

III.

LE PARADOXE EPR ET LES IDEES D'EINSTEIN SUR LA REALITE

P. JASSELETTE

1. Contexte historique

En cette année 1979, centenaire de la naissance d'Einstein, c'est une banalité de dire qu'il a marqué puissamment toute la Physique du XX^e siècle. Chacun connaît l'importance de sa théorie de la relativité qui a conquis les masses aussi bien que les scientifiques unanimes pour entrer dans la culture autant que dans la science. Peu de gens cependant connaissent l'influence d'Einstein sur la Mécanique Quantique, l'autre pilier de la physique moderne. Elle n'est pas moins décisive.

L'idée des quanta est énoncée par Max Planck [1] en 1900, mais c'est Einstein [2] déjà qui, en 1905, lui fait passer le premier gué: de la quantification des échanges d'énergie à la notion de quantum, le photon. C'est Einstein qui, en 1911, au 1^{er} Conseil de Physique Solvay [3] fait pencher la balance du côté des idées neuves et convainc H. Poincaré, indécis, ainsi que les opposants jusque là majoritaires. C'est un article d'Einstein [4] en 1917 qui «le premier, apporte un peu de lumière dans l'obscurité» [5] des transitions atomiques et marque le début de la nouvelle mécanique. Si c'est de Broglie qui donne la relation traduisant la caractéristique essentielle des particules quantiques $P = \frac{h}{\lambda}$, la relativité permet de l'obtenir

comme généralisation de la relation de Planck $E = h\nu$, grâce au concept de quadri-impulsion.

La Mécanique Quantique est bien fille d'Einstein. Cette enfant ne le satisfait pourtant pas. Lorsqu'en 1926, elle prend sa forme définitive grâce à Heisenberg, Schrödinger, Born, Jordan et quelques autres [6], Einstein écrit [7]: «La Mécanique Quantique force le respect, mais une voix intérieure me dit que ce n'est pas encore le nec plus ultra». Les relations d'incertitude

de Heisenberg notamment sont l'objet de ses attaques. En 1927, le Conseil Solvay est à nouveau au carrefour de l'histoire scientifique [8, 9]. Einstein et Niels Bohr s'y affrontent en un combat de colosses, le premier imaginant l'une après l'autre des expériences idéalisées qui sont autant de chausse-trappes pour le second qui s'en extrait à chaque fois, même si c'est au prix d'une nuit blanche et s'il doit recourir à la relativité générale. La tradition rapporte que Bohr a gagné le duel, scellant ainsi la victoire de la Mécanique Quantique. Cependant, Einstein ne s'est jamais avoué vaincu. Tout le reste de sa vie, il continue d'argumenter avec acharnement et invention. Il n'est ni naïf, ni rebelle; il connaît les succès de la théorie qu'il critique; il est prêt à admettre ses erreurs ou ses choix malheureux. Il ne prétend pas que la Mécanique Quantique produise des résultats faux. Il ne la croit plus incohérente. Il la considère comme parfaitement valide et vérifiée par les faits, aussi bien dans les expériences réalisées ou à réaliser dans l'avenir que dans les expériences idéales inventées pour le seul jeu des théoriciens. Il ne cherche pas à trouver la théorie en défaut ou en contradiction. Il lui reproche d'être *incomplète*. Ainsi le titre de son célèbre article [10] de 1935 avec Rosen et Podolski est-il: «Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?». Dans ce travail, Einstein présente un exemple de situation que la Mécanique Quantique étudie certes correctement et pour laquelle cette théorie donne toutes les bonnes prédictions, mais qui, dans ce formalisme, n'est pas, selon Einstein, décrite dans toute sa complexité, dans tous les détails de sa réalité. Elle a été longuement analysée par la suite sous l'appellation de «paradoxe E.P.R.».

2. Contexte théorique

Les hypothèses à la base de toute discussion du paradoxe E.P.R., comme de tous les autres problèmes d'interprétation de la Mécanique Quantique, sont de deux ordres: les hypothèses et les outils formels de la théorie quantique d'une part; certains présupposés plus ou moins philosophiques sur la réalité physique, la théorie et les relations entre ces deux-ci d'autre part.

a. Les hypothèses techniques

Les hypothèses techniques de la Mécanique Quantique portent sur la description de l'état d'un système et de ses propriétés mesurables, sur son évolution et sur la manière d'interpréter les résultats obtenus.

