Annales de la Fondation Louis de Broglie - Vol. 3, n° 2, 1978

A PROPOS DES MESURES DE POLARISATION DE PHOTONS CORRELES : LE POINT DE VUE DE L'AVOCAT DU DIABLE

par M. D. FARGUE
Ecole des Mines
60 Bld Saint-Michel
75272 Paris Cédex 06

Manuscrit reçu le 12 Mai 1978

Résumé : Dans un récent article des Annales de la Fondation L. de Broglie, intitulé "Sur la réalité physique du paradoxe d'Einstein", (1) M. O. Costa de Beauregard affirmait que l'existence de ce paradoxe était prouvée par les expériences récentes sur les corrélations entre photons issus d'une même cascade. Au nom même de la théorie quantique, il nous semble que ceci excède notablement ce qu'on peut strictement déduire de ces résultats au moyen du formalisme quantique traditionnel et que la formulation "paradoxale" adoptée, tout en étant certes possible au regard des expériences, n'est ni conforme à la stricte orthodoxie quantique, ni encore moins obligatoire.

Avertissement : Tous les raisonnements faits ici le seront en vertu de l'axiomatique courante de la mécanique quantique, telle qu'elle est exposée par J. Von Neumann (Mathematical foudations of quantum mechanics, (2) édition anglaise à laquelle je me réfèrerai ci-dessous).

I. INTRODUCTION : Exposition du problème des systèmes corrélés par une interaction passée ("mesure de seconde espèce" de M. L. de Broglie)

On a l'habitude de schématiser les expériences correspondantes de la façon suivante que nous critiquerons plus loin, mais que nous admettrons telle quelle pour commencer : le système total, composé de deux sous systèmes 1 et 2 est décrit par une fonction d'onde $\psi(1,2)$ telle qu'à l'instant $t = 0$ de leur séparation, c'est-à-dire au moment où l'interaction a cessé, on ait :

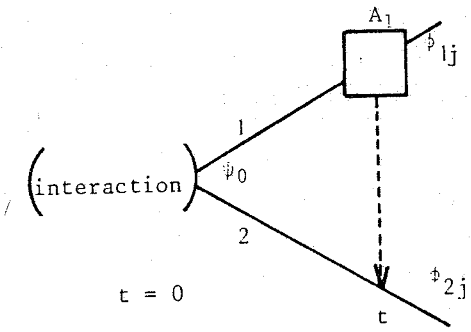

Figure 1

$$(1) \qquad \psi_0(1,2) = \sum_k C_k^0 \, \psi_{1k}(1) \, \phi_{2k}(2)$$

Les ϕ_{1k},(ϕ_{2k}) forment deux bases orthonormées des espaces de Hilbert $\mathcal{H}_1$,($\mathcal{H}_2$) du système 1,(2) et sont les fonctions propres de l'opérateur A_1,(A_2) de valeurs propres non dégénérées a_{1k},(a_{2k}) constituant un spectre discret :

$$(2) \qquad A_1\phi_{1k} = a_{1k}\,\phi_{1k} \quad ; \quad A_2\phi_{2k} = a_{2k}\,\phi_{2k}$$

Pour $t > 0$, et tant qu'on ne fait pas de mesure, l'évolution se fait suivant l'équation de Schrödinger $i\hbar\partial_t\psi = H\psi$ avec $H = H_1 + H_2$ séparable puisque l'interaction a cessé entre les deux systèmes. On suppose que A_1 et A_2 sont des constantes de ce mouvement (c'est le cas par exemple des opérateurs de spin ou de polarisation dans les expériences citées), c'est-à-dire que les opérateurs A_1 et A_2 commutent avec H.

La forme particulière de ψ_0 est utilisée pour la mesure "de seconde espèce" de la grandeur A_2 d'une manière exposée habituellement comme suit. A l'instant $t > 0$ on mesure A_1 sur le système 1. Supposons qu'on trouve la valeur a_{1j}. Le système 1 est donc, après la mesure, dans l'état ϕ_{1j}. Mais $\psi(t)$, avant la mesure, était encore, en vertu des hypothèses faites, de la forme, similaire à (1) :

$$(3) \qquad \psi(t) = \sum_k C_k \, \phi_{1k} \, \phi_{2k} \quad , \quad C_k = e^{\frac{-it}{\hbar}(\varepsilon_{1k}+\varepsilon_{2k})} C_k^0$$

(ε_{1k} et ε_{2k} valeurs propres de H_1 et H_2 pour ϕ_{1k} et ϕ_{2k}).

