fois vivant et mort.

By Dhatfield (propre œuvre) [CC BY-SA 3.0

(<http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0>), via Wikimedia Commons.

## 5.A Annexe du chapitre 5 : description quantique du processus de mesure

Afin de donner une description quantique du processus de mesure en mécanique quantique, il faut associer une fonction d'onde au dispositif de mesure, à savoir ici au pointeur. Soit  $\varphi_0$  la fonction d'onde initiale associée au pointeur, où  $\varphi_0$  signifie que le pointeur est identique à celui de la première image de la figure 5.1 du livre.

On pourrait s'interroger sur l'attribution d'une fonction d'onde à un objet macroscopique tel qu'un pointeur. Mais c'est exactement ce que nous entendons par « travailler dans le formalisme quantique » en analysant le processus de mesure. Dans ce formalisme, par hypothèse, une fonction d'onde est associée à chaque objet, même si nous ne pouvons pas décrire en détail cette fonction d'onde. Tout ce que nous avons besoin de savoir sur cette fonction d'onde, c'est qu'il existe des différences entre la fonction d'onde du pointeur dans l'image supérieure de la figure 5.1 du livre et celle du bas, ainsi qu'avec celle du bas de la figure 5.2 du livre.

Considérons la fonction d'onde suivante pour la particule (voir l'équation 5.1 du livre) :  $\Psi(x) = \Psi_1(x) + \Psi_2(x)$  (nous supprimerons la variable  $x$  ci-dessous), correspondant à la superposition de « la particule passant par le trou supérieur » et « la particule passant par le trou inférieur ».

Soit

$$\Psi_0 = \varphi_0 \times [\Psi_1 + \Psi_2] = [\varphi_0 \times \Psi_1 + \varphi_0 \times \Psi_2] \quad (5.1)$$

la fonction d'onde  $\Psi_0$  décrivant la fonction d'onde initiale du système composée de la particule traversant le trou et du pointeur. Ici,  $\varphi_0$  est la fonction d'onde associée au pointeur en position horizontale comme en haut des figures 5.1 et 5.2 du livre et  $\times$  indique le produit de fonctions.

Pour savoir quelle fonction d'onde nous obtiendrons après la mesure, considérons tout d'abord une autre fonction d'onde initiale, qui correspond à la fermeture du trou inférieur et donc à la

fonction d'onde du pointeur et de la particule étant donnée par  $\Psi_1$  :

$$\Psi_0^\uparrow = \varphi_0 \times \Psi_1 \quad (5.2)$$

Ensuite, puisque le pointeur sera dirigé vers le haut si la particule passe par le trou supérieur, la fonction d'onde finale du pointeur et de la particule sera :

$$\varphi^\uparrow \times \Psi_1,$$

où  $\varphi^\uparrow$  correspond au pointeur représenté dans l'image du bas de la figure 5.1 du livre.

De même, si nous commençons par une fonction d'onde initiale correspondant à la fermeture du trou supérieur et donc à la particule ayant la fonction d'onde  $\Psi_2$ , la fonction d'onde initiale du pointeur et de la particule sera :

$$\Psi_0^\downarrow = \varphi_0 \times \Psi_2. \quad (5.3)$$

Et, puisque le pointeur sera dirigé vers le bas, la fonction d'onde finale du pointeur et de la particule sera :

$$\varphi^\downarrow \times \Psi_2,$$

où  $\varphi^\downarrow$  correspond au pointeur représenté dans la deuxième image de la figure 5.2 du livre.

Maintenant, rappelons-nous ce que nous avons dit à propos de la propriété la plus importante de l'évolution temporelle des fonctions d'onde : elle est *linéaire* ! Ici, la fonction d'onde initiale  $\Psi_0$  (5.1) est une superposition de deux autres fonctions d'onde,  $\Psi_0^\uparrow$  (5.2) et  $\Psi_0^\downarrow$  (5.3).

La linéarité de l'évolution temporelle signifie que la fonction d'onde  $\Psi_0$  évoluera en une superposition de l'évolution temporelle de  $\Psi_0^\uparrow$  et de  $\Psi_0^\downarrow$ .

Cela signifie que l'évolution temporelle de la fonction d'onde initiale du pointeur et de la particule  $\Psi_0$  (5.1) doit être :

$$\varphi^\uparrow \times \Psi_1 + \varphi^\downarrow \times \Psi_2,$$

ou, pour le dire en mots :

$$\begin{aligned} &\text{une superposition de la fonction d'onde } \varphi^\uparrow \times \Psi_1 \\ &\text{et de la fonction d'onde } \varphi^\downarrow \times \Psi_2. \end{aligned} \tag{5.4}$$

Cela signifie que, en ce qui concerne le pointeur, il sera associé à une fonction d'onde superposée composée d'une fonction d'onde signifiant « le pointeur est orienté vers le haut » et d'une fonction d'onde signifiant « le pointeur est orienté vers le bas ».

Bien sûr, ce n'est pas ce qui est observé et c'est même impossible à comprendre.

## Chapitre 7

# Suppléments au chapitre 7

### 7.1 La véritable expérience quantique

Nous complétons ici la section 7.4.2 du livre à propos de la partie Bell de l'argument : on choisit trois directions différentes pour mesurer le spin (voir les figures 7.1 et 7.2), de sorte que les réponses seront toujours les mêmes si les mesures sont effectuées dans les mêmes directions de chaque côté (ce qui signifie que si la particule  $A$  va dans la direction du champ, la particule  $B$  va dans la direction opposée et inversement), mais elles ne seront les mêmes que  $\frac{1}{4}$  du temps quand les mesures sont effectuées dans deux directions différentes de chaque côté.

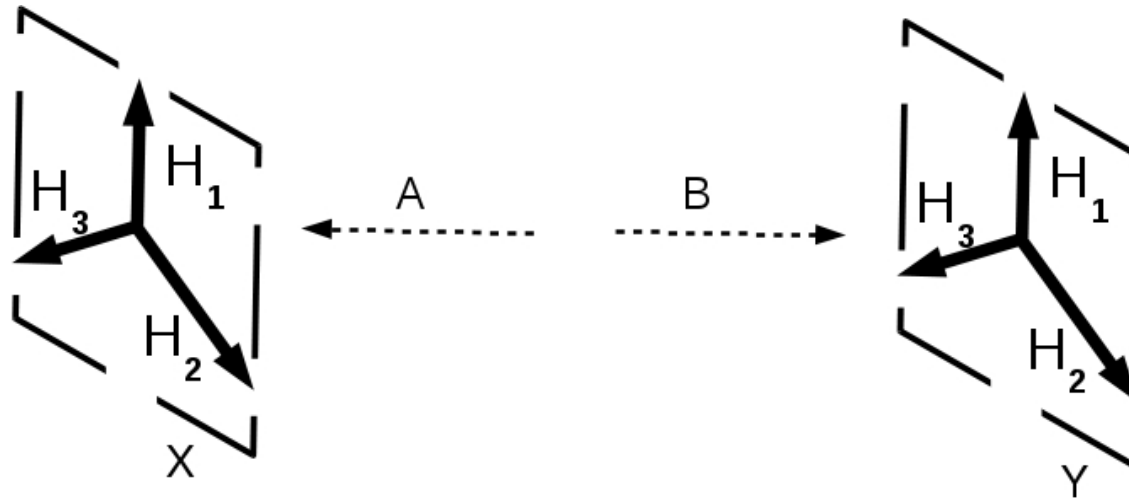


FIGURE 7.1 – Deux particules,  $A$  et  $B$ , sont envoyées vers des boîtes, situées en  $X$  et en  $Y$ , perpendiculaires au plan de la figure et dans lesquelles il existe trois directions possibles pour l'orientation d'un champ magnétique, notées  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ . On répète plusieurs fois l'expérience, en choisissant les directions du champ de chaque côté de manière aléatoire et indépendamment du choix de l'autre côté. Chaque fois que les champs sont choisis dans les mêmes directions, les deux particules vont dans des directions opposées, comme dans les figures 7.5 et 7.6 du livre.

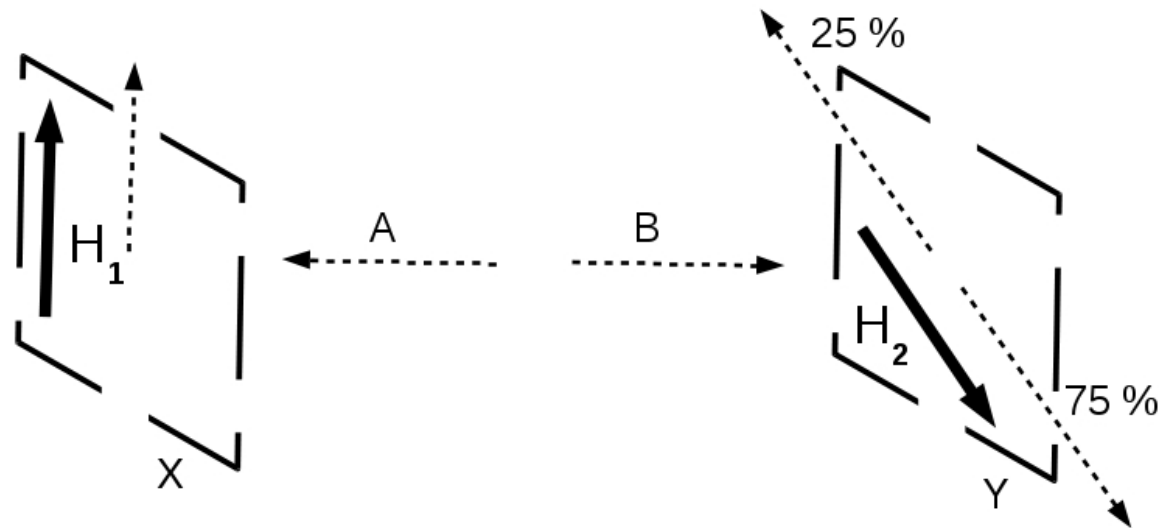


FIGURE 7.2 – Deux particules,  $A$  et  $B$ , sont envoyées vers des boîtes situées à  $X$  et  $Y$ , perpendiculaires au plan de la figure et dans lesquelles il existe trois directions possibles pour l'orientation d'un champ magnétique, noté  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ , voir la figure 7.1. Ici, on choisit la direction 1 en  $X$  et la direction 2 en  $Y$ . Dans cette situation, si la particule  $A$  va dans la direction du champ, comme dans la figure, la particule  $B$  ira dans la direction du champ 75% du temps et dans le sens opposé 25% du temps (et vice versa). En effet, les directions prises par les particules  $A$  et  $B$  sont parfaitement corrélées lorsque les directions sont identiques (voir les figures 7.5 et 7.6 du livre) mais elles sont corrélées seulement 25% du temps lorsque les directions sont différentes. On obtient des résultats similaires pour les cinq autres choix possibles d'orientations du champ différentes en  $X$  et en  $Y$ .

Le fait que les directions des figures 7.1 et 7.2 fournissent ce résultat suit d'un calcul quantique simple (simple, mais trop avancé pour ce livre, voir par exemple [18, p. 127] pour les détails du calcul).

Le théorème de Bell de la section 7.4.1 du livre montre alors que cela conduit à une contradiction<sup>1</sup>.

1. Il est en fait facile de réaliser « l'expérience » décrite dans la section 7.4.1 du livre, avec Alice, Bob et leurs trois questions : mettez Alice et Bob en  $X$  et en  $Y$  munis d'un champ magnétique comme dans les figures 7.1 et 7.2 et laissez-les orienter leur champ magnétique respectif dans une direction correspondant à la question qui leur est posée ; envoyez ensuite à chacun d'eux une particule venant d'une paire de particules corrélées dans l'état quantique décrit dans cette section. Alice et Bob peuvent simplement donner une réponse « oui » ou « non » en fonction du résultat obtenu (avec nos conventions), et ils reproduiront alors les statistiques dont Bell a montré qu'elles étaient impossibles



Avant de discuter de la signification de ce théorème dans la section suivante, il est important de comprendre comment l'expérience EPR est décrite dans la mécanique quantique ordinaire. Comme nous l'avons dit, la fonction d'onde entrelacée du système est une superposition de deux fonctions d'onde : l'une avec la particule  $A$  allant dans la direction du champ et la particule  $B$  dans la direction opposée à celle du champ, « plus » une autre fonction d'onde avec la particule  $A$  allant dans la direction opposée à celle du champ et la particule  $B$  allant dans la direction du champ.

Quand on mesure, disons, le spin de la particule  $A$  et que cette particule va dans la direction du champ, la fonction d'onde superposée est réduite à une seule de ses parties, à savoir la fonction d'onde où « la particule  $A$  va dans la direction du champ et la particule  $B$  va dans la direction opposée à celle du champ ». Ensuite, la particule  $B$  ira nécessairement dans la direction opposée à celle du champ lorsque le spin de la particule  $B$  sera mesuré. Si la particule  $A$  se dirige dans la direction opposée à celle du champ, alors la réduction de la fonction d'onde fait en sorte que la particule  $B$  ira nécessairement dans la direction du champ.

C'est cette opération de réduction qui n'est pas locale en mécanique quantique ordinaire. Mais comme la fonction d'onde et la règle de la réduction n'ont pas un sens clair dans la mécanique quantique ordinaire, on ne sait pas non plus ce que cette non-localité signifie, et c'est là la source de nombreuses ambiguïtés et confusions dans les discussions sur la non-localité, quand elles sont faites dans le cadre de la mécanique quantique ordinaire.

---

sans une forme d'action à distance.

## 7.2 Tentatives pour sauver la localité

Nous examinons et discutons ici quelques tentatives faites pour défendre l'idée que, malgré tout, le monde est local.

- (1) Certains physiciens disent que la physique quantique prédit à la fois les corrélations parfaites et le facteur  $\frac{1}{4}$  pour les corrélations lorsque les orientations des champs magnétiques sont différentes, comme dans la figure 7.2, alors où est le problème ?

Tant que l'on ne veut pas raisonner au-delà du formalisme quantique, il n'y a en effet aucun problème. Mais si l'on commence à s'interroger sur ce qui explique (et non simplement prédit) les corrélations parfaites, on en arrive aux conclusions d'EPR et, avec l'argument de Bell, à la preuve de la non-localité.

- (2) Une autre stratégie consiste à soutenir que les corrélations parfaites entre les réponses lorsque les mêmes questions sont posées sont simplement une coïncidence qu'il n'est pas nécessaire d'expliquer.

Mais toute la science peut être vue comme une tentative d'expliquer des corrélations ou des régularités empiriques : la théorie de la gravitation, par exemple, rend compte des régularités dans le mouvement des planètes, des satellites, etc. La théorie atomique de la matière explique les proportions des éléments dans les réactions chimiques. Les effets des médicaments expliquent la guérison de certaines maladies, etc. Refuser d'expliquer des corrélations sans donner une raison particulière de le faire est une attitude très peu scientifique. Comme le disait John Bell <sup>2</sup> :

Vous pouvez hausser les épaules et dire « les coïncidences arrivent tout le temps », ou « c'est la vie ». Une telle attitude est en effet parfois préconisée par des personnes,

---

2. [5, p. 152].

en général sérieuses, dans le contexte de la philosophie quantique. Mais en dehors de ce contexte particulier, une telle attitude serait considérée comme non scientifique. L'attitude scientifique est que des corrélations exigent des explications.

- (3) Une variante de l'attitude consistant à « hausser les épaules » est d'invoquer une sorte de conspiration : supposons, par exemple, qu'Alice et Bob n'ont de réponses prédéterminées que pour une seule des trois questions mais que, chaque fois que l'expérience est répétée, et indépendamment du nombre de fois qu'elle l'est, c'est cette question-là qui leur est posée. Si nous faisons cette hypothèse, alors le théorème de Bell ne peut pas être prouvé (pour que la preuve du théorème marche, nous devons supposer des réponses préexistantes pour au moins trois questions).

Cette hypothèse est analogue à la supposition que des étudiants réussissent bien à un examen, non pas parce qu'ils ont étudié le cours, mais parce qu'ils ont étudié précisément les réponses aux questions qui leur sont posées, sans connaître à l'avance ces questions. Cela se produit parfois (les étudiants peuvent être chanceux), mais il est difficile de croire que cela puisse arriver à tous les étudiants, tout le temps, et quel que soit le nombre d'élèves<sup>3</sup>.