Bien que plusieurs voies soient possibles pour arriver à décrire les systèmes quantiques, l'accord se fait quasi unanimement sur le formalisme proposé dès 1932 par von Neumann [11] après Dirac [12] et sur l'interprétation probabiliste due à M. Born [13].

En très bref [14], ce formalisme peut se résumer par les quelques règles qui suivent.

— L'état d'un système est représenté par un point ψ (on dit plus communément un vecteur) dans un espace abstrait de Hilbert H . Ces vecteurs peuvent être décrits par une «fonction d'onde» ⁽¹⁾ $\psi(x)$ prenant des valeurs complexes en chaque point de l'espace ordinaire. Cette fonction peut aussi dépendre du temps, si l'état évolue.

— Deux états peuvent être additionnés, fournissant ainsi un troisième état du même système. C'est le principe de superposition, base essentielle de toute la théorie.

— Un système composé est décrit à partir des produits des fonctions d'onde décrivant ses constituants.

— Une grandeur mesurable ne prend pas n'importe quelle valeur, mais seulement les «valeurs propres» d'un opérateur associé à la grandeur.

— Pour un même état, la mesure d'une grandeur donnée peut fournir des résultats différents.

— La probabilité de chacun des résultats possibles se calcule à partir de l'état du système et des états propres de l'opérateur associé à l'aide d'une règle donnée par M. Born [13, 14].

Une caractéristique fondamentale et intrigante de la Mécanique Quantique est l'existence de deux lois différentes pour décrire l'évolution du système:

(1) Ce vocable archaïque et ambigu s'est maintenu malgré des inconvénients manifestes.

I) une équation linéaire, l'équation de Schrödinger:

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) = H \psi(t)$$

lorsque le système évolue librement ou sous l'effet d'interactions connues et décrites par l'opérateur hamiltonien H (cette évolution est continue et déterministe);

II) un processus discontinu, aléatoire, la «réduction du paquet d'onde»:

$$\psi \rightarrow \psi_{\alpha}$$

lorsque le système est soumis à une mesure dont le résultat est connu; l'état ψ_{α} a les propriétés souhaitées pour l'état d'un système qui vient d'être soumis à une mesure correcte i.e. il prévoit le même résultat que celui obtenu par la mesure. Cette évolution est indéterministe. Même lorsque l'état ψ est parfaitement connu, il n'est pas possible de dire à l'avance quel sera le résultat de la mesure et donc sur quel vecteur ψ_{α} aboutira l'état du système. On ne peut donner que la probabilité de chaque résultat possible. C'est donc à cet endroit précis du formalisme que les probabilités font leur entrée dans les bases de la Mécanique Quantique.

De nombreux physiciens sont insatisfaits par cette loi double parce que le processus II ne peut se réduire à un cas particulier du processus I et que cela distingue nettement les opérations de mesure des autres phénomènes physiques. C'est ce qu'on appelle le «problème de la mesure en Mécanique Quantique». Une littérature abondante [15] y est consacrée. Elle tente notamment de réduire, de l'une ou l'autre façon, la contradiction entre les deux modes d'évolution d'un système.

Une équivoque est à dissiper ici. Einstein aurait manifestement préféré une théorie entièrement déterministe. Il a répété pendant trente ans «Dieu ne joue pas aux dés». Cependant, c'était là l'expression d'un attrait, d'un goût personnel, non celle d'une exigence. Il s'accommodait bon gré mal gré du caractère indéterministe de la Mécanique Quantique. Il ad-

mettait aussi sa validité universelle. Mais il restait résolument adversaire de son caractère, selon lui, incomplet.

b. Les présupposés

Les hypothèses techniques énoncées plus haut sont explicites et permettent assez aisément à deux interlocuteurs maîtrisant le sujet de se mettre d'accord.

Il n'en est pas de même des présupposés de nature philosophique. Généralement, ceux-ci sont passés sous silence, quitte à se prétendre évidents s'ils sont débusqués. Ils amènent régulièrement des incompréhensions irréductibles, des querelles acharnées, des débats passionnés où les interlocuteurs monologuent sans s'entendre vraiment.

Pour Einstein, le monde extérieur existe indépendamment de l'homme et de ses observations. Ce monde est compréhensible et ses lois sont simples⁽²⁾. La tâche du physicien est de décrire cette réalité aussi complètement que possible, de découvrir (dévoiler) ces lois.

De plus, dans ce monde extérieur, il y a des objets, localisables dans l'espace-temps, qui, même s'ils sont interdépendants, possèdent une certaine individualité. Ils ont des propriétés qui leur appartiennent en propre, sans référence à aucun observateur. Ces propriétés sont indépendantes de l'avenir du système, comme de l'appareillage qui les met en évidence.