Cette remarque permet le raisonnement (esquissé chez Von Neumann p. 440), adopté par presque tous les auteurs, que voici, et qu'en raison de l'importance qu'il a dans ce qui suit, nous désignerons par ($\mathcal{N}$).

($\mathcal{N}$). Si on avait mesuré simultanément à l'instant t, A_1 et A_2 on n'aurait pu trouver que a_{1j} et a_{2j} ensemble et non, par exemple, a_{1j} et a_{2m} ($m \neq j$) à cause de (3). Donc, si on mesure seulement A_1 et qu'on trouve a_{1j}, comme il est certain qu'une mesure de A_2 donnerait a_{2j}, c'est que 2 est dans l'état ϕ_{2j}, fonction associée à ϕ_{1j} dans le développement (3).

C'est là que naît l'essentiel du paradoxe d'Einstein (qu'on peut présenter d'ailleurs sous de nombreuses formes) : en ayant opéré sur le seul système 1 on a fait passer dans un état propre non seulement ce système (ϕ_{1j}) mais aussi le système 2 (passé en ϕ_{2j}) qui n'a pas été mesuré directement et qui n'avait plus d'interaction avec 1, dont il était d'ailleurs éloigné autant que l'on veut.

Mathématiquement, ceci veut dire que si on appelle S' l'opérateur statistique de 1 et 2 après la mesure, on a la situation suivante :

$$t = 0 \qquad\qquad t \qquad\qquad \text{mesure } A_1$$

$$(4) \qquad \psi_0 \qquad\qquad \psi \text{ ou } S = P_\psi \qquad \vdots \qquad S' = \sum |C_k|^2 P_{\phi_{1k}\phi_{2k}}$$

où $P_{\phi_{1k}\phi_{2k}}$ désigne le projecteur sur la fonction $\phi_{1k}\phi_{2k} \in \mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2$.

On voit, à l'aide de la théorie développée par exemple par Von Neumann dans son chapitre V (p. 347), que le mélange S' est celui qu'on s'attendrait à voir apparaître, en général, seulement après la mesure à la fois de A_1 et de A_2.

En bref le paradoxe tient à ceci : toute interaction ayant cessé entre 1 et 2, on ne voit pas comment la mesure de A_1 sur le seul système 1 peut faire passer 2 dans un état propre, sauf s'il y était déjà avant, ce qui est exclu puisque le système global est un cas pur décrit par (3).

Nous allons montrer, en restant dans le cadre strict de la mécanique quantique et en respectant son principe essentiel -essayer de ne raisonner que sur des quantités effectivement observables- que ce qu'on peut déduire rigoureusement du formalisme est beaucoup plus restreint en fait que ce qui précède et se réduit à ceci :

α - quelle que soit la grandeur mesurée sur l'un des systèmes, le résultat, lorsqu'il est prévu (même seulement en probabilité) par la mécanique quantique est complètement indépendant de tout ce qui a pu arriver à l'autre système, ce qui est tout à fait en accord avec le sens commun

β - en général la mécanique quantique ne fournit tout simplement aucune prévision

γ - le raisonnement (N) dissimule en fait un postulat nouveau et, si on l'adopte, il n'est pas aussi paradoxal qu'il en a l'air.

Mais un point tout aussi important nous semble être le suivant : l'analyse des dispositifs expérimentaux conduit à la conclusion qu'il est extrêmement difficile d'en exposer une théorie quantique cohérente et qu'en tous cas cela est très loin d'avoir jamais été fait, si bien que les expériences réalisées ne

valident ni n'infirment la théorie quantique pour la simple raison que ces expériences ne sont à ce jour pas encore décrites de façon convaincante dans le formalisme quantique.

II. Théorie quantique des systèmes dont l'interaction a cessé

1°) Non-influence des systèmes l'un sur l'autre

En respectant naturellement l'absence d'interaction, on peut d'abord se demander avec G. Lochak, dont nous généralisons un peu plus loin un calcul [3], si la mécanique quantique fait apparaître ou non une influence mesurable des systèmes l'un sur l'autre. Il faut distinguer deux cas : celui où l'évolution se fait suivant l'équation d'onde et celui du changement brutal dû à une mesure.