Le problème général que rencontre ce type de « solution » est que, quelles que soient les données empiriques, on peut toujours sauvegarder sa théorie préférée (ici, ce serait le rejet de la non-localité) si l'on est prêt à faire des hypothèses suffisamment *ad hoc*. Mais, comme le disait Bell, « en dehors de ce contexte particulier, une telle attitude serait considérée comme non scientifique ». Goldstein, Norsen, Tausk et Zanghí donnent l'exemple suivant : « Si vous effectuez un essai clinique médicament/placebo, vous devez sélectionner un groupe de patients auquel vous donnez le médicament, et un autre auquel vous donnez le placebo. Mais pour que cela fonctionne, vous devez supposer que la méthode de sélection est indépendante

---

3. Cette remarque est basée sur un argument de Schrödinger, voir la section 10.2 du livre.

de toutes les caractéristiques que ces patients pourraient avoir et qui pourraient influencer la façon dont ils réagissent au médicament » [36, note 17]. Si, par accident, les personnes à qui le placebo est administré sont exactement celles qui sont guéries spontanément, alors que celles à qui le médicament est administré sont tellement malades que le médicament a peu d'effet sur elles, alors, bien sûr, l'étude serait biaisée. Et quel que soit le caractère « aléatoire » de l'échantillon choisi, ce scénario restera toujours une possibilité logique. Il deviendra simplement de plus en plus invraisemblable au fur et à mesure que la taille de l'échantillon augmentera.

Le même raisonnement s'applique à l'hypothèse *ad hoc* selon laquelle Alice et Bob n'ont de réponse qu'à une seule question, mais que cette question se trouve être celle qui leur est posée, et que cela se produit à chaque répétition de l'expérience<sup>4</sup>.

Si nous rejetons de telles formes extrêmes d'argumentation *ad hoc*, la non-localité existe, et elle continuera à exister, quels que soient les développements futurs de la science. Refuser de faire face à un problème n'est pas la même chose que de le résoudre. Une chose est sûre : personne n'a encore proposé d'explication véritablement locale pour les corrélations parfaites discutées ici, et personne ne pourrait le faire, car Bell a prouvé que c'était impossible.

### 7.3 La tension entre non-localité et relativité

Le lecteur qui a entendu parler de la théorie de la relativité restreinte peut penser que cette dernière implique que « rien ne va plus vite que la lumière ». Mais alors, l'effet discuté ici, l'action instantanée à distance, ne contredit-il pas cette affirmation ?

---

4. Bien sûr, cela s'applique également aux particules dont le spin est mesuré : il serait totalement déraisonnable de supposer que les spins des deux particules sont prédéterminés et corrélés, mais uniquement dans une direction et que cette direction se trouve être celle dans laquelle leur spin est mesuré.

Malheureusement, la réponse est compliquée et est, dans un sens, à la fois oui et non. De plus, expliquer pourquoi il en est ainsi dans les détails irait au-delà de la portée de ce livre. Ou, au moins, nous devrions inclure un long chapitre expliquant la théorie de la relativité restreinte<sup>5</sup>.

La seule conséquence de la théorie de la relativité que nous devons expliquer est *la relativité de la simultanéité*. Cela signifie que, même si nous pensons naïvement qu'il existe un « maintenant » qui s'applique à l'univers tout entier, c'est-à-dire qu'il semble raisonnable de dire qu'un événement ici et un événement sur la Lune se produisent en même temps, et que cela était considéré comme vrai en physique pré-relativiste, ce n'est pas le cas dans la théorie de la relativité restreinte.

En résumé, la relativité de la simultanéité dit simplement que, si une personne passe devant moi, mais dans une fusée en mouvement, son présent et mon présent seront différents pour les événements lointains. Certains événements qui se produisent « maintenant » pour moi se produiront à l'avenir pour elle et inversement. Cela est illustré par la figure 7.3.

---

5. Voir Taylor et Wheeler [59] pour une introduction assez élémentaire à cette théorie et Maudlin [48] pour une analyse conceptuelle de la relation entre relativité restreinte et non-localité quantique.

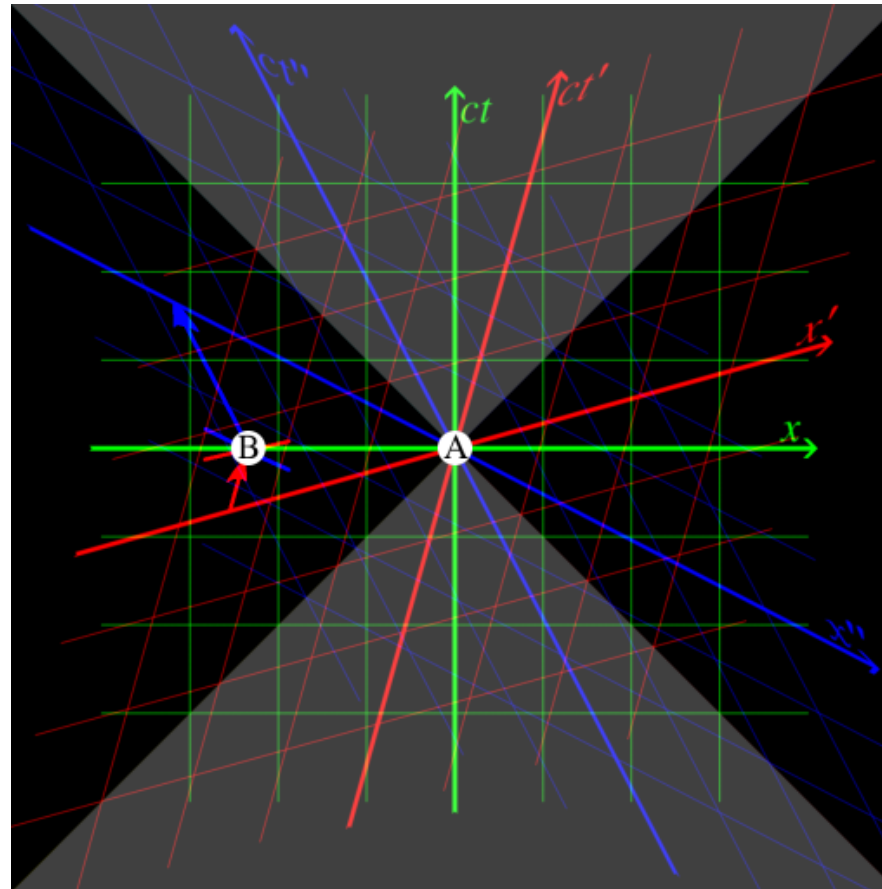


FIGURE 7.3 – Relativité de la simultanéité : nous indiquons comment les choses apparaissent par rapport à trois états de mouvement ; un en vert, un en bleu et un en rouge. Des lignes vertes, bleues et rouges indiquent des ensembles d'événements se produisant simultanément par rapport à l'état de mouvement correspondant à cette couleur. En particulier, l'axe indiqué  $x$  correspond à tous les événements simultanés avec A par rapport à l'état de mouvement indiqué en vert, l'axe indiqué  $x'$  correspond à tous les événements simultanés avec A par rapport à l'état de mouvement indiqué en rouge et l'axe indiqué  $x''$  correspond à tous les événements simultanés avec A par rapport à l'état de mouvement indiqué en bleu (les trois axes temporels différents, liés aux trois états de mouvement, sont notés  $ct$ ,  $ct'$ ,  $ct''$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière – il s'agit d'une notation fréquemment utilisée en relativité). Ainsi, l'événement B est simultané avec A par rapport à l'état de mouvement indiqué en vert, mais il s'est produit avant A par rapport à l'état de mouvement indiqué en bleu et se produira après A par rapport à l'état de mouvement indiqué en rouge. Source : <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/b1/RelativityofSimultaneity.svg>.

Cela semble absolument fantastique au premier abord et, pour justifier cette assertion, il faudrait expliquer toute la théorie de la relativité, ce que nous ne ferons pas. Mais il existe de nombreuses situations pratiques dans lesquelles cette relativité de la simultanéité (ou une propriété similaire) peut être vérifiée, la plus spectaculaire étant le GPS : si l'on ne tenait pas compte de ces effets relativistes (dus aux théories de la relativité restreinte et de la relativité générale), toutes nos indications de position seraient fausses, et les avions, par exemple, s'écraseraient loin de leur piste d'atterrissage.

De plus, toutes les expériences dans des laboratoires de haute énergie doivent également prendre en compte la relativité de la simultanéité.

Pour illustrer cette relativité de la simultanéité, on peut aussi imaginer, comme l'a fait le physicien français Paul Langevin, deux jumeaux, dont l'un reste sur Terre, et l'autre voyage dans un vaisseau spatial très rapide, s'éloigne de la Terre, puis fait demi-tour et revient. Quand il revient finalement sur Terre, il s'apercevra qu'il est plus jeune que le jumeau qui n'a pas voyagé. Cette expérience de pensée n'a évidemment jamais été faite avec de vrais jumeaux, mais des effets semblables ont été vérifiés avec des horloges transportées en avion. On peut envoyer des horloges identiques et très précises autour de la Terre dans des avions volant dans des directions opposées et constater qu'elles ne sont plus synchronisées après avoir fait le tour de la Terre.

Tous ces effets ne sont pas seulement prédits qualitativement par la théorie de la relativité, mais sont également quantitativement en accord précis avec celle-ci.

En résumé, si surprenant que puisse paraître la relativité de la simultanéité, c'est un fait bien établi !

Mais qu'est-ce que cela implique pour EPR-Bell ? Le problème est que si la simultanéité, ou l'instantanéité, est relative à un état de mouvement, alors par rapport à quel état de mouvement les actions instantanées à distance, dont l'existence est démontrée par EPR-Bell, sont-elles

instantanées ? Supposons qu'elles se produisent simultanément dans le laboratoire dans lequel l'expérience est faite et mettons que les événements simultanés par rapport à l'état de mouvement du laboratoire soient représentés par les lignes vertes sur la figure 7.3, de sorte que les événements A et B se produisent simultanément par rapport à cet état de mouvement. Relativement à un état de mouvement différent de celui du laboratoire (les lignes bleues de la figure 7.3), l'un de ces « événements simultanés » se produira *avant* l'autre (l'événement B se produit avant l'événement A) et, par rapport à un autre état de mouvement différent de celui du laboratoire (les lignes rouges de la figure 7.3), le même « événement simultané » se produira *après* l'autre (l'événement B se produit après l'événement A).

Mais cela pose un sérieux problème en ce qui concerne notre notion de causalité : en effet, on veut évidemment pouvoir penser que les causes précèdent leurs effets de manière absolue et on voudrait certainement pouvoir penser que le fait qu'un événement donné soit une cause et un autre événement un effet ne dépend pas l'état de mouvement de la personne qui décrit ces événements.

Existe-t-il une solution à ce problème ? Malheureusement pas vraiment. Une solution possible serait de supposer qu'il existe un état de mouvement « privilégié » en ce sens que, par rapport à cet état de mouvement, les causes et les effets ont objectivement lieu et les causes y précèdent leurs effets (par exemple, on pourrait prendre cet état de mouvement comme étant représenté par les lignes vertes de la figure 7.3). On pourrait considérer cet état de mouvement comme un état de repos absolu, ce qui revient à ramener une sorte d'éther dont on pensait, à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, qu'il était un milieu dans lequel se propagent les ondes électromagnétiques.

La théorie de la relativité n'a pas vraiment réfuté l'existence de l'éther, mais elle implique que cet état de repos n'est pas détectable expérimentalement, ce qui a conduit à l'abandon de cette notion.

La réintroduction de l'éther n'entraîne aucune contradiction empirique avec la théorie de la



relativité, mais elle est assez désagréable car elle suppose l'existence d'une entité cachée et absolument non observable (le véritable état de mouvement dans lequel les causes et les effets se produisent).

Mais renoncer entièrement à la notion de causalité n'est pas non plus une idée séduisante. La combinaison des effets non locaux avec la théorie de la relativité ne nous laisse que le choix de notre poison<sup>6</sup>.

Que disent les physiciens quantiques « orthodoxes » à ce sujet ? Dans leur langage, comme nous l'avons vu dans la section 7.4.2 du livre, c'est la réduction de la fonction d'onde qui est non locale. Mais la signification de la fonction d'onde est ambiguë dans la mécanique quantique ordinaire : de nombreux physiciens orthodoxes la voient comme une simple « information » sur le système, ce qui signifie, si l'on essaie de préciser cette idée dans notre langage, que les particules emportent avec elles des réponses aux « questions » qui seront posées ultérieurement. Mais Bell a démontré que c'était impossible !

Certains physiciens orthodoxes refusent simplement de soulever ce genre de questions, car ils se contentent de « prédire les résultats des observations », ce qu'ils peuvent bien sûr faire. Mais cela ne supprime pas le problème posé par les corrélations parfaites et la non-existence d'une explication locale de ces corrélations, qui implique que des actions non locales instantanées existent bel et bien.

---

6. Voir Maudlin [48] pour un développement de cette idée.

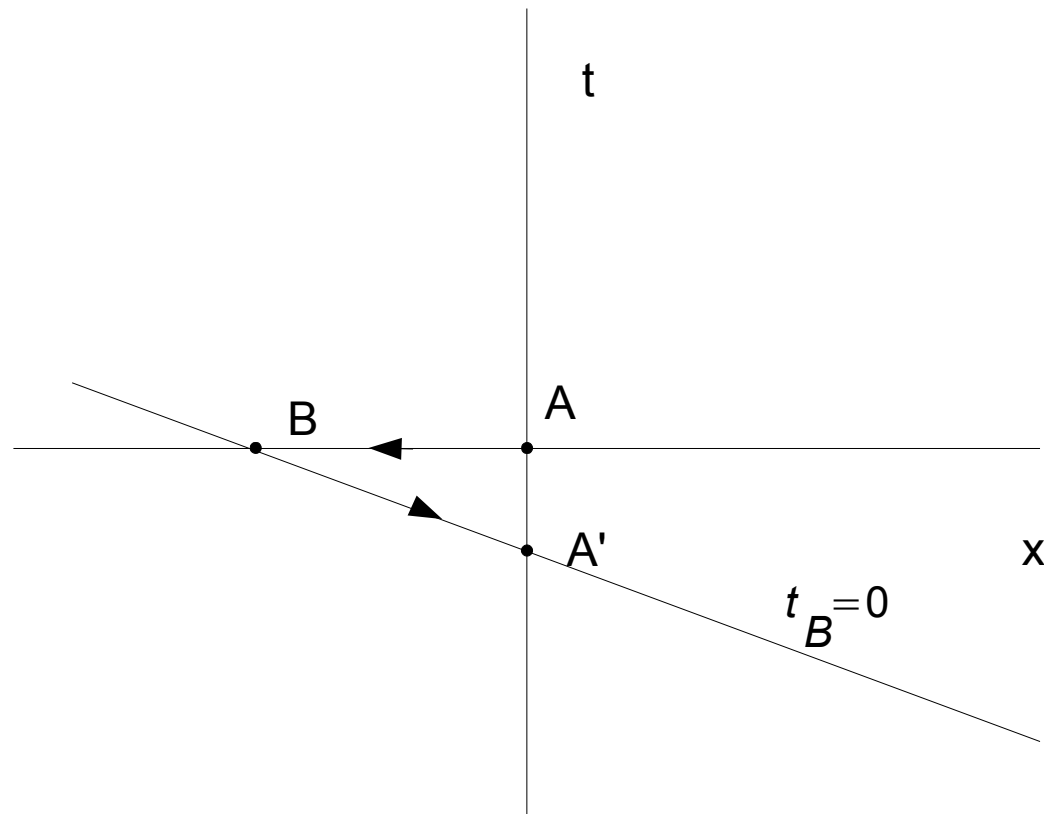


FIGURE 7.4 – Si l'on pouvait envoyer instantanément un message, alors  $A$  pourrait envoyer un message instantanément à  $B$  (indiqué par la flèche sur l'axe  $x$ ), qui se déplace par rapport à  $A$  et qui, à l'instant  $t = 0$  (c.-à-d. l'axe des  $x$ ) est dans son présent. Mais le présent de  $B$  est représenté par la ligne  $t_B = 0$  et inclut des événements tels que  $A'$  qui sont dans le passé de  $A$ . La ligne  $t_B = 0$  correspond à l'une des lignes bleues de la figure 7.3, tandis que l'axe  $t = 0$  (axe des  $x$ ) correspond à une ligne verte dans la figure 7.3. Donc, si l'on pouvait envoyer des messages instantanément, alors  $B$  pourrait envoyer le message reçu de  $A$  à  $A'$  (indiqué par la flèche sur la ligne  $t_B = 0$ ), c'est-à-dire à  $A$  dans son passé. De cette façon,  $A$  pourrait envoyer indirectement un message dans son propre passé.

