

COLLOQUE N° 2 Supplément au Journal de Physique, FASC. 3

**Les Implications
Conceptuelles de la
Physique Quantique**

Les Implications Conceptuelles de la Physique Quantique

17-18 juin 1980
Paris (France)

Organisé par :

La Fondation Hugot du Collège de France

AVANT-PROPOS

Le colloque sur les "implications conceptuelles de la physique quantique", organisé par la Fondation Hugot du Collège de France, s'est déroulé dans les locaux de la Fondation, le mardi 17 juin 1980 toute la journée, et la matinée du mercredi 18 juin 1980. Il a réuni 25 scientifiques (en majorité des physiciens) et philosophes, intéressés par ces problèmes. Le présent numéro de la série des colloques du Journal de Physique regroupe les textes des cinq exposés qui ont été présentés à ce colloque ainsi que certaines des discussions qui ont suivi chacun de ces exposés.

Le colloque a été ouvert mardi matin à 9h00 par Monsieur Alain Horeau, Administrateur du Collège de France et Président de la Fondation Hugot. Puis un exposé introductif a été présenté par Monsieur Franck Laloë, Directeur de Recherches au CNRS, sur le "cadre général de la mécanique quantique et les objections de Einstein, Podolsky et Rosen". Il s'agissait de présenter les aspects étonnants de la mécanique quantique, qui choquent notre intuition des phénomènes physiques, et de discuter les objections qui ont été soulevées par des physiciens célèbres. Le second exposé, présenté par le Professeur John Bell, du C.E.R.N. à Genève, montrait ensuite qu'il y avait une "contradiction entre les prédictions de la mécanique quantique et l'idée de causalité locale". Le point important est que cette idée de causalité locale implique des inégalités (les fameuses inégalités de Bell) violées par les prédictions quantiques et susceptibles d'être soumises à un test expérimental.

C'est précisément à une revue des "tests expérimentaux des inégalités de Bell" qu'a été consacré le premier exposé de mardi après-midi, donné par Monsieur Alain Aspect, Maître-assistant à l'École Normale Supérieure d'Enseignement Technique et engagé lui-même dans de telles expériences à l'Institut d'Optique à Orsay. L'ensemble des tests expérimentaux effectués à ce jour donne raison à la mécanique quantique.

Quelles sont les implications conceptuelles et philosophiques de ce verdict expérimental ? Ce sont ces problèmes qui ont été abordés et discutés dans les deux derniers exposés, celui du Professeur Abner Shimony, Professeur à Boston University, présenté mardi après-midi, et consacré à des "réflexions sur la philosophie de Bohr, Heisenberg et Schrödinger", celui du Professeur Bernard d'Espagnat, Professeur à l'Université Paris-sud, présenté mercredi matin, et reprenant les points essentiels du livre récent de cet auteur consacré "à la recherche du réel".

Chacun des cinq exposés précédents a été suivi par une discussion approfondie et des échanges très animés et stimulants. L'exposé du Professeur d'Espagnat a donné lieu notamment à une table ronde qui a duré plus d'une heure. Les repas de midi de mardi et mercredi, pris sous forme de buffet froid à la Fondation, ont permis aux participants de poursuivre activement leurs discussions.

Nous tenons à exprimer tous nos remerciements à toutes les personnes qui ont contribué à l'organisation matérielle de ce colloque.

André Lichnerowicz

Claude Cohen-Tannoudji

Professeurs au Collège de France
Responsables scientifiques du Colloque

LISTE DES PARTICIPANTS

- ABRAGAM, A.- S.P.S.R.M., Orme des Merisiers, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France.
- ASPECT, A.- Institut d'Optique, BP 43, 91406 Orsay Cedex, France.
- BALIAN, R.- Service de Physique Théorique, Orme des Merisiers, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France.
- BELL, J.- Division Physique Théorique, CERN, CH 1221 Genève 23, Suisse.
- BERTHELOT, A.- 72 Av. du Général Leclerc, 78470 St Rémy-les-Chevreuse, France.
- BROSSEL, J.- Laboratoire de Physique de l'E.N.S., 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.
- CAGNAC, B.- Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S., Tour 12, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75231 Paris Cedex 05, France.
- COHEN-TANNOUJJI, C.- Laboratoire de Physique de l'E.N.S., 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.
- DESANTI, J.- Université Paris I, 15 rue du bac, 75007 Paris, France.
- D'ESPAGNAT, B.- Université Paris Sud, Bât. 211, 91405 Orsay, France.
- GOLDMAN, M.- S.P.S.R.M., Orme des Merisiers, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France.
- HAROCHE, S.- Laboratoire de Physique de l'E.N.S., 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.
- HOREAU, A.- Collège de France, 11 place Marcelin Berthelot, 75231 Paris Cedex 05, France.
- ITZYKSON, C.- Service Physique Théorique, Orme des Merisiers, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France.
- KASTLER, A.- Laboratoire de Physique de l'E.N.S., 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.
- LALOË, F.- Laboratoire de Physique de l'E.N.S., 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.
- LICHNEROWICZ, A.- Collège de France, 11 place Marcelin Berthelot, 75231 Paris Cedex 05, France.
- MENASSEYRE, C.- 10 rue de Maubeuge, 75009 Paris, France.
- MERLEAU-PONTY, J.- UER de Philosophie, Paris X, 200 Av. de la République, 2 rue de Rouen, 92001 Nanterre Cedex, France.
- MESSIAH, A.- Direction de la Physique, Orme des Merisiers, CEN Saclay, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France.
- DE MORANT, J.P.- Fondation Hugot du Collège de France, 11 rue de l'Université, 75007 Paris, France.
- PATY, M.- Groupe CBLL, Centre de Recherches Nucléaires, 67037 Strasbourg Cedex, France.
- POMEY, M.- Conseil d'état au Palais Royal, 75100, Paris RP, France.
- SERRES, M.- 128 rue de Montreuil, 94300 Vincennes, France.
- SHIMONY, A.- Boston University, 111 Cummington Street, Boston, Massachusetts 02215, U.S.A.
- TITS, J.- Collège de France, 11 place Marcelin Berthelot, 75231 Paris Cedex 05, France.
- VUILLEMIN, J.- Collège de France, 11 place Marcelin Berthelot, 75231 Paris Cedex 05, France.

