

Annales de la Fondation Louis de Broglie,  
Vol. 10, n° 3, 1985

To be or not to be ...  
Existe-t-il des paramètres cachés ?

par Christian CORMIER-DELANOUE

3 Place du Palais-Bourbon  
75007 Paris

(manuscrit reçu le 6 Février 1984 et présenté au  
Séminaire de la Fondation Louis de Broglie  
le 10 Décembre 1984)

*Résumé : Dans cette étude, on examine l'accord qui doit exister entre les lois bien vérifiées décrivant l'espace physique, d'une part, et les théories quantiques, d'autre part. Cet examen porte tout particulièrement sur la conservation du moment angulaire dans les processus d'émission et d'absorption des quanta de radiations par les atomes.*

*On décrit une expérience en pensée dans ce sens, et certaines contradictions apparaissent rapidement entre la signification physique du raisonnement quantique, et la dynamique classique, sur ce point de la conservation précise du moment angulaire. On se trouve ainsi conduit à deux dilemmes, qui ne peuvent être résolus qu'au prix du renoncement à des concepts pourtant bien admis par la physique moderne.*

On est en droit de penser que la mécanique quantique est une théorie physique complète. Dans ce sens, et selon l'interprétation de l'école de Copenhague, elle serait l'ultime description accessible à l'esprit humain, de tous les phénomènes microphysiques, et son caractère probabiliste

serait inéluctable. La recherche de paramètres cachés peut alors naître d'un désir de simplification conceptuelle au regard des implications profondes de la théorie quantique, et notamment, d'un refus de cette irréductibilité du hasard dans la description des phénomènes.

Toutefois, pour reprendre une définition d'Einstein, Podolsky, et Rosen [1], si une théorie est complète, "tout élément de la réalité physique doit avoir une contre-partie dans cette théorie physique". Si des contradictions apparaissent éventuellement entre une théorie donnée, la mécanique quantique en l'occurrence, et les autres lois bien vérifiées, décrivant l'espace physique, ce serait un second motif de suspecter l'existence de variables, non décrites par cette théorie, c'est-à-dire des paramètres cachés.

Certaines propriétés des entités de la microphysique sont observables, et faisant à ce titre partie de la "réalité physique", elles sont décrites par la théorie quantique. D'autres propriétés découlent du développement formel de la théorie, et ne peuvent pas être ignorées, même si l'indétermination les voile parfois.

L'isotropie et l'homogénéité de l'espace entraînent, d'une part, certaines lois de conservation pour les variables dynamiques des systèmes matériels, lois qui ne sont jamais démenties par l'expérience, mais d'autre part, elles forment la base axiomatique d'une théorie géométrique de l'espace-temps comme la relativité. Une telle théorie n'ayant pas de dimension particulière d'adéquation, et étant donc a priori valable pour la microphysique comme pour la macrophysique, les propriétés de l'espace sur lesquelles elle est basée, ne devraient pas être démenties par une autre théorie plus spécifiquement microphysique.

Pour examiner plus avant la complétude de la mécanique quantique, on se propose d'analyser ici les interactions quantifiées des radiations électromagnétiques avec les atomes, et plus précisément, l'évolution des moments angulaires impliqués dans ces interactions.

Afin de fixer pour cette analyse un cadre précis

et en même temps proche de la réalité observable, on se propose d'examiner une expérience en pensée, et au préalable on rappelle ici succinctement certaines propriétés de quantification des moments angulaires atomiques, et leurs effets sur les radiations émises ou absorbées.