Heureusement, les choses pourraient être pires mais elles ne le sont pas. Ce qui pourrait être pire, c'est que l'on puisse envoyer des messages instantanément, parce qu'alors on pourrait en envoyer dans son propre passé ! En effet, on pourrait envoyer instantanément un message à une personne dont l'état de mouvement est tel que ce qui lui est simultané se situe dans notre passé. Ensuite, cette personne pourrait renvoyer le message instantanément dans notre propre passé, car notre passé ne serait que son présent. Cela est illustré par la figure 7.4 : si on pouvait envoyer un message instantanément, alors  $A$  pourrait envoyer un message instantanément à  $B$ , qui se déplace par rapport à  $A$  mais qui, à l'instant  $t = 0$  pour  $A$ , est dans son présent. Mais, puisque  $B$  se déplace par rapport à  $A$ , son présent n'est pas le même que celui de  $A$ . Le présent de  $B$  est représenté par la ligne  $t_B = 0$  de la figure 7.4 et inclut des événements tels que  $A'$  qui sont dans le passé de  $A$ . Donc, si on pouvait envoyer instantanément un message, alors  $B$  pourrait envoyer le message reçu de  $A$  à  $A'$ , c'est-à-dire à  $A$  dans son passé. De cette façon,  $A$  envoie indirectement un message dans son propre passé.

Bien sûr, si on pouvait envoyer des messages dans son propre passé, toutes sortes de paradoxes se produiraient : vous pourriez envoyer un message vous disant en tant qu'étudiant quelles sont les questions posées à un examen, ou vous avertir de ne pas prendre votre voiture le jour où vous avez eu un accident. La physique autorise de nombreux paradoxes et énoncés contre-intuitifs, mais elle ne peut pas aller jusque-là !

Donc, pour résumer : la réponse à la question de la tension entre relativité et non-localité est à la fois « non », si on veut dire qu'elle permettrait l'envoi de messages dans son propre passé, et « oui » : il y a un sérieux problème si l'on veut concilier relativité et non-localité avec une vision « causale » du monde, où il y a des causes et des effets et où les premières précèdent les secondes dans un sens qui est indépendant de l'état de mouvement par rapport auquel ces causes et ces effets sont décrits. C'est un problème ouvert majeur en physique, bien que celui-ci ne soit pas

reconnu comme tel par la plupart des physiciens, en partie à cause de leur refus de discuter du sens de la fonction d'onde au-delà du fait qu'elle est un outil permettant de prédire les résultats de mesures.

## 7.A Annexe A du chapitre 7 : la non-localité dans la théorie de la gravitation de Newton

La théorie de la gravitation de Newton a également un aspect non local, mais différent de celui présenté à la section 7.3 du livre.

Deux des lois les plus célèbres de la physique classique sont dues à Newton. Supposons que nous ayons deux corps, d'indice 1 et 2, dont les masses sont notées  $M_1$  et  $M_2$ . Tout d'abord, Newton postule que ces corps s'attirent entre eux par une force de gravitation proportionnelle au produit  $M_1 \times M_2$  de leurs masses et proportionnelle à l'inverse du carré de leur distance  $d$ .

En formule, la loi de la gravitation dit que :

$$F = \frac{GM_1M_2}{d^2} \quad (7.1)$$

où  $F$  est la force exercée par un corps sur l'autre,  $G$  est une constante (appelée constante de Newton), dont nous ne occuperons pas ici, et  $d$  est la distance entre ces corps. En réalité, la force est un vecteur et nous n'indiquons ici que sa longueur. La même chose est vraie pour l'accélération ci-dessous. Cette loi est souvent appelée « loi en carré inverse », en raison du facteur  $d^2$  dans le dénominateur du membre de droite de (7.1).

Ensuite, Newton suppose également que « la force est égale à la masse multipliée par l'accélération », l'accélération étant le taux auquel la vitesse change. La loi reliant force et accélération s'écrit :

$$F = Ma, \quad (7.2)$$

où  $F$  est la force exercée sur le corps de masse  $M$ , et  $a$  est l'accélération de ce corps.

Voyons maintenant ce que cela implique pour l'accélération du corps 1. Nous devons mettre un index 1 dans (7.1) et dans (7.2) :  $F_1 = \frac{GM_1M_2}{d^2}$  et  $F_1 = M_1a_1$ , où  $F_1$  est la force exercée sur le corps 1, de masse  $M_1$ , et  $a_1$  est son accélération. En insérant la première de ces formules dans la seconde, et en divisant les deux côtés par  $M_1$ , nous obtenons :

$$a_1 = \frac{GM_2}{d^2}, \quad (7.3)$$

à savoir que l'accélération du corps 1 dépend instantanément de sa distance par rapport au corps 2.

Ainsi, si nous changeons la position du corps 2, nous modifions instantanément la valeur de l'accélération du corps 1. Si l'accélération change, la vitesse de ce corps change, et si l'on modifie sa vitesse, on modifie la position du corps.

Cela rend possibles des actions à distance : puisque la force gravitationnelle dépend de la distribution de la matière dans l'univers, modifier cette distribution, par exemple en agitant mon bras, affecte instantanément le mouvement de tous les autres corps de l'univers (bien entendu, l'effet est minuscule, mais nous donnons cet exemple simple pour illustrer le principe). Cette action à distance a les propriétés 1 et 2 de la section 7.3 du livre, car elle est instantanée et agit arbitrairement loin.

Mais elle n'a pas les autres propriétés, 3, 4 et 5 de la section 7.3 du livre : elle n'a pas la propriété 3 car son effet diminue avec la distance, puisqu'il est proportionnel à l'inverse du carré de la distance  $d$ . En outre, elle affecte tous les corps à une distance donnée de manière égale : il n'y a rien de spécial dans le corps 2 si ce n'est sa distance par rapport au corps 1. En d'autres termes, contrairement à ce qui se passe avec les boîtes, cette action n'est pas individualisée, et n'a donc pas la propriété 4.

Par contre, cette action à distance peut en principe être utilisée pour transmettre des messages

(elle n'a donc pas la propriété 5 de la section 7.3 du livre) : si je décide de choisir, à chaque minute, de lever le bras ou de ne pas le lever, on peut utiliser ce choix de mouvements pour coder une suite de 0 et de 1 et, en supposant que l'effet gravitationnel dû à ce mouvement puisse être détecté, on peut transmettre un message instantanément et arbitrairement loin (bien sûr, plus éloigné est l'endroit où l'on essaie de le transmettre, plus la détection en sera difficile).

Notez que tout cela fait référence à la *théorie* de Newton. Aucune expérience n'a été réalisée dans ce cadre qui pourrait prouver que les forces gravitationnelles agissent réellement instantanément ou du moins à une vitesse supérieure à celle de la lumière. C'est là une différence majeure par rapport à la situation en mécanique quantique.

## 7.B Annexe B du chapitre 7 : preuve du théorème de Bell

Comme nous l'avons dit dans la section 7.4.1 du livre, il y a trois questions numérotées 1, 2 et 3, et deux réponses oui et non. Si les réponses sont données à l'avance, il y a  $2^3 = 8$  possibilités de choix de réponses :

1	2	3
<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>
<i>Oui</i>	<i>Oui</i>	<i>Non</i>
<i>Oui</i>	<i>Non</i>	<i>Oui</i>
<i>Oui</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>
<i>Non</i>	<i>Oui</i>	<i>Oui</i>
<i>Non</i>	<i>Oui</i>	<i>Non</i>
<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Oui</i>
<i>Non</i>	<i>Non</i>	<i>Non</i>

Ainsi, Alice et Bob pourraient convenir, par exemple, de toujours répondre « oui » à la première question, « non » à la deuxième et également « non » à la troisième (appelons cela la stratégie ONN). Ou ils pourraient suivre chacune des stratégies OON, NON et NNN un tiers du temps. Ou encore, ils pourraient choisir leurs réponses au hasard parmi les huit possibilités.

Dans tous les cas, dans *chaque situation*, il y a au moins *deux questions* avec la même réponse. Donc,

$$\begin{aligned} & \text{Fréquence (réponse à la question 1 = réponse à la question 2)} \\ & + \text{Fréquence (réponse à la question 2 = réponse à la question 3)} \\ & + \text{Fréquence (réponse à la question 3 = réponse à la question 1)} \geq 1, \end{aligned} \tag{7.4}$$

puisque'au moins une des identités :

$$\begin{aligned} & \text{réponse à la question 1 = réponse à la question 2} \\ & \text{réponse à la question 2 = réponse à la question 3} \\ & \text{réponse à la question 3 = réponse à la question 1} \end{aligned} \tag{7.5}$$

est vraie à chaque répétition de l'expérience.

Mais si

$$\begin{aligned} & \text{la fréquence de (réponse à la question 1 = réponse à la question 2)} \\ & = \text{la fréquence de (réponse à la question 2 = réponse à la question 3)} \\ & = \text{la fréquence de (réponse à la question 3 = réponse à la question 1)} = 1/4, \end{aligned} \tag{7.6}$$

on obtient que  $\frac{3}{4} \geq 1$ , ce qui est évidemment une contradiction.

Une inégalité comme (7.4), qui dit qu'une somme de fréquences est supérieure ou égale à 1, est un exemple d'*inégalité de Bell*, c'est-à-dire une inégalité qui est une conséquence logique de l'hypothèse de préexistence de « réponses » ou de « valeurs de spin », mais qui est violée par les prédictions quantiques.

### 7.3 Annexe C du chapitre 7 : comment encoder un message secret ?

Supposons qu'Alice et Bob possèdent une clé commune  $k$ , à savoir une suite aléatoire de 0 et de 1, et qu'ils souhaitent utiliser cette suite pour coder un message  $m$  qui est aussi une suite de 0 et de 1, mais non aléatoire (les messages qui ont une signification pour nous ne sont par définition pas aléatoires) de telle sorte que le résultat semble néanmoins aléatoire.

Ils peuvent le faire en ajoutant « en addition binaire », le message à envoyer  $m$  et la suite  $k$  ; l'addition binaire signifie qu'on ajoute chacun des symboles correspondants dans les deux suites selon les règles suivantes :

$$0 + 0 = 0,$$

$$0 + 1 = 1,$$

$$1 + 0 = 1,$$

$$1 + 1 = 0.$$

Il semble que ces règles soient les règles ordinaires, à l'exception de la dernière où nous avons apparemment commis une erreur :  $1 + 1 = 2$  ! Mais ce sont simplement les règles que nous définissons comme étant valides si nous ne traitons que deux nombres, 0 et 1. Il n'y a pas de symbole 2 ici, par définition.



Par exemple, si le message à envoyer est  $m = 01101010$  et que la suite ou la clé commune est  $k = 11011001$ , nous avons  $m + k = 10110010$  et c'est cette suite-là qui est envoyée par Alice à Bob par le biais d'un canal ouvert (et qui peut donc, en principe, être captée par un espion).

Étant donné que Bob a également la suite  $k$ , il lui est très facile d'obtenir le message original  $m$ . En effet, avec nos règles binaires, nous avons  $0 + 0 = 0$  et  $1 + 1 = 0$ . Ainsi, ajouter deux fois le même message revient à ajouter 0 partout, ce qui signifie que rien ne change. Donc, on a  $m + k + k = m$ . Si vous voulez le vérifier, ajoutez  $k = 11011001$  à  $m + k = 10110010$ , avec les règles binaires, et vous obtiendrez  $m = 01101010$ .

Maintenant, si la suite  $k$  est suffisamment longue et suffisamment aléatoire, on peut l'utiliser pour coder n'importe quel message (nous en avons donné un avec huit symboles, mais uniquement pour illustrer la méthode) et les régularités dans le message  $m$  disparaîtront à cause du caractère aléatoire de la suite  $k$ .

Pour vérifier que la suite  $m + k$  sera aussi aléatoire que  $k$ , indépendamment du choix de  $m$ , considérons simplement la suite  $m$  la moins aléatoire que l'on puisse imaginer :

$$m = 11111111 \dots$$

Ensuite, avec les règles d'addition binaire, dans la suite  $m + k$  on remplacera simplement chaque symbole 0 dans  $k$  par 1 et chaque symbole 1 dans  $k$  par 0. Mais si la suite  $k$  est aléatoire, la nouvelle suite  $m + k$  sera tout aussi aléatoire. Ce qui montre que, si un espion connaît la suite  $m + k$ , il lui est impossible d'en déduire la suite  $m$  à moins de posséder la clé  $k$ .



## Chapitre 8

# Suppléments au chapitre 8

### 8.1 Figures en couleur de trajectoires

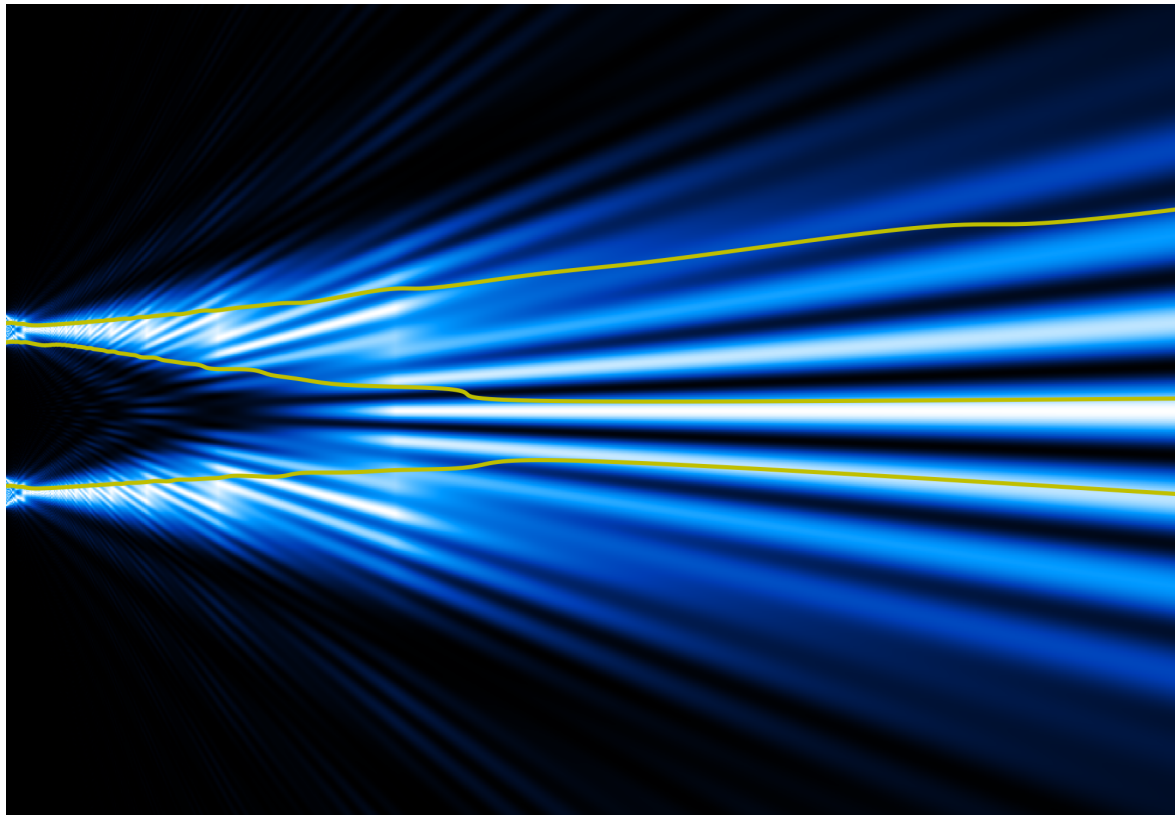


FIGURE 8.1 – Trajectoires de De Broglie-Bohm calculées pour l'expérience des deux trous. Les zones blanches et bleues indiquent les endroits où la fonction d'onde est non nulle et leur intensité est proportionnelle au carré de la fonction d'onde (blanc plus intense, bleu moins intense). Les lignes jaunes sont trois trajectoires particulières. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