TABLE DES MATIÈRES

F. LALOE.- Cadre général de la mécanique quantique. Les objections de Einstein, Podolsky et Rosen.....	C2-1
J.S. BELL.- Bertlmann's socks and the nature of reality..	C2-41
A. ASPECT.- Expériences basées sur les inégalités de Bell.....	C2-63
A. SHIMONY.- Réflexions sur la philosophie de Bohr, Heisenberg et Schrödinger.....	C2-81
B. d'ESPAGNAT.- A la recherche du réel.....	C2-99
TABLE RONDE.....	C2-115

CADRE GENERAL DE LA MECANIQUE QUANTIQUE. LES OBJECTIONS DE EINSTEIN,
 PODOLSKY ET ROSEN (*)

F. Laloë

Laboratoire de physique, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris
 Cedex 05, France

Résumé.— Ce texte est celui d'une conférence d'introduction pour non-spécialistes au cadre général de la mécanique quantique, ainsi qu'aux objections à cette théorie formulées par Einstein, Podolsky et Rosen. Après un rappel général, mais rapide, du formalisme de la mécanique quantique et de son interprétation dite de Copenhague, quelques exemples sont présentés ; on discute ensuite en détail le schéma expérimental imaginé par Einstein, Podolsky et Rosen, appliqué au cas de deux particules de spin $1/2$ corrélées, ainsi que ses implications concernant les éléments de réalité physique qui peuvent être attachés au système. Pour insister sur quelques aspects inattendus du langage qu'emploie la mécanique quantique pour décrire certains types de corrélations, on présente une image macroscopique familière qui montre que les corrélations rencontrées dans la vie courante sont de nature différente (cause commune dans le passé). On discute enfin les notions de séparabilité, localité et déterminisme.

Abstract.— This text gives an introduction to the general structure of quantum mechanics and to the objections raised by Einstein, Podolsky and Rosen (E.P.R.) ; it is intended to be accessible to non-physicists. First, the general formulation of quantum mechanics is briefly presented, with the so called "Copenhagen interpretation", and a few very simple examples are given. Then, the general experimental scheme imagined by Einstein, Podolsky and Rosen is discussed in detail, for two correlated spin $1/2$ particles, in terms of the elements of physical reality which can be attached to the system. A macroscopic analogue is given, in order to emphasize how strange the language of quantum mechanics may become when applied to every day life phenomena, where all correlation phenomena are explained in terms of a common cause in the past. Finally, the notions of separability, locality and determinism are introduced.

On peut distinguer trois étapes dans le développement de la mécanique quantique.

La première d'entre elles est dominée par les noms de quelques grands physiciens : Planck, le premier à avoir introduit la constante h qui porte son nom, à l'occasion de l'étude théorique du rayonnement en équilibre thermique ("rayonnement du corps noir") ; Einstein, qui expli-

(*) Cet article est issu d'une conférence d'introduction au sujet et il tente d'être accessible aux non-spécialistes ; il n'a évidemment aucune prétention à l'originalité scientifique.

que l'effet photoélectrique en termes de propriétés discontinues du rayonnement (notion de photon) ; Bohr, qui pour rendre compte de la stabilité des atomes (pourquoi les électrons ne "tombent"-ils pas sur les noyaux ?) introduit une "mécanique des quanta" dont plusieurs aspects préfigurent la mécanique quantique moderne. On a souvent insisté ⁽¹⁾ sur l'influence probablement importante de courants philosophiques de l'époque (Kierkegaard, Høffding, W. James, Renouvier, etc...) sur Bohr et son entourage. Un certain nombre des concepts introduits en mécanique des quanta ("sauts quantiques", rôle essentiel de l'observation, renoncement au déterminisme) peuvent être rapprochés des courants d'idées en question (subjectivisme, attitude positiviste, finalisme, abandon du réalisme, etc...). La "mécanique des matrices" de Heisenberg peut être rattachée à cette première étape ; contrairement à la théorie de Bohr, elle n'emprunte pratiquement aucune notion à la mécanique classique.