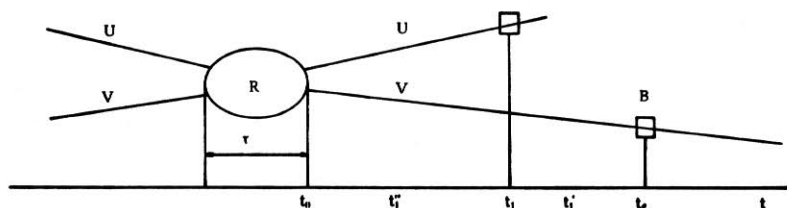
3. Dispositif

Dans l'article [10] de 1935, Einstein, Podolski et Rosen discutent une situation dans laquelle deux sous-systèmes U et V interagissent pendant un temps fini τ et dans une région de l'espace R également finie, bornée. Ces deux parties du système se séparent ensuite pour poursuivre leur destin sans plus aucune interaction, ni entre elles, ni avec le reste du monde

(2) Il aimait à répéter: «La chose la plus incompréhensible au sujet du monde, c'est qu'il soit compréhensible» et aussi «Si les lois de la nature ne sont pas simples, elles ne m'intéressent pas».

(encore que cette dernière affirmation n'est pas essentielle).

La séparation a lieu au temps t_0 . Ultérieurement, des observations peuvent être faites, par un observateur A sur U à l'instant t_1 , par un observateur B sur V à l'instant t_2 .



La connaissance des lois de l'interaction et notamment des lois de conservation la concernant, permet de prévoir et de mettre en évidence des corrélations entre les propriétés du système U et celles du système V. Ainsi, on peut parler de l'impulsion, du moment angulaire, de la charge électrique, du spin isobarique, etc. du système V comme lié à la quantité correspondante du système U.

Rien de particulier à la Mécanique Quantique là-dedans. C'est un concept classique. Après avoir été séparées, les deux parties d'une fusée dans l'espace tournent sur elles-mêmes avec des vitesses angulaires corrélées. Mesurer l'une permet de calculer l'autre. Des renseignements sur V peuvent donc s'obtenir en observant U, car les deux systèmes sont corrélés. Ils se souviennent de l'interaction qui les unissait.

4. Analyse

L'exemple classique depuis 1950, plus simple que l'exemple original, est celui proposé par D. Bohm [16]: deux particules de spin $1/2$ dans l'état singulet ^(*) sans moment orbital. Le moment angulaire du système total est nul. Chacune des deux parti-

(*) Ces termes seront expliqués plus loin.

cules emmène un moment de spin qui est une grandeur physique mesurable à 3 composantes (σ_x , σ_y , σ_z) un peu comme un vecteur de l'espace ordinaire. Par exemple, σ_z , composante suivant l'axe de référence Oz, suppose que l'appareil (*) qui sert à la mesurer soit orienté dans cette direction. Le point important et typiquement quantique est qu'on ne peut pas mesurer simultanément deux composantes différentes. Il faut choisir de mesurer σ_x ou σ_y ou σ_z . Il n'existe ni appareillage, ni concept théorique dans le cadre de la théorie quantique ordinaire qui permette de donner un sens à la connaissance simultanée de σ_x et σ_z par exemple.

Qui plus est, chacune de ces grandeurs ne peut prendre que deux valeurs $\frac{\hbar}{2}$ et $-\frac{\hbar}{2}$ ($\hbar$ étant une constante d'ailleurs très petite).

L'espace des états de ce système est particulièrement simple. L'état pour lequel la mesure de σ_z sur la particule U donnera avec certitude un résultat égal à $\frac{\hbar}{2}$ peut se noter $\psi_{\uparrow}$, celui pour lequel cette mesure donnera avec certitude le résultat $-\frac{\hbar}{2}$ peut se noter $\psi_{\downarrow}$. De même, l'état de V pour lequel une mesure de σ_z donnera avec certitude le résultat $\frac{\hbar}{2}$ peut se noter $\varphi_{\uparrow}$ et celui pour lequel le résultat sera avec certitude $-\frac{\hbar}{2}$ peut se noter $\varphi_{\downarrow}$.