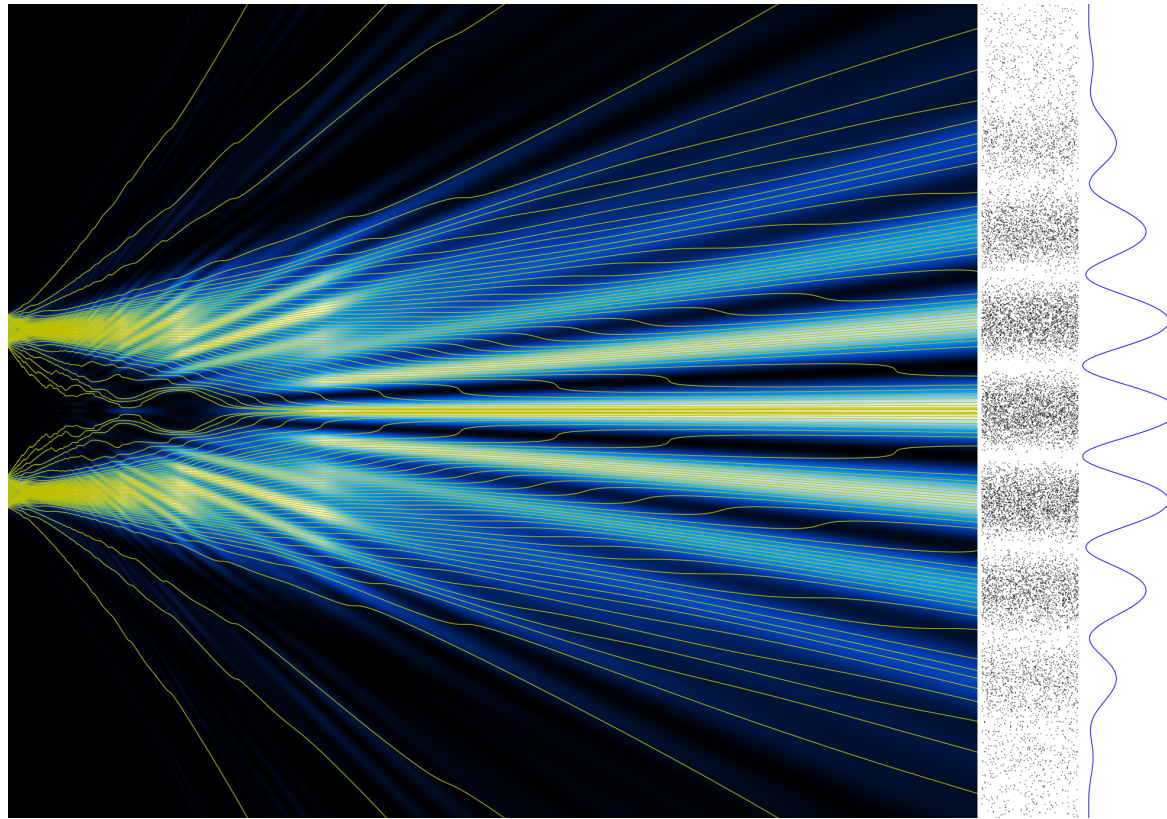


FIGURE 8.2 – Trajectoires de De Broglie-Bohm calculées pour l'expérience des deux trous. Les zones jaunes et bleues indiquent les endroits où la fonction d'onde est non nulle et leur intensité est proportionnelle au carré de la fonction d'onde (jaune plus intense, bleu moins intense). Il y a cent lignes jaunes indiquant des trajectoires particulières. La courbe bleue à droite de la figure indique la densité de particules détectée sur le deuxième écran. (A. Gondran cc by-sa 4.0)

## 8.2 Ce dont nous ne discutons pas en détail

Envisageons brièvement quelques questions naturelles que le lecteur peut se poser à propos de la théorie de De Broglie-Bohm : quel est le lien entre cette théorie et la non-localité introduite au chapitre 7 ? Comment une théorie déterministe, comme celle de De Broglie-Bohm, rend-elle compte du caractère statistique des prédictions de la mécanique quantique ? Si la fonction d'onde n'est jamais réduite dans la théorie de De Broglie-Bohm, qu'advient-il de cette règle ?

On trouvera une réponse à la première question dans l'annexe B de ce chapitre et aux deux autres ci-dessous ; mais nous commencerons par la relation entre la théorie de De Broglie-Bohm et le théorème sur l'inexistence des variables cachées.

### 8.2.1 Pourquoi la théorie de De Broglie-Bohm n'est-elle pas réfutée par le théorème sur l'inexistence des variables cachées ?

Nous avons répondu implicitement à cette question dans la section 8.3.1 du livre : le théorème sur l'inexistence des variables cachées de la section 5.3 du livre indique qu'il est impossible d'introduire simultanément des « variables cachées » pour les positions et les vitesses *de telle sorte que leur distribution statistique coïncide avec les prédictions de la mécanique quantique*.

Dans la théorie de De Broglie-Bohm, nous introduisons à la fois des positions et des vitesses, mais, et c'est là le point important, *leur distribution statistique ne coïncide pas avec les prédictions de la mécanique quantique*. En effet, nous venons de voir que dans l'exemple des particules d'une boîte, nous pouvons avoir des particules au repos (leur vitesse est donc nulle), alors que la prédiction quantique pour les « mesures » *de vitesse* n'est pas nul ! Le mot crucial ici est « mesures » (avec des guillemets). Ces « mesures » ne mesurent aucune propriété préexistante des particules mais sont le résultat d'interactions avec ces particules, comme nous l'avons expliqué

dans la section 8.3.1 du livre. Et la théorie de De Broglie-Bohm prédit correctement les résultats statistiques de ces mesures-interactions.

Donc, il n'y a pas de contradiction avec les théorèmes sur les variables cachées. Comme nous l'expliquons dans l'annexe A de ce chapitre, il en va de même pour les « mesures » du spin (elles sont aussi le résultat d'interactions et ne révèlent pas de propriétés préexistantes de la particule).

Voici comment Bell a résumé la situation [4, p. 34] :

[...] le mot [mesure] vient chargé d'un sens lié à la vie quotidienne, qui est entièrement inapproprié dans le contexte quantique. Quand on dit que quelque chose est « mesuré », il est difficile de ne pas penser au résultat comme faisant référence à une propriété pré-existante de l'objet en question. C'est ignorer l'insistance de Bohr sur le fait que, dans les phénomènes quantiques, l'appareil tout autant que le système est impliqué de façon essentielle.

Bell fait ici référence à des affirmations de Bohr telles que :

*[...] l'impossibilité de toute distinction nette entre le comportement des objets atomiques et l'interaction avec les instruments de mesure servant à définir les conditions dans lesquelles les phénomènes apparaissent.*

Niels Bohr [14, p. 210], cité dans [5, p. 2] (italiques dans le texte original).

Cependant, dans la théorie de De Broglie-Bohm, le fait que les mesures ne mesurent pas en général une propriété intrinsèque de la particule découle des équations de la théorie et non d'une notion plus ou moins a priori ou d'une « intuition » suggérée par le comportement étrange des particules quantiques.

Ce qui précède ne peut être suffisamment souligné : *la théorie de De Broglie-Bohm est une théorie de « variables cachées » où les variables cachées (les positions) ne sont pas cachées (elles sont les seules choses que nous puissions détecter) et qui n'est pas réfutée par les théorèmes sur les variables cachées.*

### 8.2.2 D'où vient le caractère aléatoire des prédictions quantiques dans la théorie de De Broglie-Bohm ?

Jusqu'ici, nous avons discuté de la façon dont différentes trajectoires individuelles se comportent dans la théorie de De Broglie-Bohm, mais qu'en est-il des statistiques des résultats ? Comment une théorie déterministe peut-elle reproduire des résultats apparemment aléatoires ?

Pour commencer, pensons au lancer de pièce de monnaie : chaque lancer est un processus parfaitement déterministe (si vous vous préoccupez du libre arbitre du lanceur, remplaçons-le par une machine) et est entièrement déterminé par les conditions initiales de la pièce, à savoir sa position, sa vitesse, sa vitesse de rotation, etc. Quand on veut expliquer pourquoi les résultats de lancers de plusieurs pièces ont un aspect aléatoire (notion qui a été définie dans la section 3.1.1 du livre), il faut comprendre que ces conditions initiales sont également aléatoires ; une des raisons pour lesquelles elles sont aléatoires est qu'un léger changement dans ces conditions initiales (une plus grande vitesse, une vitesse de rotation plus rapide) fera que la pièce tombe face au lieu de pile et inversement ; par conséquent, il est impossible de contrôler ces propriétés initiales avec la précision nécessaire pour obtenir un résultat précis.

Quelque chose de semblable se passe dans la théorie de De Broglie-Bohm. Envisageons, pour simplifier, des systèmes composés d'une seule particule, comme dans l'expérience des deux trous ; l'extension aux systèmes à plusieurs particules est assez facile, mais ne sera pas discutée ici. Commençons également par les prévisions de la mécanique quantique pour les mesures

de positions.

Considérons un grand nombre de particules indépendantes dans l'expérience des deux trous. Et supposons que chaque particule a la même fonction d'onde que les autres. Le mot « indépendant » signifie ici qu'elles sont envoyées une par une, de sorte qu'elles ne puissent pas interagir les unes avec les autres.

Si l'on a un grand nombre de particules, réparties de manière aléatoire, on peut définir la distribution statistique de cet ensemble de particules, comme nous l'avons fait dans la section 3.4.1 du livre. Ensuite, considérons la figure 8.3 dans laquelle seuls quelques points sont indiqués à gauche (pour une meilleure visibilité) mais où la courbe continue est supposée représenter la distribution statistique des particules qui serait obtenue si on avait un grand nombre de particules.

Bien entendu, cette notion ne devient précise que dans la limite où le nombre de particules tend vers l'infini, mais nous pouvons utiliser ce concept « approximativement » lorsque le nombre de particules est suffisamment grand. Après tout, le nombre de particules dans une petite quantité de matière est de l'ordre du nombre d'Avogadro, à savoir de  $10^{23}$  (1 suivi de 23 zéros), de sorte que nous pourrions toujours supposer que le nombre de particules est si grand que l'approximation faite en « laissant ce nombre tendre vers l'infini » n'a pas d'importance.

Supposons maintenant que nous ayons un grand nombre de particules, dont la distribution statistique initiale est donnée. Chaque position initiale  $X(0)$  d'une particule donne lieu à une trajectoire unique, donc à une position unique  $X(t)$  à un instant ultérieur donné  $t$ . Cela est illustré sur la figure 8.3, où les lignes allant de gauche à droite correspondent à des trajectoires et la courbe à droite donne la distribution des positions  $X(t)$  à un moment ultérieur  $t$ .

Par conséquent, si nous commençons avec une distribution statistique initiale, nous aurons une distribution statistique bien définie des particules à tous les temps ultérieurs : chaque valeur de  $X(0)$  donne lieu à une valeur unique de  $X(t)$  ; ainsi, si nous avons un grand nombre de valeurs



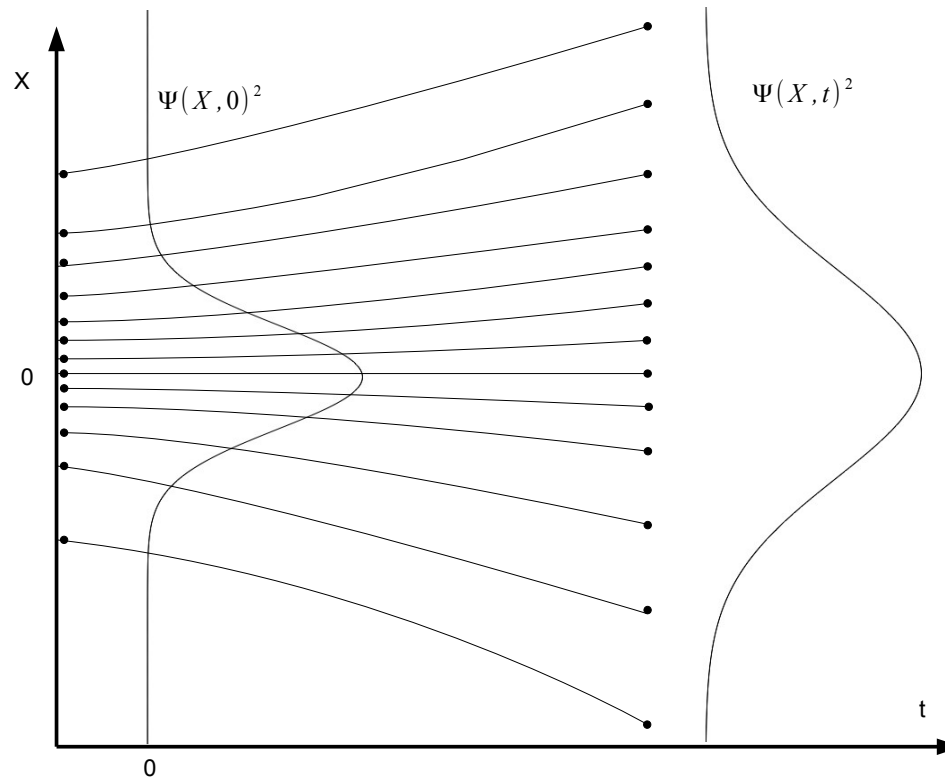


FIGURE 8.3 – Illustration des propriétés de la distribution  $\Psi(x, t)^2$ , dans une dimension, pour un  $\Psi$  gaussien. Chaque point représente la position d'une particule, à la fois au temps 0 et au temps  $t$ , positions reliées par des trajectoires. La distribution statistique des particules est donnée par  $\Psi(x, 0)^2$  à gauche de l'image et par  $\Psi(x, t)^2$  à droite.

de  $X(0)$ , avec une certaine distribution statistique, nous aurons un ensemble correspondant de valeurs de  $X(t)$ , qui auront également une certaine distribution statistique. Cette distribution statistique est définie de manière unique, une fois que nous connaissons la distribution statistique initiale des particules et la façon dont les particules se déplacent.

Maintenant, une propriété importante de la théorie de De Broglie-Bohm (que nous ne prouvons pas) est que, si nous avons un grand ensemble de particules, ayant une distribution statistique initiale égale au carré de la fonction d'onde au temps 0,  $\Psi(x, 0)^2$ , alors, à tout moment ultérieur  $t$ , la distribution statistique des particules que nous venons de définir sera également égale au carré de la fonction d'onde, mais celle de l'instant  $t$ ,  $\Psi(x, t)^2$ . Cela est illustré à la figure 8.3.

Cette propriété de la théorie de De Broglie-Bohm peut également être illustrée par les figures 8.1 et 8.2 du livre, ou la figure 8.2 ici. On y suppose une distribution statistique des particules (c'est-à-dire des positions initiales juste derrière les trous, qui ne sont pas facilement visibles sur les figures 8.1 et 8.2 du livre, ou la figure 8.2 ici, en raison du grand nombre de lignes commençant derrière les trous) donnée par  $\Psi(x, 0)^2$ , 0 indiquant le temps de passage par les trous. Ensuite, le côté droit de la figure indique l'endroit où la particule atterrit sur l'écran et ces points ont une distribution statistique donnée par  $\Psi(x, t)^2$ ,  $t$  étant le temps d'arrivée sur le mur. Cela est similaire à ce que l'on a vu au chapitre 2 et au chapitre 4, par exemple dans la figure 4.12 du livre (en couleurs ci-dessus p.14).

Donc, si nous supposons que la distribution statistique des particules dans une situation spécifique est déterminée à un moment initial par  $\Psi(x, 0)^2$ , cela sera vrai à tous les temps ultérieurs et coïncidera donc avec les prédictions quantiques habituelles.

Considérons maintenant les mesures de quantités autres que les positions, par exemple les vitesses. Comme nous l'avons déjà dit, quand on « mesure » la vitesse, nous le faisons, indirectement, en mesurant des positions. Donc, si on prédit correctement les statistiques des positions des particules (c'est-à-dire, en accord avec les prédictions quantiques habituelles), nous prédirons automatiquement les statistiques correctes pour les résultats des mesures de vitesse et en fait aussi pour toute autre mesure <sup>1</sup>.

---

1. Il en va de même pour la « mesure » du spin (voir annexe A de ce chapitre) : nous ne voyons directement que la particule sortant d'une boîte par le trou situé en haut ou

Mais on doit se poser aussi une question plus profonde : si en supposant que la distribution des particules donnée par  $\Psi(x, 0)^2$  à un moment « initial » implique la prédiction quantique correcte à des moments ultérieurs, qu'est-ce qui justifie cette hypothèse concernant la distribution des particules à ce moment « initial » ?

Eh bien, nous pouvons simplement supposer que cette hypothèse est également valable pour des temps antérieurs, disons pour  $t = -1$  : supposons qu'à ce moment, la distribution des particules soit donnée par  $\Psi(x, -1)^2$ , le raisonnement précédent montre alors que cette hypothèse au temps  $t = -1$  implique que la distribution statistique des particules au temps 0 sera donnée par  $\Psi(x, 0)^2$ .