La deuxième étape est celle de la "mécanique ondulatoire" ; elle commence en 1923, lorsque De Broglie introduit un lien entre ondes et quanta. Dès 1926, Schrödinger écrit sa célèbre équation, qui permet de calculer les niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène à partir d'une "fonction d'onde" $\psi(\vec{r})$. Beaucoup de phénomènes physiques deviennent alors accessibles à la théorie (collision, oscillateur harmonique, etc..) et l'espoir à l'époque est grand de pouvoir ramener les problèmes physiques à l'étude de phénomènes de propagation d'ondes (discutés en détail par les physiciens du siècle précédent). De ce point de vue, les particules seraient en fait des ondes, mais regroupées en "paquets d'ondes" minuscules qui paraissent ponctuels à notre échelle.

Cependant, au cours de discussions diverses (contributions de Born, Einstein, Bohr, Heisenberg, etc...), en particulier aux célèbres congrès Solvay, cette conception purement ondulatoire apparaît insuffisante. De ces discussions naît la mécanique quantique et son interprétation moderne, synthèse des deux étapes précédentes, où la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ se propage de façon déterministe, mais ne permet que de calculer des probabilités de résultats de mesure. Cette interprétation "orthodoxe", dont la présentation est le but du § 1, est souvent appelée "point de vue de Copenhague".

1. Le point de vue moderne "orthodoxe" (dit de Copenhague).-

1.1. Formalisme général.- L'état de tout système physique est décrit par un objet mathématique noté traditionnellement $|\psi\rangle$. Pour une particule sans spin (le spin sera défini au § 1.3 ci-dessous), $|\psi\rangle$ s'identifie à la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ déjà introduite plus haut ; pour un système comprenant plusieurs particules (éventuellement avec spin), ou des champs

⁽¹⁾ Voir par exemple le § 4-2 du livre de M. Jammer, "The conceptual development of quantum mechanics" (Mc Graw Hill, 1966).

(champ électromagnétique par exemple), $|\psi\rangle$ peut avoir une structure mathématique plus complexe qu'une simple fonction de \vec{r} . Peu nous importent cependant ici les aspects mathématiques ou techniques du formalisme, le point essentiel est de savoir que $|\psi\rangle$ existe et que la mécanique quantique donne des règles qui précisent ses propriétés mathématiques ; d'autres règles permettent, connaissant $|\psi\rangle$, de prédire les résultats fournis par des mesures physiques effectuées sur le système.

La dénomination usuelle pour $|\psi\rangle$ est celle de "vecteur d'état". Il existe en effet une certaine analogie entre cet être mathématique et un vecteur \vec{V} de l'espace ordinaire à 3 dimensions. De même que \vec{V} symbolise 3 nombres (les composantes de \vec{V} sur 3 axes), de même $|\psi\rangle$ symbolise un ensemble de nombres qui peuvent être appelés les composantes de $|\psi\rangle$ ⁽²⁾.

La mécanique quantique permet également de calculer l'évolution de $|\psi\rangle$ dans le temps, mais il faut distinguer deux cas :

(α) Si le système évolue "librement" (il n'est l'objet d'aucune observation ou mesure), le vecteur d'état évolue suivant l'équation de Schrödinger, généralisation de celle introduite plus haut pour la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$. Cette évolution est déterministe : connaissant $|\psi\rangle$ à l'instant t_0 , on peut calculer $|\psi\rangle$ à tout instant ultérieur t ⁽³⁾. La situation est la même que pour la propagation d'ondes acoustiques ou lumineuses en mécanique classique, qui n'a aucun caractère aléatoire si les conditions de l'expérience sont bien définies.

(β) Lorsqu'un observateur effectue une mesure, l'évolution de $|\psi\rangle$ n'est plus, en général, calculable de façon certaine ; elle devient fondamentalement indéterministe. Il en est de même du résultat fourni par cette mesure qui, lui aussi, est aléatoire en général : la théorie ne peut prédire que la probabilité d'obtenir tel ou tel résultat, qui s'exprime mathématiquement en fonction du vecteur d'état $|\psi\rangle$ avant la mesure ; le vecteur d'état $|\psi\rangle$ après la mesure dépend, non seulement du type de mesure effectuée, mais aussi du résultat qui a effectivement été observé.

Dans le cas particulier d'une particule (sans spin) décrite par un "paquet d'ondes" $\psi(\vec{r})$, la théorie prescrit une réduction brusque et aléatoire de $\psi(\vec{r})$ dans tout l'espace, lors d'une mesure de la position de la particule. On parle alors de "réduction du paquet d'ondes", et, traditionnellement, cette expression désigne maintenant l'évolution indéterministe de $|\psi\rangle$ pour un système physique et une mesure quelconques.

(²) L'ensemble des vecteurs d'états d'un système physique constitue un "espace vectoriel" dit "espace des états" (souvent de dimension infinie).

(³) Du moins, en principe. En pratique, ce calcul peut se révéler très difficile du point de vue des techniques mathématiques ; cependant, la difficulté en question n'est pas de principe.