Dans le premier cas, soient S_1 et S_2 les opérateurs statistiques relatifs aux systèmes 1 et 2. On a (Tr_2 signifie trace partielle sur $\mathcal{H}_2$ seul), d'après le chapitre VI § 2 de Von Neumann :

$$S_1 = Tr_2\, P_\psi \quad , \quad S_2 = Tr_1\, P_\psi \qquad \text{d'où}$$

$$(5) \qquad S_1(t) = \sum_m |C_m|^2 P_{\phi_{1m}} \quad , \quad S_2(t) = \sum_m |C_m|^2 P_{\phi_{2m}}$$

Or, comme $H = H_1 + H_2$ on a

$$\psi(t) = U_1(t)\, U_2(t)\, \psi_0$$

où $U_1(t) = e^{-\frac{it}{\hbar}H_1}$, $U_2(t) = e^{-\frac{it}{\hbar}H_2}$. Il vient alors

$$S_1(t) = Tr_2\, U_1(t)\, U_2(t)\, P_{\psi_0}\, U_2^{-1}(t)\, U_1^{-1}(t)$$

Comme U_1 et U_2 portent sur des espaces différents et que $Tr(AB) = Tr(BA)$, on en déduit

$$S_1(t) = U_1(t)\, Tr_2\left(U_2 P_{\psi_0}\, U_2^{-1}\right) U_1^{-1}(t) = U_1(t)\, Tr_2 P_{\psi_0}\, U_1^{-1}(t)$$

(6) $$S_1(t) = U_1(t)\, S_1(0)\, U_1^{-1}(t)$$

et on sait que ceci revient à dire que S_1 obéit à l'équation de Von Neumann

(7) $$i\hbar\, \partial_t S_1 = [H_1, S_1]$$

où n'apparaît aucune caractéristique de 2. En particulier l'hamiltonien H_2 peut prendre n'importe quelle forme, l'évolution de S_1 (qui résume on le sait tout ce qu'il est possible de connaître de 1) n'en sera pas modifiée : la non-interaction entraîne bien ici l'indépendance des évolutions.

Le deuxième cas est celui du changement brusque dû à une mesure. Pour des raisons que nous rappelons plus loin, la Mécanique quantique n'apporte de réponse définie que dans le cas de mesures simultanées effectuées à la fois sur les systèmes 1 et 2. Supposons donc qu'on mesure sur 1 la grandeur Q_1 et sur 2 la grandeur R_2, toutes deux à spectre discret et simple (cette dernière hypothèse étant d'ailleurs également indispensable pour que le mélange après la mesure soit parfaitement défini). Soient q_{1k} les valeurs propres de Q_1 et ξ_{1k} ses fonctions propres, r_{2k} et χ_{2k} celles de R_2.

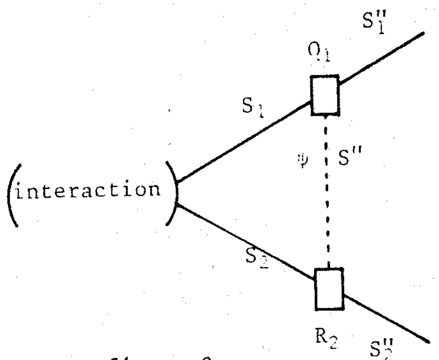

figure 2

L'expression du mélange obtenu est donnée par la formule générale :

$$S'' = \sum_{j,k} |(\psi, \xi_{1j}\chi_{2k})|^2\, P_{\xi_{1j}\chi_{2k}}$$

Compte tenu de la forme de ψ, il vient

(8) $$S'' = \sum_{j,k} P_{\xi_{1j}\chi_{2k}} \sum_{m,\ell} C_m^\star C_\ell\, (\phi_{1m}\phi_{2m}, \xi_{1j}\chi_{2k})(\xi_{1j}\chi_{2k}, \phi_{1\ell}\phi_{2\ell})$$

d'où par exemple comme $\mathrm{Tr}\, P_{\chi_{2k}} = 1$:

$$S_1'' = \mathrm{Tr}_2\, S'' = \sum_j P_{\xi_{1j}} \sum_{m,\ell} C_m^\star C_\ell (\phi_{1m},\xi_{1j})(\xi_{1j},\phi_{1\ell}) \sum_k (\phi_{2m},\chi_{2k})(\chi_{2k},\phi_{2\ell})$$

$$S_1'' = \sum_j P_{\xi_{1j}} \sum_{m,\ell} C_m^\star C_\ell (\phi_{1m},\xi_{1j})(\xi_{1j},\phi_{1\ell})(\phi_{2m},\phi_{2\ell})$$

(9) $$S_1'' = \sum_j \left(\sum_m |C_m|^2 |(\phi_{1m},\xi_{1j})|^2\right) P_{\xi_{1j}}$$