Mais il est évident que nous entrons alors dans un problème de « la poule et de l'œuf », puisque l'hypothèse au temps  $t = -1$  sera justifiée par une hypothèse similaire au temps  $t = -2$ , etc., et, en fin de compte, nous devons faire des hypothèses qui remontent au début de l'univers. Et faire des hypothèses sur le début de l'univers est quelque chose qui met certaines personnes mal à l'aise (y compris l'auteur de ce livre).

Mais puisque la théorie de De Broglie-Bohm est déterministe, son « caractère aléatoire » ne peut provenir que d'hypothèses sur les conditions initiales, et ces dernières font toujours référence, en dernière instance, à celles de l'univers.

Revenons à notre exemple initial de lancer de pièces de monnaie. Quand nous avons expliqué pourquoi les résultats du lancer de plusieurs pièces semblaient aléatoires, nous avons dit que les conditions initiales de chaque pièce qui en déterminent le mouvement sont également aléatoires.

Mais notre univers pourrait être différent : certaines machines lançant des pièces pourraient être réglées si finement qu'elles produiraient beaucoup plus de « face » que de « pile », par

---

en bas de la boîte. Mais cela signifie que la seule chose que nous observons directement sont des *positions*. Donc, si nous prédisons correctement les résultats de la détection de positions (et la théorie de De Broglie-Bohm les prédit correctement), nous prédisons également correctement les résultats de « mesures » du spin.

exemple. Donc, si nous voulons expliquer pourquoi les machines qui lancent les pièces produisent des résultats aléatoires, nous devons remonter dans le temps et examiner comment elles ont été construites. Et ensuite, comment tout ce qui a été utilisé pour les construire a été construit, etc. Mais c'est aussi un problème de « la poule et de l'œuf », qui remonte de plus en plus loin dans le temps.

Ainsi, même pour expliquer les résultats aléatoires les plus simples, tels que ceux du lancer de pièces de monnaie, nous sommes logiquement ramenés aux propriétés initiales de l'univers !

La théorie de De Broglie-Bohm ne fait pas exception à la règle, sauf que la distribution initiale « aléatoire » des positions des particules est donnée ici par  $\Psi(x, 0)^2$ .

Malheureusement, approfondir cette discussion serait trop technique pour ce livre. Terminons simplement en disant que les propriétés de la théorie de De Broglie-Bohm permettent une compréhension parfaitement cohérente du caractère aléatoire des prédictions quantiques en faisant simplement des hypothèses sur la distribution initiale des positions des particules lorsqu'on répète plusieurs fois la même expérience, avec la même fonction d'onde initiale.

En pratique, lorsque l'on explique le caractère aléatoire des résultats d'un lancer de pièces de monnaie, on ne remonte pas à l'origine de l'univers, mais on se contente de faire référence aux conditions initiales incontrôlables lors du lancement des pièces ; et on peut adopter la même attitude vis-à-vis des distributions initiales des positions des particules dans la théorie de De Broglie-Bohm.

### 8.2.3 Qu'en est-il de la réduction de la fonction d'onde ?

La réponse courte, que nous allons développer dans cette section, est qu'il n'y a jamais de réduction de la fonction d'onde dans la théorie de De Broglie-Bohm, mais qu'il y a bien une

réduction « en pratique », qui coïncide avec celle de la mécanique quantique ordinaire, du moins lorsque celle-ci est bien définie.

Comme nous l'avons vu, si une fonction d'onde est dans un état superposé, à savoir une somme de deux termes (ou plus) correspondant à des situations physiques différentes, comme passer par un trou ou par un autre dans l'expérience des deux trous, il faut ensuite conserver les deux termes afin de prédire correctement le comportement futur du système.

En effet, même lorsque les deux parties de la fonction d'onde sont initialement très éloignées l'une de l'autre, comme lorsqu'une partie traverse un trou et l'autre partie traverse l'autre trou dans l'expérience des deux trous (voir la figure 4.12 du livre, en couleurs p. 14 ci-dessus, juste derrière les trous), elles peuvent se recombiner plus tard, en ce sens que les deux parties de la fonction d'onde se chevaucheront (voir la droite de la figure 4.12), et les deux termes affecteront le comportement de la particule.

C'est ce qui se produit dans l'expérience des deux trous et qui donne lieu à l'image d'interférence sur le deuxième mur (voir les figures 8.1 et 8.2 du livre et la figure 8.2 ci-dessus pour le comportement des particules dans la théorie de De Broglie-Bohm).

Mais que se passe-t-il lorsque nous « observons » un système quantique ? Nous avons déjà décrit ce qui se passe dans le formalisme quantique de la section 5.1 du livre : pour observer quelque chose, il faut que la particule interagisse avec un système macroscopique, car c'est la seule chose que nous puissions percevoir directement. Un tel système peut être n'importe quel détecteur de laboratoire, un pointeur pointé vers le haut ou vers le bas, ou un chat vivant ou mort, mais doit être composé d'un grand nombre de particules.

Supposons que nous ayons deux termes, chacun correspondant à des situations macroscopiquement distinctes, par exemple la fonction d'onde (5.4) :

une superposition de la fonction d'onde  $\varphi^\uparrow \Psi_1$  et de la fonction d'onde  $\varphi^\downarrow \Psi_2$  , (8.1)

où  $\Psi_1$  et  $\Psi_2$  correspondent aux fonctions d'onde localisées respectivement près des trous supérieur et inférieur et  $\varphi^\uparrow$  et  $\varphi^\downarrow$  sont les fonctions d'onde associées aux deux dernières images de la figure 5.3 du livre, à savoir les objets macroscopiques (les pointeurs) détectant à travers quel trou passe la particule.

Il est important de noter que les symboles  $\varphi^\uparrow$  et  $\varphi^\downarrow$  font référence à des systèmes comportant un grand nombre de particules, de l'ordre du nombre d'Avogadro, c'est-à-dire 10 suivi de 23 zéros, et que chaque particule de ces objets a sa propre fonction d'onde, de sorte que chacun des symboles  $\varphi^\uparrow$  et  $\varphi^\downarrow$  correspond en réalité à un grand nombre de fonctions d'onde pour des particules individuelles et est un agrégat de toutes ces fonctions d'onde<sup>2</sup>.

La particule sera « dans » un seul de ces termes (ce qui signifie qu'un seul des deux termes de (8.1) sera non nul là où la particule se trouve) : soit la particule traverse le trou supérieur et le terme  $\varphi^\uparrow \Psi_1$  est celui qui est non nul là où la particule se trouve, ou bien elle passe par le trou inférieur et le terme  $\varphi^\downarrow \Psi_2$  est celui qui est non nul là où la particule se trouve.

Comme nous l'avons dit, en principe, nous devons conserver les deux termes car ils risquent de se chevaucher ultérieurement et de produire des effets d'interférence, comme dans la figure 4.12 du livre (en couleurs ci-dessus p.14). Ainsi, ne garder qu'un seul terme (celui dans lequel se trouve la particule) pourrait conduire à des prédictions erronées.

La figure d'interférence serait détruite si les deux fonctions d'onde ne se chevauchaient pas comme elles le font sur cette figure. Cependant, quand on considère des systèmes *macroscopiques*, à savoir des systèmes composés d'un grand nombre de particules, comme un pointeur

---

2. Il s'agit là d'une simplification, mais qui suffira pour le reste de la discussion.

ou un chat, dans un état superposé tel que (8.1), il faut que le chevauchement se produise pour *chaque fonction d'onde de chaque particule* dans le système représentée par  $\varphi^\uparrow$  ou  $\varphi^\downarrow$ . Mais, et c'est là un autre fait que nous ne prouverons pas, faire en sorte que ce chevauchement ait lieu pour la fonction d'onde de chaque particule est en pratique impossible si le nombre de particules est très grand. Par analogie, supposons que vous essayiez de contrôler le jet d'une pièce de monnaie afin qu'elle tombe toujours sur face. Si vous êtes assez habile, vous pourrez peut-être le faire une fois, deux fois, peut-être dix fois, mais le faire de l'ordre de  $10^{23}$  fois est en pratique impossible.

Ainsi, si nous pouvons être sûrs qu'il n'y aura pas de chevauchement à l'avenir entre les deux termes d'une fonction d'onde telle que (8.1), car ils font référence à des objets macroscopiques, nous pouvons simplement conserver le terme dans lequel la particule se situe (et nous savons duquel il s'agit à cause du couplage entre la particule et le dispositif macroscopique, en regardant simplement ce dernier : le pointeur est orienté vers le haut ou vers le bas) pour ce qui est de prédire le comportement futur du système.

La réduction de la fonction d'onde dans la théorie de De Broglie-Bohm est aussi simple que cela. Il s'agit simplement d'une impossibilité pratique, et non « de principe ». Cette réduction est une question de degré : à mesure que le nombre de particules augmente, il devient de plus en plus difficile de faire en sorte que les deux parties de la fonction d'onde se chevauchent à l'avenir, mais il n'y a pas de nombre fixe pour lequel il y aurait un saut brutal d'une fonction d'onde non réduite à une fonction d'onde réduite.

Donc, dans un certain sens, nous « réduisons » la fonction d'onde lorsque nous examinons le résultat d'une expérience. Mais cela n'est qu'un problème pratique. Nous pouvons toujours considérer que la fonction d'onde réelle est et reste à jamais donnée par la fonction d'onde complète (8.1). C'est simplement que l'un des termes de la fonction d'onde ne guide plus le mouvement de la particule, ni maintenant ni à un autre moment dans le futur, et que cela serait simplement

fastidieux de le garder dans nos calculs, mais les résultats seraient les mêmes si nous le faisons.

Le processus de mesure est ici un processus entièrement physique, sans aucun rôle laissé à l'observateur. Et ce dernier utilise uniquement la réduction de la fonction d'onde comme outil pratique pour effectuer des calculs sur le système.

Enfin, soulignons qu'il existe une idée erronée assez répandue à propos de cette réduction « en pratique » de la fonction d'onde<sup>3</sup>, à savoir que ce phénomène est suffisant, à lui seul, pour rendre compte de la règle de la réduction, dans le cadre de la mécanique quantique ordinaire. L'idée étant que, si les termes différents dans la somme telle que (8.1) ne se chevauchent pas, alors nous prenons simplement celui que nous voyons à la fin de l'expérience afin de prédire le comportement futur du système.

La différence cruciale entre ce point de vue et celui de la théorie de De Broglie-Bohm est que, dans le dernier cas, il existe des faits objectifs qui déterminent *où se trouve la particule* et *si le pointeur est orienté vers le haut ou vers le bas*. Nous apprenons où se trouve la particule en examinant le dispositif de mesure macroscopique et nous utilisons cette information pour prédire le comportement futur de la particule de manière plus simple que si nous conservions toute la fonction d'onde. Mais nous apprenons quelque chose qui existe réellement dans le monde, que nous le regardions ou non.

Cependant, si nous ne raisonnons pas dans la théorie de De Broglie-Bohm et si nous restons dans celui de la mécanique quantique ordinaire, il n'y a aucun fait qui distingue un terme de l'autre dans une somme telle que (8.1), à l'exception de nos *observations*.

Alors, nous revenons simplement à la case départ : mettre nos observations dans la formulation même de nos théories physiques, ce qui est exactement ce que nous essayons d'éviter et que la théorie de De Broglie-Bohm réussit à faire.

---

3. Cela est lié à ce que l'on appelle la *décohérence* dans la littérature.



### 8.3 À propos du déterminisme de la théorie de De Broglie-Bohm

Le déterminisme de la théorie de De Broglie-Bohm est d'un type particulier, et a deux propriétés qui le différencient quelque peu de ce que l'on pourrait attendre d'une théorie déterministe dans le cadre de la physique classique :

- (1) Tout d'abord, la théorie de De Broglie-Bohm est non locale. Cela signifie que, même si l'on veut déterminer l'avenir de ce qui se passe dans une région donnée de l'espace, notons-la  $A$ , il faut en principe spécifier l'état physique de tout l'univers, car des événements dans des régions arbitrairement éloignées de la région  $A$  pourraient influencer instantanément ce qui se passe dans cette région.

Cela ne contredit pas la nature déterministe de la théorie, mais on s'attendrait naïvement à ce qu'il suffise, dans une théorie déterministe, de connaître les conditions initiales dans un voisinage de la région  $A$  afin de prédire l'avenir dans cette région, du moins pour des périodes de temps courtes. Mais ce n'est pas vrai dans la théorie de De Broglie-Bohm.

Bien sûr, la même chose se passe dans la théorie de Newton, puisque les forces de gravitation agissent également instantanément à distance ; mais au moins leurs effets diminuent avec la distance, ce qui n'est pas le cas pour les effets non locaux d'EPR-Bell.

Ce qui reste vrai, c'est que les corrélations entre particules éloignées donnant lieu à la non-localité sont difficiles à maintenir, en pratique, sur de grandes distances ; par conséquent, toujours en pratique, le déterminisme de la théorie serait valable même si on oublie des événements très éloignés de la région  $A$  dans notre spécification des conditions initiales de l'univers. Mais cela est vrai « en pratique » et pas « en principe ».

- (2) De plus, la théorie de De Broglie-Bohm contient, dans sa formulation même, un élément d'incertitude radicale auquel on ne s'attend pas *a priori* dans une théorie déterministe (nous-

même avons insisté dans la section 3.1.2 du livre sur la distinction entre déterminisme et prévisibilité). La meilleure analogie est de comparer les conditions initiales des systèmes quantiques à celles d'un grand nombre de pièces lancées au hasard.

Bien que, en principe, le résultat final de chaque lancer de pièce puisse être déterminé si l'on connaît les conditions initiales avec suffisamment de précision, dans la pratique il est impossible de le faire.

#### **8.4 Est-ce vraiment si simple que cela ?**

En supposant uniquement que les particules ont des positions (ce qui n'est pas vraiment une idée révolutionnaire, même si elle est loin d'être généralement acceptée) et que leur mouvement est guidé par la fonction d'onde (une idée qui n'est pas non plus vraiment révolutionnaire, mais qui n'est également pas généralement acceptée), nous avons rendu compte des phénomènes d'interférence dans l'expérience des deux trous. Ce faisant, nous avons complètement éliminé le rôle de l'observateur et nous l'avons fait dans le cadre d'une théorie déterministe.

Se pourrait-il que la solution à tous les problèmes conceptuels de la mécanique quantique soit aussi simple ? La réponse est à nouveau oui et non. Si l'on s'intéresse à ce qu'on appelle la mécanique quantique non relativiste (à savoir la partie de la mécanique quantique qui laisse de côté la théorie de la relativité), qui couvre la majeure partie de la physique, comme la physique atomique, moléculaire et celle de l'état solide, les fondements de la chimie et toutes les applications à l'électronique moderne, alors la réponse est oui.

Mais il existe une partie de la physique qui traite des ondes plutôt que des particules, comme les ondes électromagnétiques. Et il existe une théorie quantique pour ces ondes électromagnétiques, liée à la physique des hautes énergies, type de physique qui est testé dans des accélérateurs tels que

ceux du CERN. C'est une partie de la physique, ayant rencontré des succès spectaculaires, avec une correspondance entre les observations expérimentales et les prédictions théoriques supérieure à tout ce qu'on trouve ailleurs en science.

De plus, il est crucial pour cette partie de la physique de tenir compte de la théorie de la relativité. Par conséquent, une question naturelle pour la théorie de De Broglie-Bohm (et une objection fréquemment soulevée contre elle) est de savoir s'il existe une extension de la théorie de De Broglie-Bohm à la théorie quantique des ondes électromagnétiques, et si cette extension incorpore la théorie de la relativité.

Une réponse détaillée à cette question est malheureusement trop compliquée pour être donnée ici. La réponse brève est que, oui, il existe un moyen d'étendre la théorie de De Broglie-Bohm aux ondes électromagnétiques quantiques, mais il n'y a pas de moyen unique de le faire et il n'est pas facile de déterminer quelle extension est la meilleure.

En ce qui concerne la relativité, le problème est le même que celui discuté dans la section 7.3, à savoir les effets non locaux dont la réalité est prouvée par l'argument de EPR-Bell, quelles que soient les idées que l'on a sur la mécanique quantique et la théorie de De Broglie-Bohm.