La figure 1 schématise ce qui vient d'être dit (⁴). L'évolution de $|\psi\rangle$ entre un instant initial t_0 et un instant ultérieur t est donné par l'équation de Schrödinger ; cette évolution est déterministe et continue (pas de "saut"). Mais, à l'instant t_m , on effectue une mesure ; il est alors impossible de prédire si $|\psi\rangle$ va instantanément devenir $|\psi_1\rangle$ ou $|\psi_2\rangle$, sous l'effet de la réduction du paquet d'ondes. Il y a alors évolution indéterministe et discontinue.

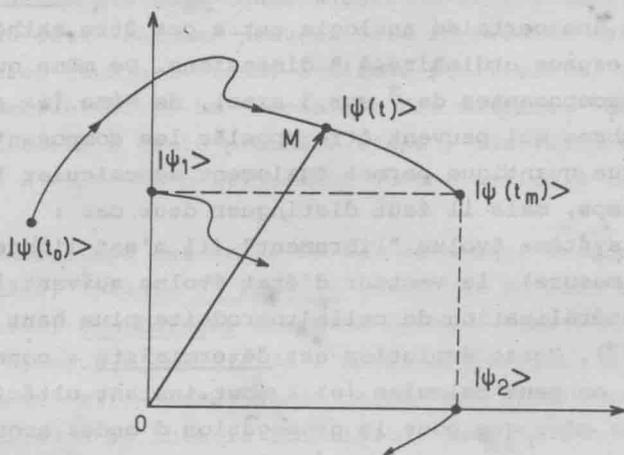


Fig.1.- Schéma symbolisant l'évolution du vecteur d'état $|\psi\rangle$ à partir de sa valeur $|\psi(t_0)\rangle$ à l'instant initial t_0 . Le schéma assimile $|\psi\rangle$ à un vecteur OM à deux composantes réelles, bien que $|\psi\rangle$ ait en réalité une structure mathématique plus compliquée (ses composantes sont complexes et peuvent être en nombre infini). Entre les instants t et t_m , le vecteur d'état évolue de façon continue et déterministe, selon l'équation de Schrödinger. A l'instant $t = t_m$, on effectue une mesure, dont le résultat est aléatoire. Deux valeurs peuvent être obtenues et, selon cette valeur, le vecteur d'état devient juste après la mesure, soit $|\psi_1\rangle$ soit $|\psi_2\rangle$ (postulat de réduction du paquet d'ondes). Ensuite, tant que l'on n'effectue aucune nouvelle mesure, $|\psi\rangle$ évolue à nouveau de façon continue et déterministe (équation de Schrödinger).

La figure 2 donne le même schéma, mais pour la mesure d'une autre quantité physique du système, effectuée au même instant t_m . Le vecteur d'état obtenu par réduction du paquet d'ondes est alors, soit $|\psi'_1\rangle$, soit $|\psi'_2\rangle$.

Remarque : Cette double possibilité d'évolution du vecteur $|\psi\rangle$, suivant que le système est l'objet de mesure ou non, est une particularité assez curieuse de la mécanique quantique.

Il existe bien sûr des cas semblables dans d'autres types de théories. Par exemple, en théorie des probabilités, la densité de probabili-

(⁴) De tels schémas ne doivent pas être pris trop au pied de la lettre : $|\psi\rangle$ n'est pas simplement un vecteur se déplaçant dans un plan (espace à deux dimensions).

té \mathcal{F} relative à un système quelconque, dont les propriétés sont mal connues, est brusquement modifiée dès qu'on fournit une information supplémentaire sur le système. Ce type de discontinuité n'est pas étonnant, et il concerne en fait, non le système physique lui-même, mais nos connaissances relatives au système. L'analogie entre \mathcal{F} et $|\psi\rangle$ est cependant artificielle et ne facilite guère la compréhension du phénomène de réduction du paquet d'ondes. Par exemple, plusieurs observateurs ayant des connaissances diverses du système étudié lui attribueront tout naturellement des fonctions \mathcal{F} différentes, alors qu'en mécanique quantique deux observateurs ne pourront attribuer au même système deux vecteurs d'état $|\psi\rangle$ complètement différents ⁽⁵⁾.

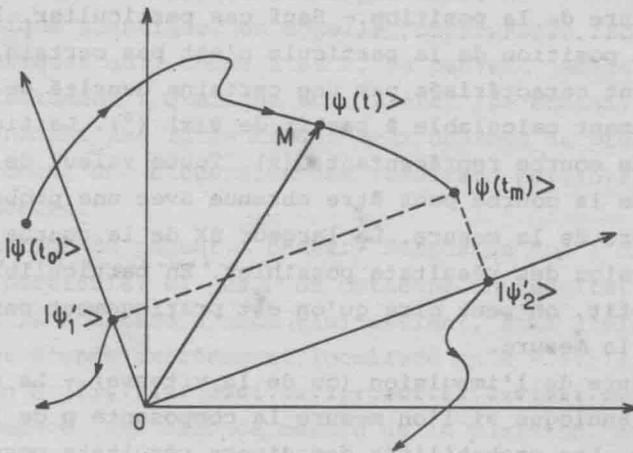


Fig.2.- Ce schéma est analogue à celui de la figure 1, mais la mesure à l'instant $t = t_m$ porte sur une autre quantité physique, correspondant à une observable incompatible avec celui de la figure 1. Les vecteurs d'état possibles après la mesure sont maintenant $|\psi'_1\rangle$ et $|\psi'_2\rangle$, qui forment une base orthonormée distincte de celle constituée de $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$.