Un état quelconque de U s'écrit alors comme une superposition de $\psi_{\uparrow}$ et $\psi_{\downarrow}$:

$$\psi = \alpha \psi_{\uparrow} + \beta \psi_{\downarrow} \quad (1)$$

(*) Appareil dit de Stern-Gerlach, noms des inventeurs.

et un état quelconque de V:

$$\varphi = \gamma \varphi_{\uparrow} + \delta \varphi_{\downarrow}. \quad (2)$$

En particulier, les états pour lesquels une mesure de σ_x donnera avec certitude respectivement

$$\sigma_x = \frac{\hbar}{2} \text{ et } \sigma_x = -\frac{\hbar}{2}$$

s'écrivent:

$$\text{— pour U: } \psi_{\rightarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{\uparrow} + \psi_{\downarrow}), \quad (3a)$$

$$\psi_{\leftarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{\uparrow} - \psi_{\downarrow}) \quad (3b)$$

$$\text{— pour V: } \varphi_{\rightarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_{\uparrow} + \varphi_{\downarrow}), \quad (4a)$$

$$\varphi_{\leftarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_{\uparrow} - \varphi_{\downarrow}). \quad (4b)$$

Pour tous ceux-ci une mesure de σ_z donnera aléatoirement $\frac{\hbar}{2}$

ou $-\frac{\hbar}{2}$, chacun avec une probabilité de 50 %. Il n'existe aucun état pour lequel on puisse prédire de façon certaine à la fois les résultats de σ_x et de σ_z . Ces deux grandeurs sont dites incompatibles. En jargon: elles ne commutent pas.

Le système composé U + V est décrit par un produit $\psi\varphi$, mais les corrélations créées entre U et V par l'interaction éliminent certains termes. C'est ce qui a été exprimé plus haut par l'expression «dans l'état singulet». Cela signifie que, pour

n'importe quelle direction, la somme de la composante du spin de U dans cette direction avec la composante du spin de V dans cette même direction est nulle. Autrement dit, que ce soit pour σ_z ou pour σ_x (ou pour toute autre composante de spin suivant un axe choisi par l'expérimentateur), si la valeur trouvée sur U est $\frac{\hbar}{2}$, celle trouvée pour V sera $-\frac{\hbar}{2}$ et réciproquement. Par conséquent, si U est dans l'état $\psi_{\uparrow}$, V est nécessairement dans l'état $\varphi_{\downarrow}$. De même, si U est dans l'état $\psi_{\downarrow}$, V sera dans l'état $\varphi_{\uparrow}$. L'état du système composé le plus général est alors:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{\uparrow}\varphi_{\downarrow} - \psi_{\downarrow}\varphi_{\uparrow}). \quad (5)$$

5. Problèmes

a) Avec une seule mesure (non séparabilité)

Si, au temps t_1 , l'observateur A mesure σ_z sur le sous-système U et qu'il obtient la réponse $\frac{\hbar}{2}$, le vecteur d'état de U est réduit par le processus d'évolution II particulier à la mesure (cf. page 410) et devient $\psi_{\uparrow}$. Du même coup, à cause des corrélations, A connaît la valeur de σ_z sur V ($-\frac{\hbar}{2}$) et donc l'état de V: $\varphi_{\downarrow}$.

Le premier problème qui se pose est alors de savoir si on peut dire que l'état du sous-système V a été modifié par la mesure effectuée par A sur U. Considérant l'état Ψ du système global (5), cela semble inévitable. Il n'est pas possible d'élimi-

(5) Il est important de remarquer que la relativité ne joue aucun rôle dans le paradoxe EPR. Elle fournit seulement un moyen simple d'assurer

ner la composante $\psi_{\downarrow}$ de U sans éliminer du même coup la composante $\varphi_{\uparrow}$ de V. C'est évident et même c'est ce qui était désiré pour exprimer les corrélations.

Cependant, on suppose également qu'aucun phénomène physique ⁽⁵⁾ ne transporte l'information de U à V. Dès lors, il faudrait que l'état de V ne change pas à l'instant t_1 . On ne voit pas comment les propriétés de V seraient différentes en $t'_1 > t_1$ de ce qu'elles étaient en $t''_1 < t_1$. Or, les prédictions de la Mécanique Quantique issues de l'état $\varphi_{\downarrow}$ pour V sont évidemment différentes de ce qu'elles étaient de l'état $\gamma \varphi_{\uparrow} + \delta \varphi_{\downarrow}$. La réduction du paquet d'onde est-il un phénomène physique comme le laisse supposer la loi d'évolution II ?

b) Avec le choix entre plusieurs mesures (paradoxe EPR)

Si l'observateur A s'autorise à effectuer sur U une autre mesure que celle initialement prévue, par exemple σ_x au lieu de σ_z , rien n'est physiquement modifié pour le sous-système V. Cependant, l'analyse de cette nouvelle expérience se fera à partir d'une autre expression ⁽⁶⁾ de l'état Ψ :

$$\Psi = \frac{-1}{\sqrt{2}} (\psi_{\rightarrow} \varphi_{\leftarrow} - \psi_{\leftarrow} \varphi_{\rightarrow}). \quad (6)$$

En effet, c'est maintenant la somme des σ_x qui doit être nulle.