En renvoyant un moment le lecteur à notre discussion de la non-localité dans l'annexe B de ce chapitre, on remarquera que, dans la situation illustrée par les figures 8.6 et 8.7, on mesure le spin de la particule *A* avant qu'on ne mesure celui de la particule *B*. Mais, en raison de la relativité de la simultanéité, « avant et après » sont relatifs à l'état de mouvement du système dans lequel le système est décrit, comme nous l'avons expliqué dans la section 7.3. C'est un problème sérieux si on veut avoir une vision causale du monde, où les causes précèdent leurs effets dans un sens absolu.

Mais la situation n'est pas meilleure en mécanique quantique ordinaire. Ici, les effets non locaux sont dus à la réduction de la fonction d'onde, qui, dans la situation EPR-Bell, est non locale,

puisque une mesure sur la particule  $A$  réduit simultanément la fonction d'onde des particules  $A$  et  $B$ , quelle que soit la distance qui sépare ces particules. Bien sûr, le statut de la fonction d'onde n'étant pas clair, on peut ignorer cette difficulté, ce qui est souvent fait, comme nous l'avons expliqué dans la section 7.5 du livre et dans la section 7.2 ici.

Si l'on consulte des ouvrages sur la théorie quantique des champs ou sur la mécanique quantique relativiste, la règle de la réduction n'est presque jamais mentionnée, bien qu'elle soit supposée être un principe de base de toute théorie quantique. La raison en est que la règle de la réduction ne peut pas être traitée de manière relativiste, précisément parce que, dans le cas d'EPR-Bell, il s'agit d'une opération non locale. En effet, comme expliqué dans la section 7.3, relativement à un état de mouvement, la mesure de la particule  $A$  aura lieu avant celle de la particule  $B$  et c'est cette mesure qui induira la réduction de la fonction d'onde des particules de  $A$  et de  $B$ . Par rapport à un autre état de mouvement, la mesure de la particule  $B$  aura lieu avant celle de la particule  $A$  et c'est cette mesure qui induira la réduction de la fonction d'onde des deux particules  $A$  et  $B$ . Ainsi, si les réductions de fonctions d'onde sont de véritables opérations physiques, il est difficile de savoir comment concilier la causalité avec le fait que l'ordre chronologique de ces opérations dépend de l'état de mouvement par rapport auquel elles sont décrites.

Ainsi, le problème consistant à rendre compatibles la causalité, la non-localité et la relativité restreinte n'est pas simplement un défaut de la théorie de De Broglie-Bohm, car la non-localité est une propriété incontournable de la nature. La façon de réconcilier pleinement la non-localité quantique et la théorie de la relativité restreinte est un problème ouvert, mais pas seulement pour les défenseurs de la théorie de De Broglie-Bohm, bien que la plupart des autres physiciens refusent d'admettre que ce problème existe vraiment.

## 8.A Annexe A du chapitre 8 : les « mesures » du spin dans la théorie de De Broglie-Bohm

Nous allons maintenant décrire comment se passe une mesure du spin dans la théorie de De Broglie-Bohm<sup>4</sup>. Dans la figure 8.4, nous montrons la fonction d'onde, représentée par un disque se dirigeant vers une boîte dans laquelle se trouve un champ magnétique  $H$ . En ce qui concerne la fonction d'onde, elle se divise en deux parties, l'une allant dans la direction du champ, l'autre dans la direction opposée à celle du champ. Ces deux parties sont représentées par deux disques.

Mais la seule chose que nous observons directement est la position finale de la particule. Comme indiqué sur les figures 7.3 et 7.4 du livre, elle ira soit dans la direction du champ, ou dans la direction opposée à celle du champ. On peut montrer que, dans la théorie de De Broglie-Bohm, si la particule part initialement au-dessus de la ligne horizontale au milieu de la figure 8.4 (au niveau de la flèche dirigée vers la droite), elle ira toujours vers le haut, à savoir dans la direction du champ (il s'agit là encore d'une propriété de la théorie de De Broglie-Bohm que nous ne prouverons pas).

Ce qui est très surprenant, mais qui est fondamental si l'on veut comprendre la théorie de De Broglie-Bohm, c'est que, si nous inversons la direction du champ magnétique, par rapport à sa direction dans la figure 8.4, comme dans la figure 8.5, et que nous commençons l'expérience avec *exactement* la même fonction d'onde et *exactement* la même position de particule, comme dans la figure 8.4, alors on peut montrer que la particule ira à nouveau vers le haut, voir figure 8.5.

Mais maintenant, la particule va dans la direction *opposée à celle du champ*.

Dans la situation de la figure 8.4, on dira que le spin est orienté « vers le haut », et dans figure 8.5 qu'il est orienté « vers le bas » (« vers le haut » signifie simplement « dans la direction » du champ », et « vers le bas » signifie « dans le sens opposé à celle du champ »).

4. Il convient de souligner que toutes les « expériences » ici ont pour seul but d'illustrer la théorie et non d'expliquer comment des expériences réelles sont effectuées. Les idées de cette annexe et de la suivante proviennent du chapitre 7 du livre de David Albert *Quantum Mechanics and Experience* [1].

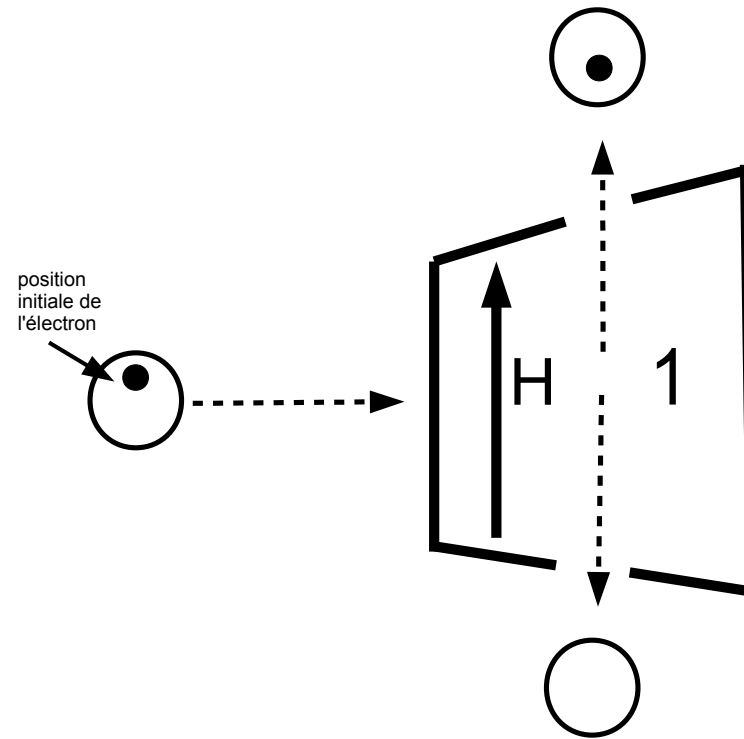


FIGURE 8.4 – Une mesure de spin idéalisée : une particule est envoyée vers une boîte perpendiculaire au plan de la figure dans laquelle se trouve un champ magnétique  $H$  orienté vers le haut le long de l'axe vertical, noté 1. La fonction d'onde associée à la particule est représentée par un disque. Dans la boîte, la fonction d'onde se scinde en deux parties, l'une allant vers le haut, dans la direction du champ, l'autre vers le bas, dans la direction opposée à celle du champ. La position de la particule est indiquée par un point noir. Dans la théorie de De Broglie-Bohm, si la particule commence initialement au-dessus de la ligne horizontale au milieu de la figure (au niveau de la flèche dirigée vers la droite), elle ira toujours vers le haut, à savoir ici dans la direction du champ. Cette figure correspond à la situation décrite à la figure 7.3 du livre, mais dans la théorie de De Broglie-Bohm.

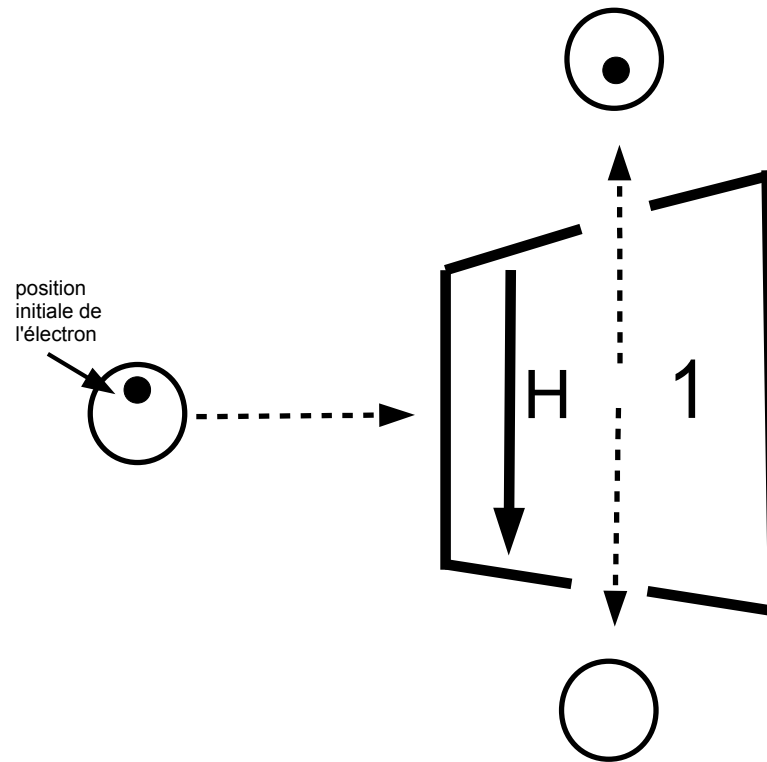


FIGURE 8.5 – Une mesure de spin idéalisée avec le champ inversé par rapport à la figure 8.4 : une particule est envoyée vers une boîte perpendiculaire au plan de la figure dans laquelle se trouve un champ magnétique  $H$  orienté vers le bas le long de l'axe vertical, noté 1. La fonction d'onde associée à la particule est représentée par un disque. Dans la boîte, cette fonction d'onde se divise en deux parties, l'une allant vers le bas, dans la direction du champ, l'autre allant vers le haut, dans la direction opposée à celle du champ. La position de la particule est indiquée par un point noir. Dans la théorie de De Broglie-Bohm, si la particule part initialement au-dessus de la ligne horizontale au milieu de la figure (au niveau de la flèche dirigée vers la droite), elle ira toujours vers le haut, à savoir dans la direction opposée à celle du champ dans cette figure, par opposition à ce qui se passe dans la figure 8.4.

Mais la seule différence entre les deux figures vient de l'orientation du champ. En ce qui concerne la particule, son état physique complet, à savoir sa fonction d'onde et sa position sont exactement les mêmes dans les deux situations.

En d'autres termes, la valeur du spin résultant de sa « mesure » ne dépend pas seulement de la fonction d'onde et de la position initiale de la particule (qui, rappelons-le, dans la théorie de De Broglie-Bohm, est la description *complète* de l'état physique de tout système), mais aussi de l'orientation du champ dans l'appareil de « mesure ».

Ainsi, les guillemets que nous avons utilisés tout au long du livre pour parler des mesures sont enfin justifiés : il n'existe pas de propriété intrinsèque de la particule qui est « mesurée », en général, dans une « mesure », à l'exception des mesures de positions.

Bien sûr, puisque le système est déterministe, une fois que nous avons fixé l'état initial complet de la particule (sa fonction d'onde et sa position) *et* du dispositif expérimental, le résultat de l'expérience est prédéterminé. Mais cela ne signifie pas que la valeur de spin que nous « observons » est prédéterminée, car, comme nous l'avons vu, nous pouvons mesurer le spin en orientant le champ magnétique dans une direction ou dans la direction opposée et obtenir ainsi des résultats opposés. Par conséquent, la valeur du « spin » de la particule résultant d'une mesure dépend de nos conventions, ce qui signifie qu'elle n'existe pas en tant que propriété intrinsèque de la particule.

## **8.B Annexe B du chapitre 8 : comment la théorie de De Broglie-Bohm rend-elle compte de la non-localité ?**

Comme nous l'avons vu au chapitre 7, il existe des effets non locaux dans la nature. Mais nous ne savons pas quels sont ces effets, car dans la mécanique quantique ordinaire, la non-localité se



manifeste par la « règle de la réduction », et le sens de cette règle dépend du sens de la fonction d'onde, qui lui-même n'est pas clair. Mais dans la théorie de De Broglie-Bohm, la fonction d'onde a un sens clair : elle guide le mouvement des particules.

La théorie de De Broglie-Bohm pour une seule particule est essentiellement locale : la particule est toujours guidée par la partie de la fonction d'onde dans laquelle elle se trouve. Il existe une forme faible de non-localité, si l'on veut utiliser ce terme ici, car le mouvement d'une particule passant par un trou dans l'expérience des deux trous peut être affecté par la partie de sa fonction d'onde passant par l'autre trou, comme nous avons vu dans les figures 8.1 et 8.2 du livre ou la figure 8.2 ici.

Mais, quand on discute d'une particule, tout est encore *local*, en ce sens que ces effets ne sont ressentis que lorsqu'une partie de la fonction d'onde chevauche l'autre, celle dans laquelle se trouve la particule. Cela conduit à des phénomènes d'interférence, mais il n'y a pas d'action instantanée à distance ici, car l'effet prendra le temps nécessaire à la recombinaison des deux fonctions d'onde.

Il en va de même pour les boîtes d'Einstein dans la théorie de De Broglie-Bohm : la particule est toujours dans l'une des demi-boîtes et nous découvrons simplement dans quelle boîte elle se trouve en ouvrant l'une d'entre elles. Dans cette situation, la fonction d'onde est en partie dans chacune des boîtes, ce qui pourrait avoir un effet si, au lieu d'ouvrir les boîtes éloignées l'une de l'autre, on devait les rapprocher et ensuite recombinaison ces deux parties de la fonction d'onde.

Ainsi, dans l'expérience de pensée des boîtes d'Einstein, il n'y a aucune action à distance, du point de vue de la théorie de De Broglie-Bohm. Cependant, pour revenir au dilemme de la section 7.2 du livre (soit il y a des actions à distance ou bien la mécanique quantique est incomplète), la théorie de De Broglie-Bohm est basée sur l'idée que la mécanique quantique *est incomplète* !

Mais nous avons appris au chapitre 7 qu'il existe des effets non locaux lorsque nous considérons

un système comprenant au moins deux particules. L'explication détaillée de la non-localité dans la théorie de De Broglie-Bohm irait bien au-delà de la portée de ce livre, mais nous allons esquisser ce qui se passe dans la situation EPR-Bell présentée au chapitre 7.

Nous décrirons d'abord ce qui se passe lorsque l'on mesure le spin de deux particules très éloignées l'une de l'autre, lorsque la fonction d'onde est celle décrite dans la section 7.4.2 du livre, puis nous expliquerons ce qui est non local dans ces expériences.

Considérons la partie gauche de la figure 8.6. Si nous mesurons d'abord le spin de la particule  $A$  (la boîte dans laquelle il est mesuré est plus proche de l'origine des particules que celle mesurant le spin de la particule  $B$ ), nous obtiendrons le résultat « allant vers le haut », car, là encore, il existe une ligne au milieu de la figure 8.6 (au niveau des deux flèches) que les particules ne peuvent pas traverser, comme ce fut le cas dans les figures 8.4 et 8.5. Puisque la particule  $A$  est située initialement au-dessus de cette ligne, elle devra aller vers le haut. Ainsi, la particule  $A$  ira dans la direction du champ magnétique. Par définition, son spin sera « orienté vers le haut ».

Mais alors, puisque la particule  $B$  va toujours dans la direction du champ opposé à celle prise par la particule  $A$ , elle devra aller vers le bas, c'est-à-dire dans la direction opposée à celle du champ magnétique, puisque le champ est orienté de la même manière dans les boîtes en  $X$  et en  $Y$ , voir la partie droite de la figure 8.6.

Notez que ce comportement de la particule  $B$  est indépendant de son point de départ : ci-dessus (comme dans la figure 8.6) ou en dessous de la ligne horizontale au milieu de la figure 8.6 (au niveau des deux flèches). En effet, une fois que le spin de la particule  $A$  a été mesuré, il n'y a plus de symétrie entre les moitiés supérieure et inférieure de la figure, ce qui implique que la ligne du milieu peut être franchie par la particule  $B$  (à nouveau, cela découle de la théorie de De Broglie-Bohm, mais nous ne pouvons pas l'expliquer en détail).