En présence d'un champ magnétique directeur B, un atome dans un état  $S[J = 0]$  demeure isotrope, mais le même atome dans un état excité et quantifié  $P[J = 1]$ , par exemple, voit la composante  $m$  de son moment angulaire selon la direction de B également quantifiée. A  $[J = 1]$  correspondent les trois états  $[m = -1, 0, +1]$ . Un atome dans un de ces états quantifiés énergétiquement et donc aussi spatialement, retombe de lui-même à l'état fondamental S par une transition radiative. Mais il est bien évident qu'aux trois valeurs possibles de  $m$  par rapport au champ B, correspondent trois énergies différentes (fig. 2). Par conséquent, les fréquences observables sont différentes selon l'état magnétique originel de l'atome excité émetteur. Ces radiations ont également des propriétés géométriques particulières. Les radiations  $\pi$  correspondant à la transition  $[J = 1, m = 0] + [J = 0]$  sont polarisées planes si observées transversalement au champ B, leur plan de polarisation étant parallèle à B, et elles ne sont pas observables selon la direction de B. Les radiations  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  correspondant respectivement aux transitions  $[J = 1, m = +1] + [J = 0]$  et  $[J = 1, m = -1] + [J = 0]$  sont polarisées dans un plan perpendiculaire à B si observées transversalement par rapport à B, et polarisées circulairement si observées dans la direction du champ directeur. Aux angles intermédiaires d'observation, correspondent des polarisations elliptiques. Le sens de la polarisation circulaire, dans le cas d'observation longitudinale, est en correspondance stricte avec le sens de la variation  $\Delta m$  du moment angulaire quantifié  $m$ .

Toutes ces caractéristiques des radiations émises, sont également vraies à l'inverse, pour l'excitation des atomes plongés dans un champ magnétique, de l'état  $[J = 0]$  vers l'état  $[J = 1]$ , l'état final étant déterminé par la fréquence et la polarisation de la radiation excitatrice.

Ceci étant précisé, on considère l'expérience en pensée suivante.

La radiation issue d'une source S (lampe à mercure) est collimatée, et traverse ensuite dans l'ordre les trois éléments optiques suivants, comme indiqué (fig. 1).

- i/ Un filtre interférentiel ne laissant passer qu'une étroite bande centrée sur la raie 253,65 nm. du mercure.
- ii/ Un polariseur plan P.
- iii/ Une lame retardatrice quart d'onde adéquate, dont l'axe est à 45° du plan de polarisation de P.

La radiation polarisée circulairement ainsi préparée irradie la vapeur de mercure (isotope pair) contenue à basse pression dans une ampoule en silice fondue de forme appropriée. Cette ampoule se trouve par ailleurs placée dans un champ magnétique B très homogène défini comme suit :

- j/ Il est coaxial avec tout le dispositif optique précédent, et de sens convenable pour que la radiation excitatrice polarisée circulairement, ne puisse exciter les atomes de mercure que vers l'état  $[m = -1]$  du niveau  $6^3P_1$ .
- jj/ Sa valeur est telle, que compte tenu de la largeur des raies (naturelle + Doppler), il y ait une importante intersection des fréquences possibles des radiations  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  correspondant aux transitions des états  $[m = +1]$  et  $[m = -1]$  du niveau  $6^3P_1$  à l'état fondamental  $6^1S_0$  (fig. 2 & 3).

Les éventuelles radiations de résonance sont observées parallèlement au champ B, à travers une lame quart d'onde suivie d'un polariseur plan orienté à 45° de l'axe de retard de la lame retardatrice. Le sens de cet analyseur est toutefois inverse de celui du dispositif semblable ayant servi à préparer la radiation excitatrice. Une lentille concentre finalement le faisceau éventuel sur la cathode d'un photomultiplicateur PM.

En l'absence de l'ampoule contenant la vapeur de mercure, et en supposant les éléments optiques parfaits, il est

certain que l'on ne peut rien observer au PM, puisque polariseur et analyseur circulaires définissent des hélicités de sens opposés.

Certains atomes de mercure se trouvent donc excités par la radiation incidente dans l'état  $6^3P_1$ ,  $[m = -1]$ . En retombant à l'état fondamental isotrope  $6^1S_0$ , ils émettent des radiations  $\sigma^-$  observables dans toutes les directions, la durée de vie moyenne dans l'état excité  $6^3P_1$  étant de  $1,18 \cdot 10^{-7}$  s.

Si on considère celles de ces radiations de résonance primaire émises vers le PM, parallèlement au champ B, elles sont polarisées circulairement dans le même sens que les radiations excitatrices, et partant, elles ne sont pas détectables au PM. Ceci respecte parfaitement la conservation du moment angulaire, comme on le montrera par la suite. Si autrement, on considère les radiations de résonance primaire émises perpendiculairement au champ B, elles sont polarisées planes, leur plan de polarisation étant lui-même perpendiculaire au champ directeur B.