On voit sur cette expression que toute influence du système 2 a disparu, puisque seuls les C_m interviennent. Le même résultat (9) peut également être obtenu (ce qui confirme l'absence d'influence) directement à partir de l'opérateur statistique de 1 avant la mesure, $S_1(t)$ donné par (5) ; il suffit d'appliquer la loi de transformation du mélange S_1 dans la mesure de Q_1 :

$$S_1''' = \sum_j (S_1\xi_{1j},\xi_{1j})\, P_{\xi_{1j}} = \sum_j P_{\xi_{1j}} \sum_m |C_m|^2 (P_{\phi_{1m}}\xi_{1j},\xi_{1j})$$

$$S_1''' = \sum_j P_{\xi_{1j}} \left(\sum_m |C_m|^2 |(\phi_{1m},\xi_{1j})|^2\right) = S_1''$$

En particulier, (9) montre que si la grandeur mesurée est A_1, on trouve :

$$S_1''(A_1) = \sum_j |C_j|^2 P_{\phi_{1j}} = S_1(t)$$

La mesure de A_1 n'a rien changé à l'état du système 1.

Nous avons donc obtenu le résultat α annoncé, puisque l'on sait calculer à partir de l'opérateur statistique aussi bien la moyenne des mesures que la probabilité d'une certaine valeur et que nous venons de voir que l'opérateur statistique de l'un des systèmes est indépendant de ce qui arrive à l'autre, au moins dans le cas d'une évolution gouvernée par l'équation d'onde et dans celui de la mesure simultanée. Il reste donc le cas d'une mesure effectuée sur un seul des deux systèmes.

2°) Comportement d'un système après la mesure de l'autre

Supposons maintenant, ce qui est la situation effectivement considérée dans l'introduction, qu'on mesure seulement Q_1, que peut-on alors déduire des axiomes de la théorie quantique ? Ceci : la probabilité pour que l'état de 1 après la mesure soit ξ_{1k} et la valeur mesurée q_{1k}, est $\sum_m |C_m|^2 |(\phi_{1m}, \xi_{1k})|^2$, valeurs qu'on aurait trouvées en partant de S_1 (ce qui confirme l'analyse faite en 1)). Mais en ce qui concerne 2, le système qui n'a pas été mesuré, il n'y a pas de réponse : son état est indéterminé dans tout $\mathcal{H}_2$, et on ne peut même pas lui attribuer d'opérateur statistique !

En effet, l'opérateur correspondant à la seule mesure de Q_1 est $Q_1 \otimes I_2$, produit tensoriel de Q_1 par l'identité I_2 sur $\mathcal{H}_2$ (formulation plus concise des raisonnements de Von Neumann chapitre VI § 2), dont les valeurs propres q_{1k} sont dégénérées de multiplicité infinie, le sous-espace correspondant étant engendré par exemple par les $\xi_{1k}\phi_{2j}$ ($j = 1, \ldots \infty$), nous le noterons $(\xi_{1k}) \otimes \mathcal{H}_2$. Il faut donc utiliser la théorie de la mesure d'une grandeur dont les valeurs propres sont dégénérées (Von Neumann p. 347) : la probabilité de trouver q_{1k} est donc

$$P(q_{1k}) = (\psi, P_{(\xi_{1k}) \otimes \mathcal{H}_2} \psi)$$

$$P(q_{1k}) = \sum_{m,\ell} C_m^{\star} C_\ell (\phi_{2m}, \phi_{2\ell})(\phi_{1m}, \xi_{1k})(\xi_{1k}, \phi_{1\ell})$$

(10) $$P(q_{1k}) = \sum_m |C_m|^2 |(\phi_{1m}, \xi_{1k})|^2$$

Quant au système 2, son état est indéterminé parce que l'on peut montrer que, même si Q_1 est A_1, le cas est celui appelé ambigu par Von Neumann, c'est-à-dire celui où le mélange après la mesure peut effectivement prendre des valeurs différentes :

il dépend, dit-il, de "l'arrangement effectif du dispositif de mesure" * (un "arrangement" clair serait celui où on mesure effectivement quelque chose sur 2 : on retombe sur le cas de la mesure simultanée, mais que dire dans un autre cas ?).

C'est cette propriété qui donne tout son sel à la notion de mesure simultanée : si, par malheur, la mesure de R_2 considérée plus haut, est faite avec un léger retard, aussi petit soit-il, la probabilité de trouver r_{2j} devient indéterminée. Ce résultat qui peut paraître curieux (pour ne pas dire paradoxal) tient au fait que le changement d'état lié à la mesure est supposé discontinu (ah ces transitions quantiques !) en mécanique quantique. Comme le raisonnement est symétrique en Q_1 et R_2, on voit qu'il faut l'absolue simultanéité pour pouvoir conclure et on se doute que, en dehors de tout problème relativiste, peu de systèmes corrélés vont pouvoir être décrits par la mécanique quantique à moins de faire perdre (mais comment ?) à l'axiome de simultanéité un peu de sa belle rigueur.