1.2.Exemple : particule sans spin. - En mécanique classique, une particule ponctuelle est décrite dans un référentiel donné par deux vecteurs, \vec{r} et \vec{v} , qui sont respectivement la position et la vitesse de la particule. Il est souvent commode de remplacer la vitesse \vec{v} par l'impulsion \vec{p} qui

⁽⁵⁾ Les deux observateurs sont supposés utiliser le même référentiel d'espace-temps.

La mécanique quantique introduit également un être mathématique appelé "opérateur densité" ρ , qui correspond en quelque sorte à une synthèse entre les notions de distribution classique de probabilité \mathcal{F} et celle de vecteur d'état $|\psi\rangle$. On pourrait parfaitement concevoir que deux observateurs décrivent le même système par deux opérateurs ρ différents, si leurs informations concernant le système sont différentes.

lui est proportionnelle ($\vec{p} = m\vec{v}$, où m est la masse de la particule). Les équations de Newton permettent de calculer l'évolution temporelle de \vec{r} et \vec{p} , qui est déterministe.

En mécanique quantique, \vec{r} et \vec{v} sont remplacés, nous l'avons vu, par la donnée d'un vecteur d'état $|\psi\rangle$, ou (ce qui est équivalent) de la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$. Cette fonction d'onde est mathématiquement un être beaucoup plus complexe que deux vecteurs, \vec{r} et \vec{v} ; elle s'étend sur une certaine région de l'espace.

Examinons ce qui se produit si l'on mesure, soit la position, soit l'impulsion, de la particule. Pour simplifier, nous raisonnons en supposant que l'espace n'a qu'une dimension; \vec{r} devient alors x , \vec{p} devient p et $\psi(\vec{r})$ devient $\psi(x)$.

1.2.1. Mesure de la position.- Sauf cas particulier, le résultat d'une mesure de la position de la particule n'est pas certain. Les résultats possibles sont caractérisés par une certaine densité de probabilité $Q(x)$, facilement calculable à partir de $\psi(x)$ ⁽⁶⁾. La figure 3a montre un exemple de courbe représentant $Q(x)$. Toute valeur de x correspondant à la "bosse" de la courbe peut être obtenue avec une probabilité non négligeable lors de la mesure. La largeur ΔX de la courbe donne une idée de la dispersion des résultats possibles. En particulier, si ΔX est extrêmement petit, on peut dire qu'on est pratiquement certain du résultat que donnera la mesure.

1.2.2. Mesure de l'impulsion (ou de la vitesse).- La situation est tout à fait analogue si l'on mesure la composante p de l'impulsion de la particule. Les probabilités des divers résultats possibles sont données par une distribution de probabilité $\mathcal{P}(p)$ qui peut être déduite de $\psi(x)$. La figure 3b donne l'allure possible de la courbe représentant $\mathcal{P}(p)$. Sa largeur est notée ΔP .

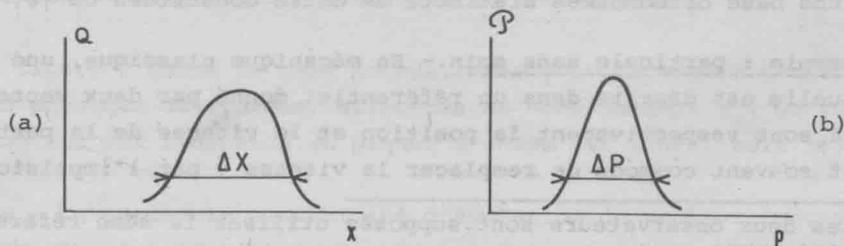


Fig.3.- (a) Allure possible de la distribution de probabilité $Q(x)$ associée à une fonction d'onde $\psi(x)$. Lorsque l'on mesure la position X de la particule, la probabilité de trouver un résultat compris entre x et $x+dx$ est $Q(x)dx$ par définition de Q .
(b) Allure possible de la fonction $\mathcal{P}(p)$ qui joue, vis à vis des mesures de l'impulsion P de la particule, le rôle de Q vis à vis de sa position p .

⁽⁶⁾ On a simplement $Q(x) = |\psi(x)|^2$

1.2.3. Relations de Heisenberg. - Les règles de la mécanique quantique permettent d'établir l'inégalité :

$$\Delta X \times \Delta P \geq \hbar/2$$

où \hbar est la constante de Planck. Si donc la fonction d'onde $\psi(x)$ est choisie pour rendre la largeur ΔX très petite, ΔP sera nécessairement très grand (et réciproquement).

En d'autres termes, si la courbe de la figure 3a est étroite, celle de la figure 3b est toujours très large (et vice-versa). Il n'est donc jamais possible d'écrire une fonction d'onde $\psi(x)$ qui donne une valeur parfaitement précise à la fois pour la position et l'impulsion de la particule (c'est-à-dire une fonction d'onde pour laquelle les deux largeurs ΔX et ΔP soient arbitrairement petites).