On est en droit de prévoir que certaines radiations émises par résonance primaire, vont exciter d'autres atomes de mercure, qui à leur tour réémettront une radiation de résonance secondaire, que l'on pourra analyser. On étudiera particulièrement le cas (Fig. 4) où la radiation primaire  $\gamma_1$ , polarisée circulairement, excite un atome  $A_1$  de l'état fondamental  $6^1S_0$  à l'état supérieur  $6^3P_1$ ,  $[m = -1]$ , et où une radiation  $\gamma_2$  est émise ensuite par  $A_1$  dans une direction perpendiculaire au champ B. Cette radiation correspondant à la raie  $\sigma^-$  du triplet de Zeeman, est supposée exciter un second atome  $A_2$  ( $\gamma_2$  observée depuis  $A_2$  est donc polarisée plane). L'atome  $A_2$  peut ensuite émettre à son tour une radiation  $\gamma_3$ , que l'on observe éventuellement selon l'axe du dispositif, au PM. La polarisation de  $\gamma_3$  est donc circulaire, et son hélicité est déterminée de façon univoque par l'état intermédiaire  $[m = +1]$  ou  $[m = -1]$  de  $A_2$ .

Le fait que les quanta des radiations  $\sigma$  soient observables dans toutes les directions autour d'un atome émetteur orienté magnétiquement, rend cette séquence de phénomènes

possible, bien que statistiquement rare, et son étude est parfaitement licite.

Comme les fréquences possibles des raies  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  ont un recouvrement spectral important (Fig. 3), la radiation  $\gamma_2$  polarisée plane, pourrait être éventuellement considérée soit comme  $\sigma^+$  soit comme  $\sigma^-$ , et puisqu'elle n'a par définition qu'une symétrie plane et non pas axiale, elle pourrait, a priori, exciter l'atome  $A_2$  dans l'un ou l'autre des états  $[m = +1]$  ou  $[m = -1]$  du niveau  $6^3P_1$ . Cette situation est similaire à celle rencontrée dans l'étude de la dépolarisation magnétique ou effet Hanle (Level-Crossing Spectroscopy, dans la littérature Anglo-Saxonne), et elle est largement décrite théoriquement comme expérimentalement [2].

L'état  $[m = 0]$  est exclu comme état excité possible à cause de la polarisation plane de  $\gamma_2$  perpendiculaire au champ B.

On se trouve alors devant un dilemme.

1/ La radiation  $\gamma_2$  bien qu'ayant son origine dans une transition d'annihilation d'une composante axiale de moment angulaire  $[m = -\hbar]$  peut exciter l'atome  $A_2$  dans l'état  $[m = +\hbar]$ . Dans ce cas, la radiation  $\gamma_3$ , polarisée circulairement dans le sens inverse à celui de  $\gamma_1$ , est observable au PM.

*Il n'y a pas alors stricte conservation du moment angulaire dans le système formé par  $A_1$ ,  $\gamma_2$  et  $A_2$ .*

2/ On n'obtient par double résonance que des radiations  $\gamma_3$ , polarisées circulairement dans le même sens que les radiations excitatrices  $\gamma_1$ , et donc non observables au PM. Il y a rigoureuse conservation du moment angulaire tout au long de la chaîne de phénomènes élémentaires, et notamment entre  $A_1$  et  $A_2$  par l'intermédiaire de  $\gamma_2$  vecteur de l'énergie et de l'information. *Toutefois la description quantique de la radiation  $\gamma_2$  dans cette situation n'est pas com-*

*plète.*

On admet en effet, en mécanique quantique, que les quantités invariantes de jauge étant seules observables, le terme "spin du photon" ne peut avoir un sens que si ce spin est orienté avec une composante  $\neq 0$  le long de l'axe de propagation, la nullité de la masse propre du photon excluant même la possibilité d'une composante nulle du spin le long de cet axe [3].

On peut désigner par  $|\gamma^+\rangle$  l'état du photon polarisé circulairement dans le sens positif de sa propagation, et par  $|\gamma^-\rangle$  l'état inverse. Dans le cas de polarisation plane de la radiation, il y a superposition cohérente des deux états  $|\gamma^+\rangle$  et  $|\gamma^-\rangle$ , le "spin du photon" étant parfaitement indéterminé et même d'une signification physique douteuse [4].