Fort heureusement, dira-t-on, la mesure de seconde espèce considérée au début échappe à ces ennuis grâce au raisonnement $(\mathcal{N})$, possible car Q_1 est alors A_1 liée à la forme particulière (3) de ψ. Voyons donc ce qu'il en est exactement.

3°) Critique du raisonnement $(\mathcal{N})$

En premier lieu, un raisonnement basé sur une mesure (celle de A_2) qu'on ne fait pas effectivement paraît sujet à caution. Laissons néanmoins de côté cette difficulté. Nous avons écrit "si on mesure seulement A_1 et qu'on trouve a_{1j}, comme il est certain qu'une mesure de A_2 donnerait a_{2j}, ...". Cette formulation était volontairement trop imprécise : compte tenu des remarques faites précédemment il est absolument nécessaire de supposer

* La citation exacte est (p. 348) : "depending upon the actual measuring arrangement".

la mesure fictive A_2 faite simultanément avec A_1, et ceci en toute exactitude. Mais à cet instant infiniment bref, que nous prendrons provisoirement comme instant zéro, quelle est la valeur de A_1 ? Deux hypothèses sont possibles. Ou bien on sait déjà que la valeur de A_1 est a_{1j}, mais alors 1 est dans l'état ϕ_{1j}, le système global n'est donc plus dans l'état (3) et on ne peut plus prédire la valeur de A_2 avec certitude puisque cela était déduit précisément de la forme particulière (3) de ψ. L'autre hypothèse est que le système entier est bien encore dans cet état (3), parce que le système 1 ne passe en ϕ_{1j} qu'à partir de l'instant 0+ ; mais alors on ne connaît pas encore la valeur de A_1 à l'instant 0 et encore moins celle de A_2 : on ne peut donc à l'instant de la mesure dire que A_2 a la valeur a_{2j} avec une probabilité égale à 1, et immédiatement après il est déjà trop tard ... Le raisonnement ($\mathcal{N}$) ne tient donc pas car il suppose implicitement une continuité qui, justement, n'existe pas à l'instant où on en a besoin.

La situation n'est donc pas plus favorable que dans le cas général du paragraphe précédent. Si on veut sauver le principe de la mesure de seconde espèce, qui peut paraître raisonnable, on est donc amené, sous réserve de vérification expérimentale, à poser un postulat nouveau qui peut être par exemple l'un des deux suivants

a. - admettre le passage de 2 dans l'état ϕ_{2j}, associé à ϕ_{1j} dans (3), après la mesure de a_{1j} seul,

b. - admettre que le formalisme de la "mesure simultanée" reste valable même si les deux mesures ont un certain décalage (à définir) et dans certaines conditions (à définir aussi).

Il est facile de voir que a entraîne b dans le cas particulier où la première mesure est A_1 (associée au développement (3)), et que b permet d'appliquer le raisonnement ($\mathcal{N}$) donc entraîne a. Pour plus de simplicité nous admettrons a dans tout ce qui suit. Le paradoxe d'Einstein en est alors une conséquence immédiate, mais, au fait, est-il si paradoxal ?

Pour en revenir à la définition donnée par M. O. Costa de Beauregard : "énoncé surprenant mais vrai", nous venons de voir ce qu'il en est de sa véracité : c'est un postulat à vérifier expérimentalement ; reste à étudier son caractère surprenant, résumé dans la phrase : "la mesure de la valeur a_{1j} de A_1 sur le seul système 1 entraîne le passage de 2 dans l'état associé ϕ_{2j}". Comme, répétons-le, nous admettons désormais le nouveau postulat a, il faut juger si, physiquement ou "intuitivement" c'est étonnant. Il nous semble que non et voici pourquoi.

Un tel comportement serait effectivement étonnant si "l'état ϕ_{2j}" du système 2 avait une signification pour un seul exemplaire du système 2. Mais il est bien connu que ce n'est pas le cas dans cette théorie essentiellement probabiliste qu'est la mécanique quantique. Là dessus tout le monde est d'accord (outre Von Neumann, voir par exemple le "précis de mécanique quantique relativiste" de M. Costa de Beauregard, ([4]) p. 30). Pour plus de clarté, hormis le fait que la fonction d'onde n'est pas une observable, en voici la raison. Pour essayer de constater expérimentalement "l'état ϕ_{2j}" sur un exemplaire du système 2, il faudrait mesurer A_2. Supposons que nous trouvions a_{2j}. Qu'est-on en droit d'en conclure sur l'état du système avant la mesure ? Rien d'autre que ceci : l'état, inconnu, dans lequel il était, est tel que la probabilité pour que A_2 y prenne la valeur a_{2j} est non nulle, ce qui est un bien maigre renseignement.