Supposons maintenant que l'on inverse la direction du champ du côté gauche de la figure 8.6,

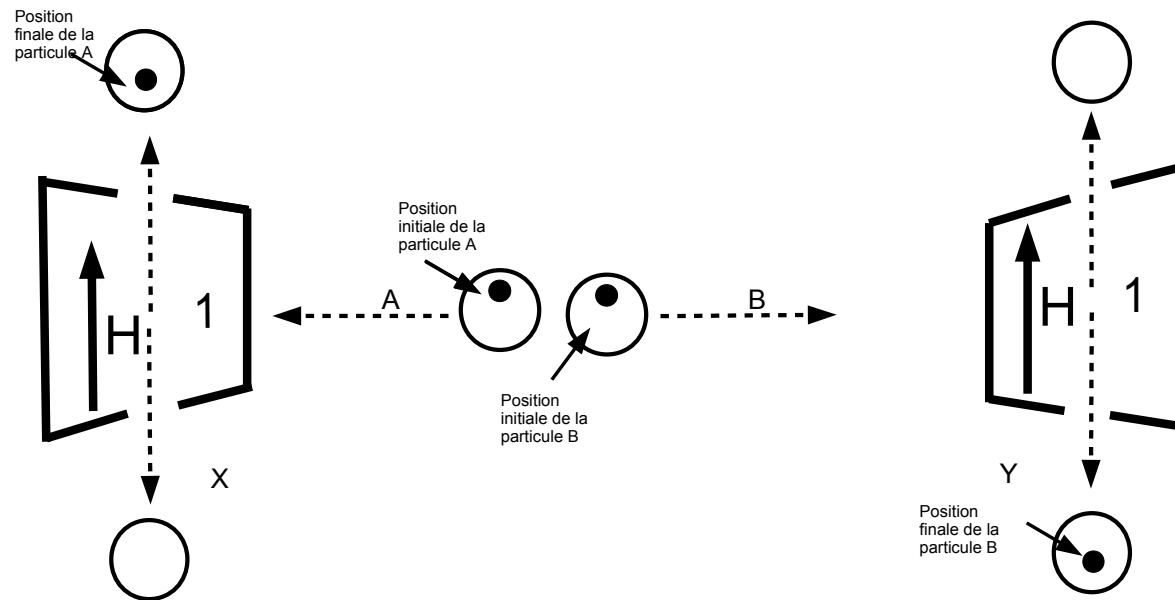


FIGURE 8.6 – Deux particules,  $A$  et  $B$  sont envoyées vers des boîtes situées en  $X$  et  $Y$ , perpendiculaires au plan de la figure et dans lesquelles se trouve un champ magnétique  $H$  orienté vers le haut le long de l'axe vertical, noté 1. Les fonctions d'onde associées aux particules sont représentées par des disques. Dans les boîtes, les fonctions d'onde se divisent en deux parties, l'une allant vers le haut, dans la direction du champ, l'autre vers le bas, dans le sens opposé à celle du champ. Les positions des particules sont indiquées par des points noirs. Supposons que nous mesurons le spin de la particule  $A$  en premier (la boîte dans laquelle elle est mesurée est plus proche de l'origine des particules que celle qui mesure le spin de la particule  $B$ ). Dans la théorie de De Broglie-Bohm, si la particule  $A$  part initialement au-dessus de la ligne horizontale au milieu de la figure (au niveau des deux flèches), elle ira toujours vers le haut, à savoir dans la direction du champ. Mais alors, puisque les fonctions d'onde des deux particules sont telles qu'elles sont corrélées, la particule  $B$  devra aller dans la direction opposée à celle du champ, à savoir vers le bas. Cette figure correspond à la situation décrite dans les figures 7.5 et 7.6 du livre, mais dans le cadre de la théorie de De Broglie-Bohm.

mais que l'on ne l'inverse pas du côté droit, celui où est mesuré le spin de la particule  $B$  (voir la figure 8.7). Ensuite, mesurons d'abord le spin de la particule  $A$ , comme dans la figure 8.6.

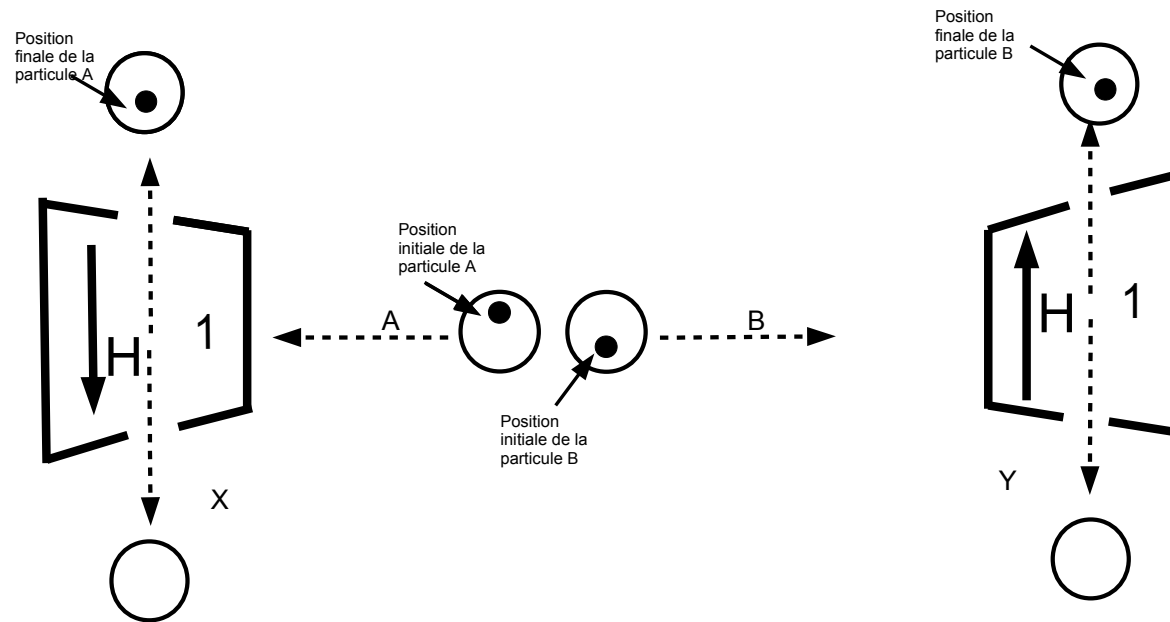


FIGURE 8.7 – Mesure du spin à gauche en premier, avec le champ inversé à gauche par rapport à celui de la figure 8.6 : deux particules,  $A$  et  $B$  sont envoyées vers des boîtes situées en  $X$  et en  $Y$ , perpendiculaires au plan de la figure et dans lesquelles se trouve un champ magnétique  $H$  orienté vers le haut le long de l'axe vertical, noté 1 à droite et orienté vers le bas à gauche. Les fonctions d'onde associées aux particules sont représentées par des disques. Dans les boîtes, les fonctions d'ondes se divisent en deux parties, l'une allant dans la direction du champ, l'autre dans le sens opposé à celle du champ. Les positions des particules sont indiquées par des points noirs. Supposons que nous mesurions le spin de la particule  $A$  en premier (la boîte dans laquelle elle est mesurée est plus proche de l'origine des particules que celle qui mesure le spin de la particule  $B$ ). Dans la théorie de De Broglie-Bohm, si la particule  $A$  part initialement au-dessus de la ligne horizontale au milieu de la figure (au niveau des deux flèches), elle ira toujours vers le haut, à savoir dans la direction opposée à celle du champ. Mais alors, puisque les fonctions d'onde des deux particules sont corrélées, la particule  $B$  devra aller dans la direction du champ, à savoir vers le haut.

Puisqu'il y a une ligne horizontale au milieu de la figure 8.7 (au niveau des deux flèches) que les particules ne peuvent pas traverser, si la particule  $A$  part au-dessus de cette ligne, comme dans la figure 8.7, elle devra aller vers le haut.

Ainsi, la particule  $A$  va maintenant *dans la direction opposée à celle du champ magnétique*, et, par définition, son spin sera « orienté vers le bas ». Dans ce cas, la particule  $B$  doit aller dans la direction du champ, puisque les deux particules sont corrélées. Mais cela signifie que la particule  $B$  doit maintenant aller vers le haut, voir la figure 8.7, au lieu d'aller vers le bas, comme dans figure 8.6, et son spin sera « orienté vers le haut<sup>5</sup> ».

Donc, en changeant l'orientation du champ à gauche de la figure 8.7, par rapport à la figure 8.6, tout en ne faisant absolument rien à droite de la figure 8.7, on affecte la trajectoire de la particule  $B$  (dans un cas, elle va vers le haut, dans l'autre elle va vers le bas) qui peut être aussi éloignée que l'on veut de la particule  $A$ . C'est ainsi que l'action à distance se manifeste dans la théorie de De Broglie-Bohm.

Cette action ne permet pas la transmission de messages, car dans la situation des figures 8.6 et 8.7, si l'on répète plusieurs fois l'expérience, la particule  $A$  commencera la moitié du temps au dessus de la ligne horizontale au milieu de la figure 8.6 (au niveau des deux flèches) et la moitié du temps en dessous. Quand elle est au-dessus de la ligne médiane, elle va vers le haut dans la figure 8.6 et la particule  $B$  va aller vers le bas. Si la particule  $A$  part en dessous de la ligne médiane, elle ira vers le bas et la particule  $B$  ira vers le haut. Si vous inversez l'orientation du champ du côté gauche, comme dans la figure 8.7, et si la particule  $A$  part au-dessus de la ligne médiane, les deux particules iront vers le haut. Si la particule  $A$  part en dessous de la ligne médiane, les deux particules iront vers le bas.

Il existe donc ici une véritable action à distance, car agir sur la particule  $A$  (en choisissant comment mesurer son spin) affecte instantanément le comportement de la particule  $B$ .

Cependant, comme il n'existe aucun moyen de contrôler si la particule  $A$  partira au-dessus ou

---

5. Comme dans la figure 8.6, cela est valable quelle que soit la position initiale de la particule  $B$ , car une fois que le spin de la particule  $A$  a été mesuré, il n'y a plus de ligne de symétrie au milieu de cette figure que la particule  $B$  ne peut pas traverser.

au-dessous de la ligne médiane dans les figures 8.6 et 8.7, on ne peut pas non plus, en jouant sur l'orientation du champ en  $X$ , faire en sorte que la particule  $B$  aille vers le haut ou vers le bas en  $Y$ . Par conséquent, il n'y a donc aucun moyen, en jouant avec l'orientation du champ magnétique en  $X$ , d'envoyer un message à  $Y$ .

Le fait que la théorie de De Broglie-Bohm soit non locale est une qualité plutôt qu'un défaut, car Bell a montré que toute théorie rendant compte des phénomènes quantiques devait être non locale. De plus, la non-localité est d'un type approprié, c'est-à-dire ce qui est nécessaire à cause du résultat d'EPR-Bell, mais pas davantage, où « davantage » pourrait être une théorie non locale permettant la transmission instantanée de messages, ce qui entrerait profondément en conflit avec la théorie de la relativité.

## Chapitre 9

### Autres ouvrages

Nous donnons ici une sélection d'ouvrages, certains populaires et d'autres non, certains avec la même perspective que celle de ce livre et d'autres non. Nous donnons de brefs commentaires pour indiquer au lecteur la catégorie dans laquelle ces différents livres s'inscrivent. Évidemment, cette sélection est partielle (la bibliographie de Cabello [19] contient plus de 10 000 références !) et reflète dans une certaine mesure les intérêts de l'auteur, mais elle inclut des ouvrages défendant l'interprétation de Copenhague, y compris des reformulations récentes de cette interprétation, ainsi que l'interprétation des mondes multiples. Nous avons mis un astérisque (\*) à côté des titres des livres qui sont plutôt techniques.

#### 9.1 Ouvrages reliés à la théorie de De Broglie-Bohm

- (1) Gondran M., Gondran A., *Mécanique quantique. Et si Einstein et de Broglie avaient aussi raison ?*\* [38]. Ouvrage récent en français sur la théorie de De Broglie-Bohm.
- (2) Albert D., *Quantum Mechanics and Experience* [1]. Introduction très pédagogique et élémentaire

au formalisme quantique et à plusieurs de ses interprétations : la théorie de De Broglie-Bohm, mais aussi les réductions spontanées de la fonction d'onde et une version de l'interprétation des mondes multiples.

- (3) Bell J. S., *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics. Collected Papers on Quantum Philosophy*\* [5]. Collection des articles de John Bell. Très profond, mais pas élémentaire.

Les deux livres suivants donnent le point de vue de De Broglie, après les articles de 1952 de Bohm :

- (4) De Broglie L., *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire (la théorie de la double solution)*\* [22].
- (5) De Broglie L., *Étude critique des bases de l'interprétation actuelle de la mécanique ondulatoire*\* [23].

Travaux qui donnent une discussion plus détaillée de la théorie de De Broglie-Bohm :

- (6) Bohm D., Hiley B.J., *The Undivided universe*\* [12]. Ouvrage présentant le point de vue de Bohm.
- (7) Bricmont J. *Making Sense of Quantum Mechanics*\* [18]. Plus avancé que ce livre, mais quand même assez élémentaire.
- (8) Dürr D., Teufel S., *Bohmian Mechanics. The Physics and Mathematics of Quantum Theory*\* [29]. Traitement mathématique et conceptuel rigoureux de la théorie de De Broglie-Bohm.
- (9) Goldstein S., « Bohmian mechanics »\* [37]. Article de synthèse très détaillé.
- (10) Holland P., *The Quantum Theory of Motion. An Account of the de Broglie-Bohm Causal Interpretation of Quantum Mechanics*\* [43]. Une approche plus orientée vers la physique.
- (11) Norsen, T., *Foundations of Quantum Mechanics. An Exploration of the Physical Meaning of Quantum Theory*\* [51]. Une discussion relativement élémentaire et très pédagogique des



différentes interprétations de la mécanique quantique, d'un point de vue favorable à la théorie de De Broglie-Bohm.

## 9.2 Le théorème de Bell et la non-localité

- (1) Bell M., Gao S. (éd.), *Quantum Nonlocality and Reality\** [6]. Recueil de perspectives sur le théorème de Bell et la non-localité.
- (2) Gisin N., *L'Impensable Hasard. Non-localité, téléportation et autres merveilles quantiques*, préface d'Alain Aspect [35]. Un livre populaire sur la non-localité, par un expérimentateur de premier plan sur le sujet, d'un point de vue différent du nôtre : Gisin soutient qu'il y a un caractère intrinsèquement aléatoire dans la nature.
- (3) Goldstein S., Norsen T., Tausk D.V., Zanghì N., « Bell's theorem »\* [36]. Article de synthèse très détaillé.
- (4) Dürr D., Goldstein S., Tumulka R., Zanghì N., « John Bell and Bell's theorem », [28]. Preuve élémentaire du théorème de Bell, utilisée dans le chapitre 7 du livre.
- (5) Maudlin T., *Quantum Nonlocality and Relativity\** [48]. Discussion soignée du théorème de Bell et de ce qu'il implique concernant la relativité.

## 9.3 Textes classiques de « l'école de Copenhague »

- (1) Bohr N., *Physique atomique et connaissance humaine* [13]. Un recueil d'articles de Bohr exposant ses vues sur la mécanique quantique.
- (2) Born M., *Natural Philosophy of Cause and Chance* [15]. Textes de conférences populaires données par Born à Oxford en 1948, où il explique ses vues sur la mécanique quantique et

le déterminisme.

- (3) Heisenberg W., *Physique et philosophie : la science moderne en révolution* [40]. Ici et dans les deux livres ci-dessous, Heisenberg explique ses vues sur la science, la philosophie et la société, ainsi que ses conversations avec Einstein. Dans ce livre, il défend l'interprétation de Copenhague contre ses critiques.
- (4) Heisenberg W., *La nature dans la physique contemporaine* [41].
- (5) Heisenberg W., *La partie et le tout. Le monde de la physique atomique* [42].
- (6) Pauli W., *Physique moderne et philosophie* [54]. Une collection d'articles de Pauli sur la physique, son histoire et sa philosophie.

#### 9.4 L'interprétation des mondes multiples

- (1) Deutsch D., *L'Étoffe de la réalité* [26]. Une présentation accessible de l'interprétation des mondes multiples.
- (2) DeWitt, B., Graham R.N. (éd.), *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*\* [27]. Une collection d'articles sur l'interprétation des mondes multiples, y compris les articles originaux de Hugh Everett.
- (3) Vaidman L., « Many-worlds interpretation of quantum mechanics », [60]. Un article de revue sur l'interprétation des mondes multiples.