Dans le formalisme de la mécanique quantique, en termes d'amplitudes de probabilités, le cas expérimental particulier envisagé ici

$$\gamma_1 + A_1 + \gamma_2 + A_2 + \gamma_3$$

peut être décrit de la façon suivante :

$$|\langle \gamma_3^+ | \hat{S} | \gamma_1^- \rangle| = |\langle \gamma_3^- | \hat{S} | \gamma_1^- \rangle|$$

en désignant par  $\hat{S}$  l'opérateur sur l'état de polarisation circulaire des photons axiaux, qui représente l'action du système  $[A_1, \gamma_2, A_2]$ . Ceci veut dire en clair que  $|\gamma_3^+\rangle$  et  $|\gamma_3^-\rangle$  sont équiprobables comme état final de l'expérience élémentaire, à partir de  $|\gamma_1^-\rangle$ , cet état  $|\gamma_1^-\rangle$  étant bien par rapport à B, l'état du photon primaire conforme à la condition posée au départ :  $A[6^1S_0] + \gamma_1 + [6^3P_1(m = -1)]$ .

Ce résultat demeure vrai dans les deux interprétations du dualisme onde-corpuscule, que l'on considère le photon comme corpuscule de masse non-nulle coexistant physiquement à tout instant avec les ondes entre émission et absorption (SIQM), ou que l'on ne considère que l'existence d'ondes de probabilité pendant cet intervalle de temps (CIQM), ondes qui par nature sont physiquement irréelles mais étendues dans l'espace.

En effet, une onde électromagnétique peut être définie dans un référentiel donné, par rapport à un potentiel vecteur  $A$  tel que :

$$\nabla \cdot A = 0 \quad \square A = 0$$

à l'aide des relations :

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \quad H = \nabla \times A$$

Ces relations déterminent la transversalité des éléments radiatifs du champ électromagnétique *en un point* éloigné de la source de radiations. Il ne peut donc y avoir *en un tel point* de composante définie de moment angulaire, transversale par rapport à la direction de propagation. Mais il existe une différence importante avec l'aspect purement corpusculaire, en ce qu'une sphère entourant la source, et contenant à un instant donné toute la radiation, contient également l'énergie et le moment angulaire constants de l'ensemble, quantités toujours conservées par un système isolé. Mais dans ce cas, ces quantités sont non-locales.

L'interprétation quantique des équations de Maxwell considère celles-ci non pas comme des opérateurs sur des champs réels se manifestant comme photons, mais plus ésotériquement, comme définissant les fonctions d'ondes des photons. Le vecteur de Poynting détermine la probabilité d'observation des photons, et le moment angulaire éventuellement transmis ne ressort que par l'intégration étendue à tout le front d'onde des propriétés multipolaires des champs au sens de Maxwell.

Mais il ne peut exister de moment angulaire sans énergie, et la définition pour un atome quasi-ponctuel, à un instant  $t + r/c$ , de la totalité de l'énergie, de l'impulsion, et du moment angulaire, émis à un instant  $t$  par un autre atome situé à une distance  $r$ , n'est pas possible si ces quantités sont diffusées dans une région étendue de l'espace. Ceci serait contraire au postulat relativiste, largement vérifié, de la vitesse limite de tout signal énergétique. L'instantanéité et la localisation très réduite de l'absorption impliquent, a priori, que les quantités transmises soient contenues dans le photon lui-même, ce qui n'est pas le cas dans l'interprétation quantique usuelle.

On sait que la théorie électrodynamique quantique (QED) reste muette, par principe, sur les propriétés du photon lui-même, contrairement au "point de vue heuristique" d'Einstein, où le quantum de radiation était vu comme une très petite région singulière de l'espace dans laquelle toute l'énergie quantifiée se trouvait concentrée. Ce dernier point de vue, aujourd'hui un peu délaissé, doit rester présent à l'esprit car il est directement lié à la loi de conservation de l'impulsion. Le fait que le corpuscule émetteur d'une radiation prenne par la transition radiative une impulsion de recul éventuellement observable, limite la région de l'espace dans laquelle l'absorption de la radiation est possible, pour que l'impulsion soit globalement conservée. C'est le "Nadelstrahlung" d'Einstein, incompatible avec la détermination des caractéristiques d'un photon ponctuel par des ondes irréfélles contenues dans un volume qui peut être considérable.