En mécanique quantique, on appelle "observables incompatibles" des grandeurs physiques qui, comme X et P , ne peuvent jamais être à la fois définies parfaitement : quel que soit l'état $|\psi\rangle$ choisi, on ne peut annuler simultanément les largeurs des deux courbes de probabilité, et il y a nécessairement une dispersion des résultats possibles de mesure de ces deux grandeurs.

1.2.4. Réduction du paquet d'ondes. - Supposons que l'on mesure la position de la particule, et que l'on obtienne un résultat a ; juste après cette mesure, la fonction d'onde $\psi(x)$ devient, sous l'effet de la réduction du paquet d'onde extrêmement localisée en $x = a$. Il en est de même de la fonction Q (fig. 4a) dont la largeur ΔX devient pratiquement nulle. En conséquence, une seconde mesure de la position, effectuée juste après la première, redonnera le même résultat a avec certitude. (probabilité égale à 1).

Lorsque ΔX est très petit, ΔP est très grand, c'est-à-dire que la fonction \mathcal{P} est très large (fig. 4b), de sorte qu'une mesure de l'impulsion donnera pratiquement n'importe quel résultat avec la même probabilité.

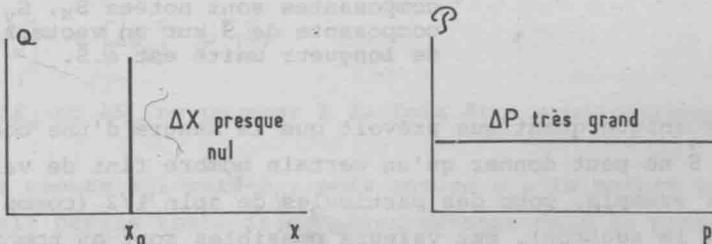


Fig.4.- Allures des fonctions Q (fig.a) et \mathcal{P} (fig.b) juste après une mesure de la position X de la particule, mesure qui a donné un résultat très proche de x_0 .

Peut-on maintenant préciser à son tour l'impulsion en effectuant une mesure de cette grandeur ? Cette possibilité existe, mais alors on perd toute l'information antérieure sur la position de la particule. En effet, juste après cette nouvelle mesure, la réduction du paquet d'ondes s'est produite et la fonction d'onde a encore changé. C'est maintenant la fonction \mathcal{P} qui est devenue très étroite ($\Delta P \simeq 0$), mais, inévitablement, Q est devenue très large (les figures 4a et 4b sont interverties).

De façon générale, on ne peut jamais, en mécanique quantique, arriver par une suite de mesures à un état $|\psi\rangle$ du système où deux observables incompatibles correspondent à des résultats certains, si elles sont mesurées.

1.3. Autre exemple : spin 1/2. - Une autre particularité de la mécanique quantique est de prédire l'existence d'un moment cinétique interne de rotation pour une particule ponctuelle ⁽⁷⁾ (en mécanique classique, la rotation d'un objet sur lui-même n'a de sens que si cet objet possède une certaine extension spatiale). Ce moment cinétique interne est appelé "spin" et nous le noterons \vec{S} .

Comme tout moment cinétique, \vec{S} est un vecteur, et nous noterons S_x , S_y et S_z ses composantes sur un système d'axes orthonormé Oxyz (fig.5a). Si \vec{a} est un vecteur quelconque de longueur unité, la composante de \vec{S} sur \vec{a} est notée

$$S_a = \vec{a} \cdot \vec{S}$$

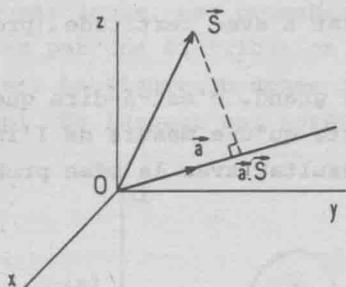


Fig.5a.- Le spin \vec{S} est un vecteur dont les composantes sont notées S_x , S_y et S_z . La composante de \vec{S} sur un vecteur \vec{a} quelconque de longueur unité est $\vec{a} \cdot \vec{S}$.

La mécanique quantique prévoit que la mesure d'une composante quelconque de \vec{S} ne peut donner qu'un certain nombre fini de valeurs "discrètes" ; par exemple, pour des particules de spin 1/2 (comme l'électron, le proton, le neutron), ces valeurs possibles sont au nombre de deux ;

⁽⁷⁾ La mécanique quantique fait apparaître le spin comme une conséquence très générale de la structure de l'espace-temps (groupe de Galilée ou de Poincaré).

conventionnellement, nous les noterons +1 et -1 dans la suite, mais leur valeur exacte est $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$. Il s'agit donc d'un cas simple qui sera de discussion particulièrement aisée.

La figure 5 représente, très schématiquement, l'expérience célèbre de Stern et Gerlach. Un jet d'atomes pénètre dans un système d'aimants qui leur impose une déviation vers le haut (ou vers le bas) suivant que l'on trouve $+\hbar/2$ (ou $-\hbar/2$) pour la composante S_x du spin le long de la direction d'analyse Ox. On peut bien sûr tourner le système d'aimants dans une direction \vec{a} quelconque ; on mesure ainsi une autre composante S_a du spin des atomes.