Si A trouve $\frac{\hbar}{2}$ pour σ_x de U, il prédira $-\frac{\hbar}{2}$ pour σ_x de V et réciproquement. La forme (6) donne les bonnes corrélations

que le système ne reçoit pas de signaux physiques provenant de l'observateur A. D'autres moyens peuvent être mis en œuvre (blindage, par exemple). Ce qui compte, c'est l'indépendance que l'on veut accorder à un sous-système et les présupposés que l'on accepte sur ce qu'est la réalité physique.

⁽⁶⁾ On peut vérifier l'égalité grâce aux relations (3), (4) et (5).

entre U et V lorsqu'on s'intéresse à σ_x . Elle montre aussi que la mesure de σ_x sur U projette le système total sur $\psi \rightarrow \varphi \leftarrow$ ou sur $\psi \leftarrow \varphi \rightarrow$. Le problème provient du fait que dans aucun de ces deux-ci, σ_z n'est défini pour V. Dans l'un comme dans l'autre, σ_z a 50 % de chance d'être trouvé égal à $\frac{\hbar}{2}$ et 50 % de chance d'être trouvé égal à $-\frac{\hbar}{2}$.

La décision de l'observateur A modifie-t-elle les propriétés du système V sur lequel il n'agit pas ?

6. Réponses

Suivant l'interprétation générale que l'on adopte pour le formalisme de la Mécanique Quantique, les réponses à ces questions sont simples ou malaisées.

Si l'état du système est considéré comme une expression de notre connaissance du système, comme une mesure de nos informations, alors il n'y a pas de difficultés. Lorsque nos informations augmentent, l'état est modifié. Cela n'implique rien de physique. Tout se passe dans notre relation au système.

Si l'état est considéré comme une description purement statistique d'un ensemble hypothétique de systèmes identiques à celui dont nous disposons, il n'y a pas de difficultés non plus. Une information supplémentaire réduit l'ensemble statistique sans affecter le système représentatif.

Ces deux interprétations ne sont cependant admises que par une minorité de physiciens [17]. La raison en est qu'elles supposent un double renoncement: renoncement à décrire le système individuel et renoncement à atteindre les lois de la nature, considérées comme autre chose que notre perception, mais comme propriétés intrinsèques du monde.

Einstein, comme beaucoup, souhaitait avoir une définition de la réalité indépendante de nos observations et donnait aux lois physiques un rôle plus important que celui de décrire notre compréhension. Il prenait en quelque sorte le terme «loi» au

sens juridique et contraignant des lois qui règlent le jeu, qui imposent le déroulement des événements pour eux-mêmes. «La description donnée par la fonction ψ n'exprime pas les qualités d'un système individuel dont nous ne doutons pas de la «réalité»», dit-il encore en 1950 [18].

Avec ce point de vue communément appelé par les physiciens «réaliste», la réduction du paquet d'onde d'un système sur lequel on n'agit pas tient de la magie.

Pour Einstein, les propriétés d'un système correspondent à quelque «élément de réalité», notion pour laquelle il propose un critère précis et réclame un équivalent dans toute théorie qui se prétend complète.

Son critère [10] est: «Si, sans perturber en aucune manière un système, nous pouvons prédire avec certitude (i.e. avec une probabilité égale à l'unité) la valeur d'une quantité physique, alors il existe un élément de réalité physique correspondant à cette quantité physique»; son exigence [10]: «Tout élément de la réalité physique doit avoir une contrepartie dans la théorie physique».

On voit que σ_z pour le système V satisfait le critère d'Einstein puisque, lorsque l'observateur A obtient le résultat $\sigma_z = \frac{\hbar}{2}$ pour U, la valeur de cette quantité physique du système V peut être prédite avec certitude égale à $-\frac{\hbar}{2}$ sans perturber V et donc, semble-t-il, sans faire intervenir l'observateur B. Mais σ_x aussi satisfait le critère d'Einstein. Il faut simplement se référer à un autre appareil que l'observateur A pourrait utiliser sans aucunement perturber le système V.