A l'extrême de l'interprétation quantique, les propriétés de polarisation d'un photon émis près du Soleil seraient déterminées au bout de 6 heures par la totalité des caractéristiques multipolaires d'une onde sphérique extérieure au système solaire tout entier ...

Ces caractéristiques multipolaires d'une onde sphérique ne dépendent pas de son rayon, que l'on ne peut d'ailleurs pas connaître. Le moment angulaire du photon n'est donc déterminé asymptotiquement que par une superposition d'ondes planes qui ne peuvent avoir, au mieux, qu'un moment angulaire défini selon l'axe de propagation.

Dans le cas d'une radiation électromagnétique de polarisation circulaire, il a bien été prouvé expérimentalement que l'énergie transportée était accompagnée d'un moment angulaire orienté le long de l'axe de propagation. De plus, il a été vérifié dans ce cas précis, que si  $W$  est une certaine quantité d'énergie radiante transportée par une onde de fréquence circulaire  $\omega$ , le moment angulaire associé à  $M$  a une valeur telle que  $M = W/\omega$  [5]. Ceci peut être interprété en disant que le spin des photons  $h\nu$  correspondant à une onde électromagnétique polarisée circulairement a bien une composante égale à  $\pm h$  le long de l'axe de propagation. *Le spin du photon est ici sans ambiguïté le moment angulaire mécaniquement me-*

surable associé à l'énergie radiante.

La réalisation pratique de l'expérience en pensée décrite serait très délicate, car l'enchaînement des phénomènes élémentaires sans autres perturbations, demanderait une concentration très faible des atomes de mercure et un flux de photons  $\gamma_1$  réduit, sans compter que l'émission de  $\gamma_2$ , puis celle de  $\gamma_3$ , selon des orientations précises, ont une probabilité quasi-nulle de se produire consécutivement.

Bien que l'expérience soit idéale, le processus demeure plausible, ce qui en autorise la discussion théorique.

Dans la première partie de cette analyse, on n'a volontairement considéré que la composante  $m\hbar$  du moment angulaire total  $M$  des atomes  $A_1$  et  $A_2$ , symbolisé par le nombre quantique  $J$ .

Cette composante est quantifiée selon la direction du champ  $B$ .

$$\{J = 0\} \Rightarrow \{m = 0\} \quad \{J = 1\} \Rightarrow \{m = -1, 0, +1\}$$

Mais l'expérience et la théorie quantique indiquent que la composante  $m\hbar$  ne peut jamais représenter la totalité du moment angulaire  $M$  des atomes dans l'état excité  $6^3P_1$ . Si  $J$  n'est pas nul, la valeur absolue de  $m\hbar$  est toujours inférieure à  $M$ . Ceci découle d'une façon très générale du principe d'indétermination. En effet, la grandeur de  $M$  ne peut être plus petite que sa plus grande composante possible selon la direction  $z$  d'un repère  $xyz$  quelconque, elle lui est au moins égale. Elle ne peut toutefois lui être rigoureusement égale, sinon les composantes de  $M$  selon les autres directions  $x$  et  $y$  seraient nulles, donc également déterminées. Dans ces circonstances, la fonction d'onde  $\psi$  représentant l'état de  $M$  serait fonction propre de  $\hat{J}_x$ ,  $\hat{J}_y$ ,  $\hat{J}_z$  avec les conditions

$$\hat{J}_x \psi = 0 \quad \hat{J}_y \psi = 0 \quad \hat{J}_z \psi = M\psi$$

On sait que les deux premières conditions entraînent  $\hat{J}_z \psi = 0$  ce qui est contraire à la troisième condition, à moins que  $M = 0$ .

Des valeurs parfaitement déterminées des trois composantes de  $M$  dans un repère quelconque ne sont donc pas compatibles avec le formalisme quantique, sinon quand les trois valeurs sont simultanément nulles. Ceci est le cas pour les atomes de mercure  $A_1$  et  $A_2$  dans l'état fondamental isotrope  $6^1S_0$ .

Dans les débuts de la spectroscopie, on avait déjà constaté un peu empiriquement, que si dans les formules théoriques donnant l'énergie de couplage interne des atomes, on remplaçait les quantités  $J^2$ ,  $L^2$ ,  $S^2$ , respectivement par  $J(J+1)$ ,  $L(L+1)$ ,  $S(S+1)$ , on arrivait à un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Ces valeurs furent ensuite confirmées comme solutions propres des équations de Schrödinger, et un très élégant raisonnement arithmétique confirme qu'il ne peut en être qu'ainsi [6].