Il faut donc préciser en disant que ce qui est dans l'état ϕ_{2j}, ce n'est pas un exemplaire du système 2, mais un ensemble statistique homogène au sens de Von Neumann (chapitre IV § 1) de tels exemplaires. De même, l'état "mesuré" ϕ_{1j} décrit un ensemble statistique homogène d'exemplaires du système 1. La formu-

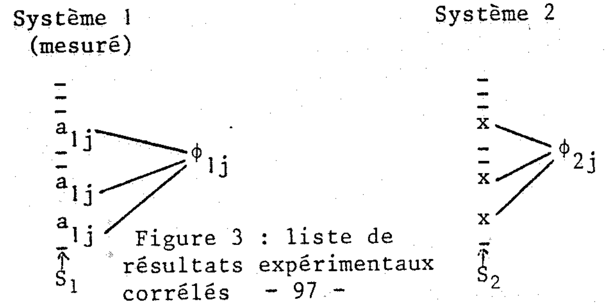

Figure 3 : liste de résultats expérimentaux corrélés

lation correcte est la suivante : ayant mesuré la grandeur A_1 sur un ensemble de systèmes 1, on a trouvé pour certains d'entre eux (une fraction $|C_j|^2$) la valeur propre a_{1j}. Cette fraction est donc décrite par la fonction propre ϕ_{1j}. Si alors on sélectionne (dans un cas similaire Von Neumann dit p. 340 : "all elements in which the value 1 results are collected") les exemplaires de 2 correspondants (désignés par x sur la figure 3), ils forment un ensemble statistique également homogène, et c'est celui-là que le postulat a du § II 3 dit être dans l'état ϕ_{2j}.

Ainsi, bien qu'on n'ait pas "mesuré" le système 2 dans le sens où il * n'est effectivement pas passé dans un appareil de mesure on a néanmoins complètement modifié l'ensemble statistique qu'on considère en le réduisant à une fraction de ce qu'il était, et il semble tout-à-fait normal qu'il ait fallu changer de façon de le décrire.

Il est peut-être encore plus clair de raisonner a contrario : si le physicien se refuse à toute interaction avec l'ensemble statistique 2, il s'interdit par là même de sélectionner un sous-ensemble statistique et doit considérer tous les exemplaires du système 2 : les prévisions statistiques exactes nécessiteront alors l'emploi de S_2 (fig. 3) et non de ϕ_{2j}, que l'on ait fait passer ou non 1 à travers un appareil de mesure.

On voit que le "paradoxe" n'existe absolument pas si on s'en tient à la stricte application des postulats de la mécanique quantique et qu'il n'apparaît qu'à la faveur de l'imprécision des termes employés.

Avant de passer à l'analyse des expériences suscitées par ces problèmes, il faut mentionner un point, que nous ne développerons pas car il nous entraînerait hors du formalisme strict de la mécanique quantique, ce que nous ne voulons pas faire ici. Il s'agit du fait, bien souligné par M. Costa de Beauregard, que le système total est décrit, non par un mélange, mais bien par un cas pur, et que ceci peut, en un certain sens, paraître paradoxal.

* il faudrait dire "chacun des exemplaires du système 2"

Pour la compréhension physique de ce fait, nous ne pouvons que renvoyer aux pénétrantes analyses de M. L. de Broglie (5), mais qui sortent du cadre de la théorie habituelle. Reste cependant à savoir dans quelle mesure l'expérience confirme cette partie de la théorie quantique ; c'est ce que nous allons essayer de déterminer ci-dessous.

III. - Les expériences

Récemment, plusieurs expériences (6) ont été faites dans le but de tester la validité de la théorie quantique d'une part, et des théories à variables cachées du type envisagé par J. S. Bell d'autre part, et ceci à propos de mesures corrélées du type étudié ci-dessus. Nous nous intéressons ici exclusivement à leur interprétation quantique : en effet, comme l'a fait remarquer G. Lochak (7), il n'est pas utile de considérer des expériences si délicates pour trancher entre la mécanique quantique et ces théories à variables cachées puisqu'elles sont déjà en désaccord en ce qui concerne la mesure simple sur un système unique, et qu'on sait la mécanique quantique en bon accord avec l'expérience dans ce cas.