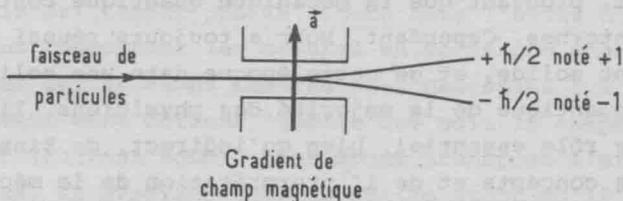


Fig.5b.- Schéma très simplifié d'une expérience de Stern et Gerlach. Un jet de particules (atomes d'Argent par exemple) pénètre dans un système d'aimants créant un très fort gradient de champ magnétique dans une direction \vec{a} ; ce gradient exerce une force sur les moments magnétiques associés aux spins des atomes. En conséquence, la mesure des déviations des atomes à la sortie de l'appareil donne les valeurs possibles pour la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}$ du spin \vec{S} sur \vec{a} . Contrairement aux prévisions de la mécanique classique, on n'observe pas un ensemble continu de valeurs possibles des déviations, mais des valeurs discontinues (quantification). Pour des particules de spin 1/2, Stern et Gerlach ont constaté l'existence de deux taches symétriques ; la mesure de $\vec{a} \cdot \vec{S}$ peut donc donner 2 valeurs seulement, que nous symbolisons par +1 et -1.

Discutons plus en détail le cas où deux directions de mesures orthogonales, Ox et Oy, sont envisagées. Comme X et P, les composantes S_x et S_y correspondantes sont, d'après la mécanique quantique, des observables incompatibles. On montre que les dispersions ΔS_x et ΔS_y sont telles que :

$$[\Delta S_x]^2 + [\Delta S_y]^2 \geq \left(\frac{\hbar}{2}\right)^2$$

En conséquence, ΔS_x et ΔS_y ne peuvent à la fois être arbitrairement petits.

Si donc l'on mesure S_x , puis S_y , puis encore S_x , la mesure intermédiaire de S_y fait perdre toute information obtenue dans la première mesure de S_x ⁽⁸⁾. On n'augmente donc pas l'information par des mesures successives des diverses composantes ; la réduction du paquet d'ondes

(8) Par contre, deux mesures successives de la même composante S_x par exemple, donnent nécessairement le même résultat.

change $|\psi\rangle$, de façon aléatoire, sans que la dispersion totale des deux observables diminue.

A ce stade, on invoque parfois les "effets incontrôlables des appareils de mesure macroscopiques" sur le système microscopique mesuré, pour expliquer ces modifications aléatoires de $|\psi\rangle$. La suite nous montrera que la raison des changements aléatoires de $|\psi\rangle$ est plus fondamentale.

2. L'argument E.P.R. .-

L'argument de Einstein, Podolsky et Rosen (E.P.R.) est issu des célèbres discussions au congrès Solvay entre Einstein et Bohr. Einstein tentait à l'époque d'élaborer des schémas d'expériences de pensée (Gedanken Experiment) prouvant que la mécanique quantique contenait des contradictions internes. Cependant, Bohr a toujours réussi à trouver un contre-argument solide, et de cette époque date une solide confiance en la mécanique quantique de la majorité des physiciens. Il est juste d'insister sur le rôle essentiel, bien qu'indirect, de Einstein dans l'élaboration des concepts et de l'interprétation de la mécanique quantique ; ses nombreuses questions ont certainement contribué à l'élaboration du point de vue qui s'est dégagé à l'époque (point de vue dit de Copenhague). Par la suite, il semble que Einstein ait changé de point de vue, cherchant à montrer que la mécanique quantique est, non pas inexacte ou incohérente, mais "incomplète". Dans leur célèbre article (*), E.P.R. précisent le sens qu'ils donnent à ce mot :

"Quelle que soit la signification du terme "complète", la condition suivante semble nécessairement devoir être remplie par une théorie complète : tout élément de la réalité physique doit avoir une contrepartie dans cette théorie physique"

Pour préciser la notion d'éléments de réalité physique, ils écrivent ensuite :

"Les éléments de réalité physique ne peuvent être déterminés par des considérations philosophiques a priori, mais doivent être trouvés par référence aux résultats des expériences et mesures. Une définition générale de la réalité ne nous est cependant pas indispensable ici, et nous nous contenterons du critère suivant, que nous pensons raisonnable : si, sans agir en aucune façon sur un système, nous pouvons prédire de façon certaine (c'est-à-dire avec une probabilité égale à un) la valeur d'une quantité physique, alors il existe un élément de réalité physique correspondant à cette quantité physique".

Si ces déclarations préliminaires peuvent sembler un peu abstraites, les exemples qui sont discutés dans la suite devraient aider à préciser les notions qui sont en question. Nous en verrons d'autres apparaître au cœur du raisonnement, notamment celle de "séparabilité",

(*) (Physical Review, vol.47, page 777, mai 1935)

de "localité" et de "déterminisme".

Retenons également l'idée que le but de la discussion qui suit n'est pas de remettre en cause les prédictions de la mécanique quantique concernant les résultats de mesures et leur probabilités ; l'exactitude de ces prédictions est supposée parfaite. Il s'agit plutôt de savoir si la mécanique quantique telle que nous la connaissons, c'est-à-dire parfaitement opérationnelle, pourra dans un avenir proche ou lointain être rendue plus complète, et entrer dans le cadre d'une théorie plus riche, qui prendrait en compte un plus grand nombre d'éléments de la réalité physique.