Sur ces bases, le raisonnement d'Einstein, Podolski et Rosen est simple. Dans le cas où l'observateur A mesure sur U « $\sigma_z = \frac{\hbar}{2}$ » (ou $-\frac{\hbar}{2}$), V possède, à partir de t_1 ou d'un temps ultérieur $t'_1 > t_1$, la propriété correspondant à l'élément de réalité « $\sigma_z = -\frac{\hbar}{2}$ » (ou $\frac{\hbar}{2}$). Puisqu'aucune interaction physique n'agit sur lui depuis t_0 , V possédait déjà cette propriété au

temps $t_1' < t_1$, quoi que fasse l'expérimentateur A. Dans le cas où A mesure sur U « $\sigma_x = \frac{\hbar}{2}$ » (ou $-\frac{\hbar}{2}$), V possède la propriété « $\sigma_x = -\frac{\hbar}{2}$ » (ou $\frac{\hbar}{2}$) également, quoi que fasse A.

Ce système V possède donc simultanément et dans tous les cas deux propriétés que la Mécanique Quantique prétend incompatibles, puisque, dans son formalisme, aucun état n'attribue au système une valeur certaine pour σ_z et une valeur certaine pour σ_x .

Par ailleurs, dans ce contexte, il serait faux de considérer que l'une des deux quantités, σ_z ou σ_x , est déterminée et connue tandis que l'autre est déterminée, mais inconnue. Ceci se traduirait par l'équivalence de l'état $\varphi \leftarrow$ et d'un mélange statistique des deux états $\varphi \uparrow$ et $\varphi \downarrow$. Ce serait là une erreur grave aux conséquences observables.

La position «réaliste» conduit donc à un paradoxe. La Mécanique Quantique, sous cet éclairage, ne décrit pas toute la réalité.

La réponse de Bohr [19] est plus subtile. Il n'accepte de parler d'un système ou de phénomène que dans un contexte expérimental précis. Cette attitude repose sur l'idée première de quantification qui impose des interactions jamais complètement négligeables entre système et appareil de mesure. Bohr se refuse absolument à parler d'un système non observé. En conséquence, pour lui, les sous-systèmes U et V ne sont jamais vraiment séparés puisque, pour les comparer, il faut tenir compte de l'appareillage de l'observateur A agissant sur U et de l'appareillage de l'observateur B agissant sur V. Ces deux observateurs doivent nécessairement interagir, ne fut-ce que pour se mettre d'accord sur l'orientation de l'axe Oz. Cette exigence logique requiert une certaine unité de l'ensemble expérimental A + B, unité que Bohr transpose sans difficultés sur le système U + V puisque celui-ci n'est pas défini sans le dispositif expérimental. On ne peut plus parler alors d'état de U ou d'état de V. Seul le système U + V peut être décrit sans incohérence. C'est la non-séparabilité.

L'attitude de Bohr implique que les propriétés d'un système dépendent de son avenir, puisqu'elles sont rapportées aux expériences futures, ce qu'Einstein n'aurait pu accepter. L'analyse de Bohr [20] fait apparaître l'hypothèse implicite d'Einstein: «Le monde peut être analysé correctement en termes d'éléments de réalité distincts et existant séparément». Elle est en contradiction avec la non-séparabilité.

Il n'y a pas de paradoxe pour l'interprétation de Bohr, encore appelée «interprétation orthodoxe» ou «de Copenhague» et qui est de loin la plus répandue parmi les théoriciens (même s'ils n'en approfondissent que rarement les conséquences). Elle implique le renoncement à l'analyse du monde en «éléments de réalité» séparés indépendants de l'observation. Pour elle, la Mécanique Quantique est non seulement cohérente, non paradoxale, mais complète parce qu'elle rend compte de toutes les observations possibles.

Einstein ne nie d'ailleurs aucunement ce fait. Sa conclusion est [10]: «La fonction ψ ne fournit que des données statistiques concernant les grandeurs mesurables». Et si Pauli [22], le poussant dans ses retranchements, se permet de lui faire dire: «La description des systèmes physiques par la Mécanique Quantique est certes incomplète, mais il serait vain de la compléter, car cette exhaustivité n'intervient pas dans les lois de la nature», ce n'est pas sans contradiction avec l'opinion d'Einstein lui-même, telle qu'il l'exprimait en 1936 [23]: «Que nous n'arrivions jamais à une vue correcte des altérations importantes des systèmes individuels ... est tellement contraire à mon instinct scientifique que je ne puis m'empêcher de chercher une conception plus complète».