On doit donc penser que pour toute valeur non-nulle de  $J$ , et quelle que soit la valeur de  $m$ , il subsiste une composante de moment angulaire  $m\hbar$  perpendiculaire à  $m\hbar$ , dont l'orientation demeure toutefois parfaitement indéterminée. Cette situation est définie par les relations de commutation

$$[\hat{J}_x, \hat{J}_y] = i\hbar \hat{J}_z \quad [\hat{J}_y, \hat{J}_z] = i\hbar \hat{J}_x \quad [\hat{J}_z, \hat{J}_x] = i\hbar \hat{J}_y$$

$$[\hat{J}_z, \hat{J}^2] = 0 \quad \hat{J}^2 = \hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2 + \hat{J}_z^2$$

Il n'existe donc pas de système orthonormal complet commun à deux composantes du moment angulaire, sauf au cas où toutes les composantes sont nulles. Par contre, les opérateurs  $\hat{J}_z$  et  $\hat{J}^2$  commutent, et ils peuvent donc être simultanément définis.

Pour indéterminée qu'elle soit, la composante  $m\hbar$  perpendiculaire à  $m\hbar$  existe néanmoins physiquement à chaque instant, puisque si l'espérance mathématique de la valeur de sa composante dans une direction quelconque perpendiculaire à  $m$  est nulle, la connaissance de  $m$  et celle de  $J^2$  donc  $m'^2 = J(J+1) - m^2$ , sont possibles simultanément. Rien dans le formalisme n'autorise à considérer la composante  $m\hbar$  comme moins réelle que la composante déterminée  $m\hbar$ .

Reprenons le cas de l'expérience en pensée décrite précédemment, où une radiation  $\gamma_2$  émise par  $A_1$  dans une transition radiative  $6^3P_1 + 6^1S_0$ , excite inversement un atome  $A_2$  de l'état fondamental  $6^3S_0$  à l'état  $6^3P_1$ . Dans l'interprétation orthodoxe de la mécanique quantique, les transitions d'émission et d'absorption sont instantanées, ce sont des "sauts" sans durée, entre états énergétiques quantifiés.

On est alors conduit à un second dilemme.

- 1/ Si la composante de moment angulaire  $m\hbar$ , perpendiculaire à  $m\hbar$  et parfaitement indéterminée dans  $A_1$ , demeure indéterminée au même titre dans  $A_2$  après les deux transitions quantiques  $A_1 + \gamma_2$  puis  $\gamma_2 + A_2$ , *la stricte conservation du moment angulaire n'est pas certaine dans le système isolé formé par  $A_1$  et  $A_2$ .*
- 2/ S'il y a rigoureuse conservation du moment angulaire dans l'interaction  $A_1 + \gamma_2 + A_2$ , la radiation  $\gamma_2$  en est le vecteur. *La composante  $m\hbar$ , indéterminée mais néanmoins transmise, constituée par là même un paramètre caché de la radiation, non décrit par la mécanique quantique.*

D'un point de vue certes plus réaliste que celui de la mécanique quantique orthodoxe, on peut remarquer que tant dans le premier dilemme soulevé, que dans le second, s'il y a stricte conservation du moment angulaire à tout instant, la radiation elle-même doit avoir localement un moment angulaire propre, qui par rapport à l'axe source-absorbeur, peut éventuellement être transversal (premier dilemme), mais qui a sûrement une composante transversale (deuxième dilemme). Ceci ne serait possible que si la radiation comportait localement, très près du point de l'espace où elle est absorbée, des éléments longitudinaux, contrairement à l'interprétation usuelle de l'électromagnétisme et à l'invariance de jauge.

Pour conclure, on peut évoquer l'interrogation récemment exprimée par l'un de ceux qui furent à l'origine de la théorie quantique moderne, P.A.M. Dirac [7]. Quel prix devrions nous payer, à quelles idées fondamentales, aujourd'hui admises,

devrions-nous renoncer, si nous voulions voir naître une nouvelle mécanique quantique complète et déterministe ?