Les dispositifs expérimentaux utilisés permettent la mesure, en coïncidence, des polarisations de deux faisceaux de photons de fréquences différentes mais émis par une même cascade atomique : leurs polarisations sont alors corrélées de telle sorte qu'on admet (pour une justification, voir M. A. Horne (8)) que les couples de photons sont décrits par une fonction d'onde du type (3) à deux termes seulement. On peut en faire le schéma suivant

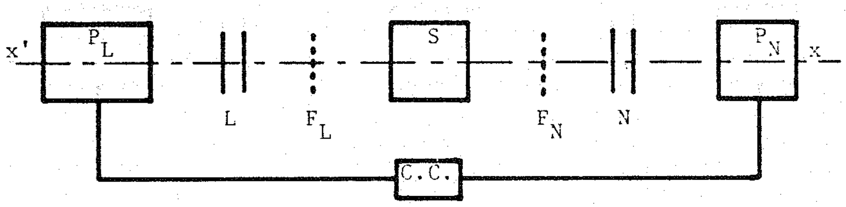

figure 4 : S source de photons, F_L,F_N filtres, L,N polariseurs linéaires, P_L,P_N photomultiplicateurs, C.C. compteur à coïncidence

Notre propos dans ce paragraphe sera très limité et vise seulement à rappeler qu'après tout nous ne savons pas si bien traduire dans le formalisme quantique ce qui se passe dans l'expérience ci-dessus et qu'en particulier la théorie faite habituellement n'est, ni la seule possible en théorie quantique, ni la plus fidèle à la réalité expérimentale.

1°) Mesure de la polarisation d'un seul photon

Considérons un seul des faisceaux, par exemple celui de la branche N. Il semble implicitement admis, et justifié par l'absence de définition précise dans la théorie quantique, que la mesure de polarisation, entraînant donc la réduction du paquet de probabilités, se fait dans le polariseur N. Or ceci n'est pas possible puisque si on dispose sur le trajet du photon le seul polariseur N, on ne saura jamais si le photon est passé ou non (plus précisément s'il est dans le rayon ordinaire ou extraordinaire) : il est indispensable de placer derrière N un appareil qui mesure la position de la particule : c'est la photomultiplicateur P_N. Ayant alors constaté la décharge dans celui-ci, éventuellement par l'intermédiaire d'un autre dispositif (compteur), on en déduit la valeur de la polarisation du photon : le véritable appareil de mesure, celui où se produit la réduction irréversible du paquet de probabilités ne peut être que le photomultiplicateur, ou même le compteur qui le suit.

On pourrait peut-être objecter que cette distinction est sans objet car le problème est résolu depuis fort longtemps par Von Neumann (chapitre VI § 3). Pour de multiples raisons il semble bien que non. La principale est la suivante. Le raisonnement du chapitre VI, tendant à établir l'insensibilité du formalisme quantique à la position exacte de l'appareil de mesure dans la chaîne objet microphysique -différents appareils de mesure- constatation d'un phénomène macroscopique (inutile de disséquer le cerveau de l'observateur, c'est déjà assez compliqué comme cela) est en effet souvent présenté comme général. En fait le résultat n'est obtenu, à l'aide du postulat a du § II, 3, que dans le cas où, dans la chaîne I objet à mesurer - II premier appareil de mesure - III deuxième appareil de mesure, II est un intermédiaire entre I et III qui n'interagissent pas directement. Or ici le rôle du polariseur n'est certainement pas celui d'intermédiaire entre le photon et le photomultiplicateur puisque ceux-ci interagissent directement : le raisonnement ne s'applique pas.

Il ressort de tout ceci que la mesure au sens quantique est faite non en N, mais dans le photomultiplicateur P_N (ou le compteur qui le suit) qui seul permet la constatation macroscopique du phénomène*. Il y a alors réduction du paquet de probabilités c'est-à-dire ici passage de S_1 à, par exemple, ϕ_{1k}. Une description correcte de la mesure exige donc l'utilisation de l'équation d'onde dans le polariseur. Ce calcul ne permet pas d'attribuer au photon une polarisation dès sa sortie du polariseur : il faut attendre pour cela l'absorption du photon par le photomultiplicateur. Ceci montre aussi combien il faut se méfier de la terminologie rapide employée d'habitude ; en effet on pourrait alors dire : "c'est le photomultiplicateur qui confère au photon sa polarisation". Enoncé qui serait physiquement absurde s'il avait une signification observable, ce qui n'est heureusement pas le cas.

Tout ce qu'on peut dire est qu'on constate la polarisation du photon (au moment d'ailleurs où il disparaît). Il est parfaitement gratuit, car invérifiable, de préciser l'endroit, ou le moment, où il a acquis (ou "emprunté" comme dit M. Costa de Beauregard) cette polarisation, et, s'il n'est pas interdit de le faire on ne peut certainement pas prétendre que ce soit confirmé expérimentalement.