Il souhaitait atteindre un autre degré de connaissance analogue à la Mécanique classique sous-tendant la Mécanique statistique: une théorie physique qui décrive le monde, qui en donne les lois sans référence à l'homme qui les énonce (il ne peut que les découvrir, pas les inventer) telles que Dieu, s'il existe, les édicta.

D'autres ont tenté de construire des théories dans lesquelles les désirs d'Einstein concernant la réalité seraient satisfaits. Ce sont les fameuses théories à «variables cachées» [24] des-

quelles Einstein n'a pu connaître que celle de de Broglie [25] et de Bohm [26] qu'il n'a certainement pas approuvées.

Outre de nombreuses difficultés de conception (limitations dues aux théorèmes de von Neumann [11], Kochen et Specker [27], Jauch et Piron [28], etc.), ces théories se trouvent confrontées à l'alternative de J. S. Bell [29]. Elles sont, soit en contradiction avec la Mécanique Quantique pour l'une ou l'autre prédiction vérifiable, soit non-locales. Dans ce dernier cas, le paradoxe réapparaît puisque ce qui se passe en un endroit dépend alors de ce qui se passe ailleurs.

Les expériences récentes de Clauser, Freedman et al. [30] établissant que la Mécanique Quantique surmonte le test des inégalités de Bell, alors que les théories à variables cachées locales ne le surmontent pas, ferment donc une voie de résolution du paradoxe EPR, en même temps qu'elles renforcent (si besoin fut jamais !) la Mécanique Quantique habituelle.

Ainsi, à l'heure actuelle, il faut, bon gré mal gré, en revenir soit à une interprétation statistique, soit à l'interprétation orthodoxe vérifiant le vieil adage «Bohr always wins».

Université de Liège,

P. JASSELETTE

REFERENCES

- [1] Le 14 décembre 1900, devant la Physikalische Gesellschaft, adresse publiée dans «Verhandlung der Deutsche Phys. Ges.» 2, 237 (1900).
- [2] A. EINSTEIN, *Ann. Phys.* 17, 132 (1905).
- [3] Comptes Rendus du 1er Conseil de l'Institut International de Physique Solvay, Bruxelles, 1911: La théorie du rayonnement et les quanta; Gauthier-Villars, Paris, 1912.
- [4] A. EINSTEIN: Zur Quantentheorie der Strahlung, *Physik Z.* 18, 121 (1917).
- [5] B. VAN DER WAERDEN, «Sources of Quantum Theory», Dover 1967.
- [6] L'excellent ouvrage de van der WAERDEN (ref. 5) et tous les traités de Mécanique Quantique développent et commentent les apports de ces auteurs.
- [7] A. EINSTEIN — M. BORN, Correspondance 1916-1955, Lettre 52, p. 107; Seuil, 1972.
- [8] Comptes Rendus du 5ème Conseil de l'Institut International de Physique Solvay, Bruxelles, 1927: Electrons et photons; Gauthier-Villars, Paris, 1928.