#### 9.5 Histoire de la mécanique quantique

- (1) Bacciagaluppi G., Valentini A., *Quantum Mechanics at the Crossroads. Reconsidering the 1927 Solvay Conference*\* [2]. Traduction anglaise des actes au congrès Solvay de 1927

(originellement publiés en français [58]), mais avec en plus une introduction détaillée sur l'histoire de la mécanique quantique, la théorie de De Broglie-Bohm et les malentendus concernant de Broglie.

- (2) Beller M., *Quantum Dialogue : The Making of a Revolution* [7]. Une histoire de la mécanique quantique qui met l'accent sur le rôle des dialogues entre scientifiques et de leurs doutes dans le développement de la science ; elle analyse aussi la rhétorique qui a permis aux vues de Copenhague d'acquérir une position dominante.
- (3) Born M. (éd.), *The Born-Einstein Letters* [16]. La correspondance entre Born et Einstein, sur la vie, la politique mais aussi sur la mécanique quantique.
- (4) Cushing J.T., *Quantum Mechanics. Historical Contingency and the Copenhagen Hegemony\** [20]. Une vision de l'histoire de la mécanique quantique qui soutient que la victoire de l'interprétation de Copenhague était historiquement contingente et non nécessaire.
- (5) Einstein A., Infeld L., *L'évolution des idées en physique* [30]. L'histoire de la physique d'un point de vue einsteinien.
- (6) Freire O., *The Quantum Dissidents : Rebuilding the Foundations of Quantum Mechanics (1950-1990)* [32]. Une histoire de la mécanique quantique axée sur le sort des « hétérodoxes » ou des « dissidents » : Bohm, Everett et d'autres.
- (7) Jammer M., *The Philosophy of Quantum Mechanics. The Interpretation of Quantum Mechanics in Historical Perspective* [44]. Une histoire assez complète de toutes les interprétations de la mécanique quantique, présentées de manière neutre.
- (8) Kaiser D., *How the Hippies Saved Physics : Science, Counterculture, and the Quantum Revival* [45]. L'histoire de physiciens marginaux, venant de la contre-culture et situés autour de Berkeley, qui ont maintenu vivant l'intérêt pour le théorème de Bell et la non-localité, à la fin des années 1970.

- (9) Moore W., *Schrödinger : Life and Thought* [50]. Une biographie sympathique de Schrödinger.
- (10) Pais A., *Niels Bohr's Times : In Physics, Philosophy, and Polity* [53]. Une biographie sympathique de Bohr.
- (11) Peat D., *Infinite Potential : The Life and Times of David Bohm* [55]. Une biographie sympathique de Bohm.
- (12) Wick D., *The Infamous Boundary : Seven Decades of Controversy in Quantum Physics* [63]. Une histoire de la mécanique quantique avec de la sympathie pour Bell et Bohm.

## 9.6 Ouvrages divers

- (1) Bitbol M., *Mécanique quantique, une introduction philosophique*, [9]. Ouvrage que nous avons discuté dans le chapitre 12.
- (2) Blokhintsev D.I., *Principes essentiels de la mécanique quantique\** [10]. Un livre de l'époque soviétique offrant une interprétation statistique de la mécanique quantique qui se veut réaliste (mais qui se heurte à des difficultés à cause des théorèmes de la section 5.3 du livre sur l'inexistence de variables cachées).
- (3) Bohm D., *Causality and Chance in Modern Physics* [11]. Le point de vue de Bohm sur la physique et la philosophie peu de temps après la publication de sa théorie en 1952.
- (4) Boyer-Kassem T., *Qu'est-ce que la mécanique quantique ?* [17]. Ouvrage introductif qui compare l'interprétation de Copenhague, la théorie de De Broglie-Bohm et celle des mondes multiples.
- (5) Davies P.C.W., Brown J.R. (éd.), *The Ghost in the Atom : A Discussion of the Mysteries of Quantum Physics* [21]. Une série d'interviews pour la BBC avec Alain Aspect, John Bell,

John Wheeler, Rudolf Peierls, David Deutsch, John Taylor, David Bohm, Basil Hiley qui couvrent un grand nombre d'opinions sur les fondements de la mécanique quantique.

- (6) D'Espagnat B., *Le réel voilé. Analyse des concepts quantiques*\* [24]. Ouvrage où d'Espagnat explique que, pour lui, la mécanique quantique implique que la réalité est « voilée », c'est-à-dire en quelque sorte inconnaissable. Nous avons discuté de ces idées dans le chapitre 12.
- (7) D'Espagnat B., *Traité de physique et de philosophie* [25]. Une discussion approfondie des problèmes de la mécanique quantique et des différentes réponses philosophiques qui s'y rapportent.
- (8) Feynman R., *La nature de la physique* [31]. Une série de conférences très pédagogiques de Feynman, avec un chapitre sur la mécanique quantique.
- (9) George A. (éd.), *Louis de Broglie, physicien et penseur*, [33]. Une collection d'article en hommage à Louis de Broglie.
- (10) Ghirardi G.C., *Sneaking a Look at God's Cards – Unraveling the Mysteries of Quantum Mechanics* [34]. Un livre populaire sur toutes les questions fondamentales de la mécanique quantique, très clair sur le théorème de Bell, par l'un des fondateurs de l'idée de la réduction spontanée de la fonction d'onde [3].
- (11) Griffiths R.B., *Consistent Quantum Theory*\* [39]. Une version moderne du point de vue de Copenhague, semblable à celle d'Omnès (voir ci-dessous).
- (12) Klein E., *Petit voyage dans le monde des quanta*, [46]. Ouvrage dont nous avons discuté dans le chapitre 12.
- (13) Laloë F., *Comprenons-nous vraiment la mécanique quantique ?* [47]. Livre qui couvre en détail toutes les questions fondamentales et les interprétations de la mécanique quantique.
- (14) Maudlin T., *Philosophy of Physics : Quantum Theory*, [49]. Livre qui couvre tous les

problèmes et toutes les interprétations de la mécanique quantique par un des meilleurs philosophes des sciences contemporains.

- (15) Omnès R., *Comprendre la mécanique quantique*\* [52]. Une version moderne du point de vue de Copenhague, semblable à celle de Griffiths.
- (16) Schilpp P.A. (éd.), *Albert Einstein, Philosopher-Scientist* [56]. Ouvrage consacré à tous les aspects du travail d'Einstein, avec une autobiographie d'Einstein, ainsi que ses objections à la mécanique quantique orthodoxe, et un chapitre où Bohr revient sur ses discussions avec lui.
- (17) Schlosshauer M. (éd.), *Elegance and Enigma. The Quantum Interviews* [57]. Interviews de 17 physiciens et philosophes sur toutes les questions liées aux fondements de la mécanique quantique et représentant une multiplicité de points de vue.
- (18) Weinberg S., *Le Rêve d'une théorie ultime* [61]. Réflexion philosophique sur la recherche de théories fondamentales par un des plus grands physiciens contemporains, avec un chapitre expliquant ses vues sur les problèmes de la mécanique quantique.
- (19) Wheeler J.A., Zurek W.H. (éd.), *Quantum Theory and Measurement*\* [62]. Ouvrage rassemblant tous les principaux articles classiques sur les fondements de la mécanique quantique.

# Bibliographie

- [1] Albert D., *Quantum Mechanics and Experience*, Cambridge (USA), Harvard University Press, 1992.
- [2] Bacciagaluppi G., Valentini A., *Quantum Mechanics at the Crossroads. Reconsidering the 1927 Solvay Conference*, Cambridge, Cambridge University Press, 2009.
- [3] Bassi A., Ghirardi G.C., « Dynamical reduction models », *Physics Reports*, 2003, 379, p. 257-427.
- [4] Bell J.S., « Against measurement », *Physics World*, 1990, 3, p. 33-40 ; réimprimé dans [5, chapitre 23].
- [5] Bell J.S., *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics. Collected Papers on Quantum Philosophy*, 2ème édition, avec une introduction par A. Aspect, Cambridge, Cambridge University Press, 2004.
- [6] Bell M., Gao S. (éd.), *Quantum Nonlocality and Reality*, Cambridge, Cambridge University Press, 2016.
- [7] Beller M., *Quantum Dialogue : The Making of a Revolution*, Chicago, University of Chicago Press, 1999.

- [8] Bernstein J., *Quantum Profiles*, Princeton, Princeton University Press, 1991.
- [9] Bitbol M., *Mécanique quantique, une introduction philosophique*, Paris, Flammarion, 1997.
- [10] Blokhintsev D. I, *Principes essentiels de la physique quantique*, traduction française de J. Laberrigue, Paris, Dunod, 1957.
- [11] Bohm D., *Causality and Chance in Modern Physics*, avant propos par Louis de Broglie, Londres, Routledge et Kegan Paul, 1984.
- [12] Bohm D., Hiley, B.J., *The Undivided universe*, Londres, Routledge, 1993.
- [13] Bohr N., *Physique atomique et connaissance humaine*, traduction française de E. Bauer et R. Omnès, édition établie par Catherine Chevalley, Paris, Gallimard, 1991.
- [14] Bohr N., « Discussion avec Einstein sur les problèmes épistémologiques de la physique atomique », in [13, p. 195-248].
- [15] Born M., *Natural Philosophy of Cause and Chance*, Oxford, Clarendon, 1949.
- [16] Born M. (éd.), *The Born-Einstein Letters*, Londres, Macmillan, 1971.
- [17] Boyer-Kassem T., *Qu'est-ce que la physique quantique ?*, Paris, Vrin 2015.
- [18] Bricmont J., *Making Sense of Quantum Mechanics*, Cham (Suisse), Springer International, 2016.
- [19] Cabello A., « Bibliographic guide to the foundations of quantum mechanics and quantum information », disponible sur [arXiv:quant-ph/0012089](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0012089).
- [20] Cushing, J.T., *Quantum Mechanics. Historical Contingency and the Copenhagen Hegemony*, Chicago, University of Chicago Press, 1994.



- [21] Davies P.C.W., Brown J.R. (éd), *The Ghost in the Atom : A Discussion of the Mysteries of Quantum Physics*, Cambridge, Cambridge University Press, 1993.
- [22] De Broglie L., *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire (la théorie de la double solution)*, Paris, Gauthier-Villars, 1956.
- [23] De Broglie L. : *Étude critique des bases de l'interprétation actuelle de la mécanique ondulatoire*, Paris, Gauthier-Villars, 1963.
- [24] D'Espagnat B., *Le réel voilé ; analyse des concepts quantiques*, Paris, Fayard, 1994.
- [25] D'Espagnat, B., *Traité de physique et de philosophie*, Paris, Fayard, 2002.
- [26] Deutsch D., *L'Étoffe de la réalité*, Paris, Cassini, 2002.
- [27] DeWitt, B., Graham R.N. (éd), *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton, Princeton University Press, 1973.
- [28] Dürr D., Goldstein S., Tumulka R., Zanghì N., « John Bell and Bell's theorem », in D.M. Borchert (éd.) *Encyclopedia of Philosophy*, New York, Macmillan Reference, 2005.
- [29] Dürr D., Teufel S., *Bohmian Mechanics. The Physics and Mathematics of Quantum Theory*, Berlin, Springer, 2009.
- [30] Einstein A., Infeld L., *L'évolution des idées en physique*, préface d'É. Klein, Paris, Fayard, 2015.
- [31] Feynman R., *La nature des lois physiques* ; traduction française de H. Isaac et J.-M. Lévy-Leblond, Paris, Robert Laffont, 1970.
- [32] Freire O., *The Quantum Dissidents : Rebuilding the Foundations of Quantum Mechanics (1950–1990)*, Berlin, Springer, 2015.

- [33] George A. (éd.), *Louis de Broglie, physicien et penseur*, Paris, Albin Michel, 1953.
- [34] Ghirardi G.C., *Sneaking a Look at God's Cards – Unraveling the Mysteries of Quantum Mechanics*, Princeton, Princeton University Press, édition révisée, 2007.
- [35] Gisin N., *L'Impensable Hasard : Non-localité, téléportation et autres merveilles quantiques*, préface d'Alain Aspect, Paris, Odile Jacob, 2012.
- [36] Goldstein S., Norsen T., Tausk D.V., Zanghì N., « Bell's theorem », *Scholarpedia*, 2011, 6 (10), 8378.
- [37] Goldstein S., « Bohmian mechanics », in Edward N. Zalta (éd.), *The Stanford Encyclopedia of Philosophy* (Spring 2013 Edition). Disponible sur [plato.stanford.edu/archives/spr2013/entries/qm-bohm/](http://plato.stanford.edu/archives/spr2013/entries/qm-bohm/).
- [38] Gondran M., Gondran A., *Physique quantique. Et si Einstein et de Broglie avaient aussi raison ?*, Paris, Éditions matériologiques, 2014.
- [39] Griffiths R.B., *Consistent Quantum Theory*, Cambridge, Cambridge University Press, 2002.
- [40] Heisenberg W., *Physique et philosophie : la science moderne en révolution*, traduction française de J. Hadamard, Paris, Albin Michel, 1971.
- [41] Heisenberg W., *La nature dans la physique contemporaine*, traduction française de U. Karvelis et A. E. Leroy, Paris, Gallimard, 1962.
- [42] Heisenberg W., *La partie et le tout. Le monde de la physique atomique* 1969, traduction française de P. Kessler, Paris, Albin Michel, 1972.
- [43] Holland P., *The Quantum Theory of Motion. An Account of the de Broglie-Bohm Causal Interpretation of Quantum Mechanics*, Cambridge, Cambridge University Press, 1993.

- [44] Jammer M., *The Philosophy of Quantum Mechanics. The Interpretation of Quantum Mechanics in Historical Perspective*, New York, Wiley, 1974.
- [45] Kaiser D., *How the Hippies Saved Physics : Science, Counterculture, and the Quantum Revival*, New York, W. W. Norton and Company, 2011.
- [46] Klein E., *Petit voyage dans le monde des quanta*, Paris, Flammarion, 2004.
- [47] Laloë F., *Comprenons-nous vraiment la physique quantique ?* préface de C. Cohen-Tannoudji, 2ème édition révisée et augmentée, Paris, EDP Sciences, 2017.
- [48] Maudlin T., *Quantum Nonlocality and Relativity*, Blackwell, Cambridge, 3ème édition 2011.
- [49] Maudlin T., *Philosophy of Physics : Quantum Theory*, Princeton, Princeton University Press, 2019.
- [50] Moore W., *Schrödinger : Life and Thought*, Cambridge, Cambridge University Press, 1989.
- [51] Norsen T., *Foundations of Quantum Mechanics An Exploration of the Physical Meaning of Quantum Theory*, Cham (Suisse), Springer International, 2017.
- [52] Omnès R., *Comprendre la physique quantique*, Paris, EdP Sciences, 2000.
- [53] Pais A., *Niels Bohr's Times : In Physics, Philosophy, and Polity*, Oxford, Oxford University Press, 1991.
- [54] Pauli W., *Physique moderne et philosophie*, 1961 ; traduction française de C. Maillard, Paris, Albin Michel, 1999.
- [55] Peat D., *Infinite Potential : The Life and Times of David Bohm*, New York, Basic Books, 1997.
- [56] Schilpp P.A. (éd.), *Albert Einstein, Philosopher-Scientist*, Evanston, Illinois, The Library of Living Philosophers, 1949.

- [57] Schlosshauer M. (éd.), *Elegance and Enigma. The Quantum Interviews*, Berlin, Springer, 2011.
- [58] *Électrons et photons : rapports et discussions du cinquième Conseil de Physique tenu à Bruxelles du 24 au 29 octobre 1927 sous les auspices de l'Institut International de Physique Solvay*, Paris, Gauthier-Villars et cie, 1928.
- [59] Taylor E.F., Wheeler J.A., *À la découverte de l'espace-temps et de la physique relativiste* traduction française de C. Roux, Paris, Dunod, 1970.
- [60] Vaidman L., « Many-worlds interpretation of quantum mechanics », in Edward N. Zalta (éd.) *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, (Fall 2008 Edition). Disponible sur [plato.stanford.edu/archives/fall2008/entries/qm-manyworlds/](http://plato.stanford.edu/archives/fall2008/entries/qm-manyworlds/).
- [61] Weinberg S., *Le Rêve d'une théorie ultime* ; traduction française de J.-P. Mourlon, Paris, Odile Jacob, 1997.
- [62] Wheeler J.A., Zurek W.H. (éd), *Quantum Theory and Measurement*, Princeton, Princeton University Press, 1983.
- [63] Wick D., *The Infamous Boundary : Seven Decades of Controversy in Quantum Physics*, Boston, Birkhauser, 1995.