2°) Mesures corrélées

L'essentiel du paradoxe est basé dans ce cas sur le fait que les photons "acquièrent" simultanément une polarisation et ceci en corrélation stricte, malgré leur éloignement ; en poursuivant l'analyse précédente, ce paradoxe va disparaître, ou, au moins rester invérifiable.

On a déjà vu que la mesure ne peut être faite en L et N. Supposons qu'elle le soit en P_L et P_N. Pour pouvoir dire que

* On notera que cette analyse, tout-à-fait orthodoxe, des expériences effectivement réalisées retrouve la description générale du processus de mesure faite par M. L. de Broglie (5).

c'est une mesure simultanée, il faut lire le résultat en même temps sur les deux photomultiplicateurs. C'est impossible sans un dispositif de synchronisation très précis, tel celui qui est effectivement mis en oeuvre dans le compteur à coïncidence. Mais alors, non seulement l'appareil qui fait connaître le résultat de la mesure est ce compteur, mais, ce qui est encore plus important, c'est lui qui trie les photons et les marie : c'est ainsi qu'il réalise la "simultanéité" de la mesure. On peut (et à notre avis on doit) le considérer comme l'appareil de mesure quantique.

Dans ce cas la réduction du paquet de probabilités, qui est une sélection permettant de passer de la description de l'ensemble des couples par $\psi(1,2)$ à celle de différents sous-ensembles statistiques par les $\phi_{1k}\phi_{2k}$, s'effectue à l'ensemble des instants de coïncidence*. Elle affecte en fait le ψ transformé du ψ_0 original par l'équation d'onde décrivant le passage des photons d'abord dans les polariseurs, puis dans les photomultiplicateurs (effet photoélectrique). Et ceci est la seule façon complète de traiter le problème puisque nous avons vu au § 1 la non-équivalence des différents endroits de mesure.

Il n'y a alors aucun paradoxe : la réduction s'opère en un même point pour les deux systèmes, donc à un endroit où, éventuellement, ils peuvent interagir sans choquer personne. Notons aussi qu'expérimentalement il faudra plusieurs expériences, donc un temps notable (pratiquement l'ordre de grandeur est supérieur à la minute) pour le vérifier.

Remarquons en outre, sans y insister puisqu'on en trouvera l'exposé ailleurs (^{9}), que toutes les critiques portées par F. Fer à la théorie des expériences de collisions se transposent également ici.

Tout ceci montre qu'une théorie quantique précise des expériences, si elle n'est pas impossible, reste à faire et que, de toutes façons, on doit reculer la mesure à un endroit où elle ne soulève plus aucun paradoxe. Il faudrait également voir si ceci est équivalent à la procédure expéditive employée habituellement et qui, d'ailleurs, nous paraît extrêmement difficile à justifier car elle impose des hypothèses et postulats supplémentaires. Quoi-

* un seul instant si on remet l'horloge à zéro au départ de chaque couple de photons.

qu'il en soit, il nous paraît certain qu'au terme même de raisonnements de la plus parfaite orthodoxie quantique, si on peut soutenir que les calculs rapides faits habituellement ne sont pas en désaccord avec l'expérience, celle-ci ne les impose absolument pas et n'impose pas plus leur aspect "paradoxal", puisqu'il existe une alternative quantique non paradoxale et serrant de plus près la réalité expérimentale.

REFERENCES

(1) O. Costa de Beauregard, Annales de la Fondation L. de Broglie, 2, 1977, p. 231.

(2) J. Von Neumann, Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik, Springer, Berlin 1932.
Trad. française : Les fondements mathématiques de la mécanique quantique, Alcan, Paris 1946.
Trad. anglaise : Mathematical foundations of quantum mechanics, Princeton University Press, 1955.

(3) G. Lochak, Association F. Gonseth, Lettres épistémologiques, Livraison de mai 1976, p. 1.

(4) O. Costa de Beauregard, Précis de Mécanique quantique relativiste, Dunod, Paris, 1967.

(5) L. de Broglie, La théorie de la mesure en mécanique ondulatoire, Gauthier-Villars, Paris 1957.

(6) E. S. Fry et R. C. Thompson, Phys. Rev. Letters, 37, 1976, p. 465.
J. F. Clauser, Phys. Rev. Letters, 36, 1976, p. 1223.

(7) G. Lochak, Paramètres cachés et probabilités cachées, Fundamenta Scientiae, 38, 1975.

(8) M. A. Horne, thèse de Ph. D., Boston University, 1970.

(9) F. Fer, L'irréversibilité, fondement de la stabilité du monde physique, Gauthier-Villars, Paris 1977.