- [9] N. BOHR, dans SCHILPP, «A. Einstein, philosopher scientist», Library of Living Philosophers, Evanston, 1949, p. 199; réédité dans N. BOHR, «Physique atomique et connaissance humaine», traduction BAUER & OMNES, Gauthier-Villars, Paris, 1961.
- [10] A. EINSTEIN, B. PODOLSKI & N. ROSEN, Phys. Rev. 47, 777 (1935).
- [11] J. VON NEUMANN, «Mathematische Grundlagen der Quanten Mechanik» Springer Verlag, Berlin, 1932; «Les fondements mathématiques de la Mécanique Quantique», traduction J. PROCA, Alcan, Paris, 1947.
- [12] P. A. M. DIRAC, «The Principles of Quantum Mechanics», Clarendon Press, Oxford, 1930.
- [13] M. BORN, «Natural Philosophy of Cause and Chance», Oxford Univ. Press, London, 1949 et Dover, N.Y., 1964, rassemble ses idées déjà publiées dans les années 20.
- [14] Quelques références parmi beaucoup: Max JAMMER, «The Conceptual Development of Quantum Mechanics», MacGrawHill, N. Y., 1966 et «The Philosophy of Quantum Mechanics», Wiley, N. Y., 1974; J. M. JAUCH, «Foundations of Quantum Mechanics», Addison Wesley, Reading, 1968; E. PRUGOVECKI, «Quantum Mechanics in Hilbert Space», Academic Press, N. Y., 1971; E. SCHEIBE, «The Logical Analysis of Quantum Mechanics», Pergamon, Oxford, 1973; A. MESSIAH, «Mécanique Quantique», Dunod, Paris, 1959; B. d'ESPAGNAT, «Conceptual Foundations of Quantum Mechanics», 2ème édition, Benjamin, Reading 1976 (à ne pas confondre avec la 1ère édition de 1971 ou avec l'ouvrage plus ancien «Conceptions de la Physique Contemporaine», Hermann, Paris, 1965).
- [15] Quelques titres parmi des centaines: F. J. BELINFANTE, «Measurement and Time Reversal in Quantum Mechanics», Pergamon, Oxford, 1975; J. MEHRA, «The Quantum Principle, Its Interpretation and Epistemology», Reidel, Dordrecht, 1974; E. SCHEIBE, loc. cit., chapitre VI; A. DANERI, A. LOINGER & G. PROSPERI, Nucl. Phys. 33, 297 (1962); Nuovo Cim. 44B, 119 (1966); L. ROSENFELD, Progr. Theor. Phys. Supplement, n° Special, p. 222 (1965); P. JASSELETTE & J. VOISIN, Nuovo Cim. 66B, 229 (1970); P. JASSELETTE & J. VOISIN, Rivista del Nuovo Cim. 2, 278 (1970); G. LUDWIG, Zeits. Phys. 135, 483 (1953); F. LONDON & E. BAUER, «La théorie de l'observation en Mécanique Quantique», Hermann, Paris, 1939; B. d'ESPAGNAT, Proceedings of the Varenna International School of Physics «Enrico Fermi» 1970, course II: «Foundations of Quantum Mechanics», Academic Press, N. Y., 1971. B. S. DEWITT & N. GRAHAM (Eds.), «The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics», Princeton, 1973.
- [16] D. BOHM, «Quantum Theory», Prentice-Hall, N. Y., 1951; Constable, London, 1954.
- [17] Outre Einstein lui-même, on peut citer: F. J. BELINFANTE, «Measurements and Time Reversal in Objective Quantum Theory», Pergamon, Oxford, 1975; L. E. BALLENTINE, Rev. Mod. Phys. 42, 358, 1970. Voir aussi le

livre de E. SCHEIBE (réf. 14) pour une analyse précise des différentes interprétations.

- [18] Ref. 7, lettre 97, page 202.
- [19] Outre la réf. 9 qui passe pour la meilleure et la plus claire, la bibliographie de N. Bohr est très abondante. On en trouvera une excellente analyse dans le chapitre 1 du livre de SCHEIBE (réf. 14), dans les livres de M. JAMMER (réf. 14) et dans les écrits de L. ROSENFELD⁽²¹⁾.
- [20] N. BOHR, Phys. Rev. 48, 696 (1935): cet article porte le même titre que celui d'Einstein-Podolski-Rosen (réf. 10).
- [21] R. S. COHEN & J. J. STACHEL (Eds), «Selected papers of Léon ROSENFELD», Boston Studies in the Philosophy of Science, vol. XXI, Reidel, Dordrecht, 1979.
- [22] Réf. 7, lettre de W. PAULI à M. BORN, page 238.
- [23] A. EINSTEIN, Journ. of the Franklin Institute 221, 349 (1936), traduction J. PICCARD, page 377.
- [24] Pour une revue et une bibliographie sur ces théories, voir F. J. BELINFANTE, «A Survey of Hidden Variables Theories», Pergamon, Oxford, 1973.
- [25] L. DE BROGLIE, «La Physique Quantique restera-t-elle indéterministe?», Gauthier-Villars, Paris, 1953.
- [26] D. BOHM, Phys. Rev. 85, 166 (1952); Phys. Rev. 85, 180 (1952).
- [27] S. KOCHEN & E. P. SPECKER, J. Math. Mech. 17, 59 (1967) et la réf. 24.
- [28] J. M. JAUCH & C. PIRON, Helv. Phys. Acta 36, 827 (1963).
- [29] J. S. BELL, Physics (N.Y.) 1, 195 (1964); Rev. Mod. Phys. 38, 447 (1966).
- [30] S. J. FREEDMAN & J. F. CLAUSER, Phys. Rev. Lett. 28, 938 (1972); M. PATY, «Les tentatives récentes de vérification de la Mécanique Quantique», Fundamenta Scientiae n° 39, Univ. Louis Pasteur, Strasbourg (1975); J. F. CLAUSER & A. SHYMONY, Reports Progr. in Phys. 41, 1881 (1978).