Nous n'allons pas discuter l'argument E.P.R. dans les termes exacts où il a été historiquement publié. Comme nous l'avons noté plus haut, les discussions concernant les mesures en mécanique quantique sont plus simples lorsque les systèmes mesurés sont des spins $1/2$ (deux résultats seulement peuvent être obtenus, quelle que soit la composante mesurée). C'est pourquoi (suivant Bohm), nous avons transposé l'argument original E.P.R. à ce cas, un avantage supplémentaire étant qu'il est assez proche des expériences dont parlera A. Aspect dans son exposé. Nous allons donc procéder à une généralisation de ce qui a été exposé au § 1 précédent et discuter une expérience de type Stern et Gerlach portant non sur un, mais sur deux spins.

2.1. Mesures des spins de deux particules corrélées (composantes sur un ensemble de directions \vec{a} , \vec{b} donné).

2.1.1. Schéma expérimental. - La figure 6 montre le schéma expérimental que nous allons considérer. Une source S émet successivement des paires de particules, (1) et (2), qui se propagent dans des directions opposées ; ces particules ont un spin $1/2$ (comme par exemple, le proton ou l'électron). En deux régions de l'espace, qui peuvent éventuellement être extrêmement éloignées, des expériences de Stern et Gerlach sont effectuées ; pour chaque paire de particules, on mesure la composante $\vec{a} \cdot \vec{S}_1$ du spin de la particule (1) sur la direction \vec{a} ainsi que, la composante $\vec{b} \cdot \vec{S}_2$ du spin de la particule (2) sur la direction \vec{b} (³). Chacune de ces mesures pouvant donner deux résultats $+1$ ou -1 , c'est en tout 4 ensembles de résultats qui peuvent être obtenus :

+1	+1
+1	-1
-1	+1
-1	-1

quelles que soient les directions d'analyse \vec{a} et \vec{b} choisies.

(³) Nous supposons que \vec{a} et \vec{b} sont des vecteurs de longueur égale à 1 et qu'ils sont perpendiculaires à la direction Oz de propagation des particules.

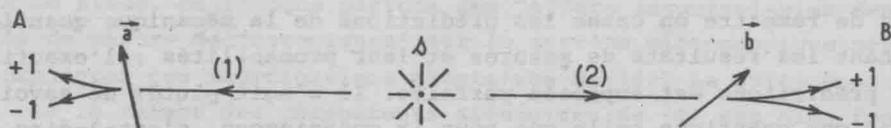


Fig.6.- Le dispositif expérimental considéré dans le texte pour la discussion de l'argument de Einstein, Podolsky et Rosen. Une source S émet successivement des paires de particules (1) et (2), dans deux directions opposées ; en deux régions éloignées de l'espace on effectue la mesure de la composante $a.S_1$ du spin de la particule (1) d'une part, de la composante $b.S_2$ du spin de la particule (2) d'autre part. Lorsque \vec{a} et \vec{b} ne sont pas perpendiculaires, les résultats des deux mesures présentent des corrélations, qui sont discutées dans le texte.

2.1.2. Probabilités des divers résultats.- Nous allons décrire plus en détail les prédictions de la mécanique quantique dans un cas particulier important, celui où l'ensemble des deux spins est décrit par un vecteur d'état $|\psi\rangle$ appelé "état singulet", souvent noté $|S=0\rangle$. A nouveau, peu nous importe ici la forme mathématique exacte de ce vecteur d'état, la façon dont les règles de la mécanique quantique permettent de calculer les probabilités des 4 résultats écrits plus haut, ou encore la manière dont on peut en pratique préparer le système dans un tel état. Pour la discussion qui suit, les résultats, qui sont très simples, nous suffisent. Les propriétés de l'état singulet de spin $|S=0\rangle$ sont telles que les probabilités en question ne dépendent que de l'angle θ entre les directions \vec{a} et \vec{b} ; dans le même ordre que précédemment, elles s'écrivent :

$$\mathcal{P}(+1, +1) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta / 2$$

$$\mathcal{P}(+1, -1) = \frac{1}{2} \cos^2 \theta / 2$$

$$\mathcal{P}(-1, +1) = \frac{1}{2} \cos^2 \theta / 2$$

$$\mathcal{P}(-1, -1) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta / 2$$

Là s'arrêtent les formules dont nous aurons besoin pour la suite. Avant d'aller plus loin, examinons deux cas particuliers :

(i) Si \vec{a} et \vec{b} sont perpendiculaires ($\theta = 90^\circ$), on obtient

$$\mathcal{P}(+1, +1) = 1/4$$

$$\mathcal{P}(+1, -1) = 1/4$$

$$\mathcal{P}(-1, +1) = 1/4$$

$$\mathcal{P}(-1, -1) = 1/4$$

Quel que soit le résultat A obtenu, les probabilités des deux résultats B = +1 et B = -1 valent toutes deux 1/2 (et vice-versa). Les résultats