Il semble d'après l'analyse ci-dessus, que parmi les concepts à examiner de plus près, figurent l'invariance de jauge et l'inexistence consécutive de certains paramètres cachés sous-jacents à l'apparence stochastique des phénomènes observés. Ou bien alors, on serait contraint à l'abandon du principe de conservation du moment angulaire dans chaque interaction microphysique élémentaire, avec tout ce que cela impliquerait. Cette situation ne serait pas sans rappeler le renoncement à la conservation précise de l'énergie et de l'impulsion, proposé dans la théorie de Bohr, Kramers et Slater. On sait de quelle manière ces hypothèses furent radicalement démenties par l'expérience.

\*\*\*\*\*

REFERENCES

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, Phys. Rev. 47 (1935) 777
- [2] A. Corney, Atomic and Laser Spectroscopy, Clarendon Press, Oxford, (1977) 473-526  
W. Demtröder, Laser Spectroscopy, Springer, Berlin, Heidelberg, (1981) 535-545
- [3] J.M. Jauch, F. Rohrlich, Theory of Photons and Electrons, 2d. ed. Springer, N.Y. (1976) 40
- [4] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Clarendon Press, 3d. ed. (1954) 401
- [5] R.A. Beth, Phys. Rev. 50 (1936) 115
- [6] R.P. Feynman, Feynman Lectures on Physics, Addison-Wesley, Reading, Mass. (1963) Chap. 34
- [7] P.A.M. Dirac, Directions in Physics, Wiley, N.Y. (1978) 10.

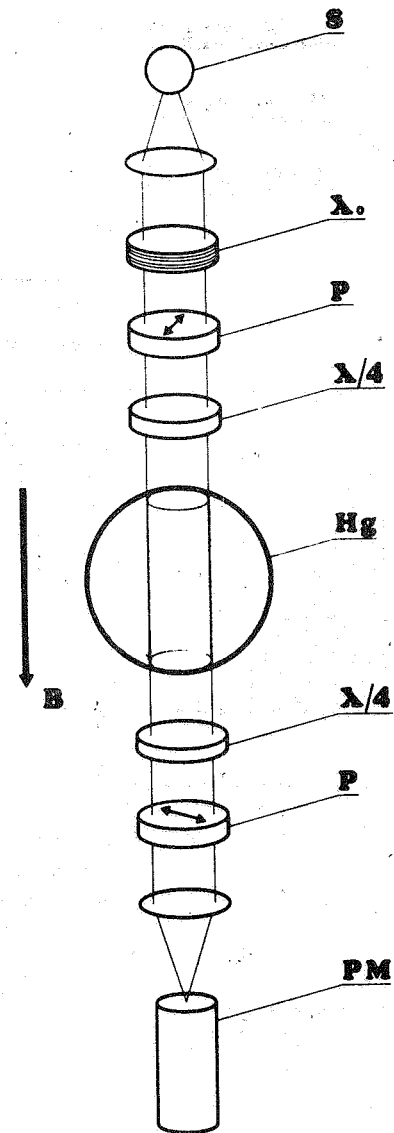


Fig.1



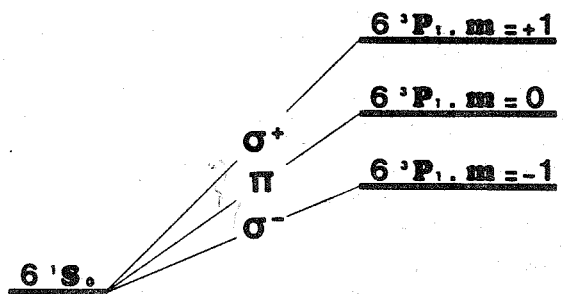


Fig.2

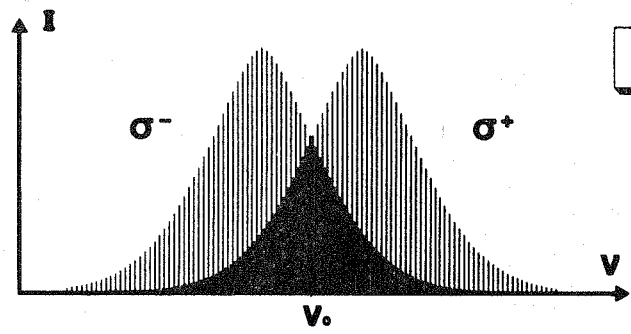


Fig.3

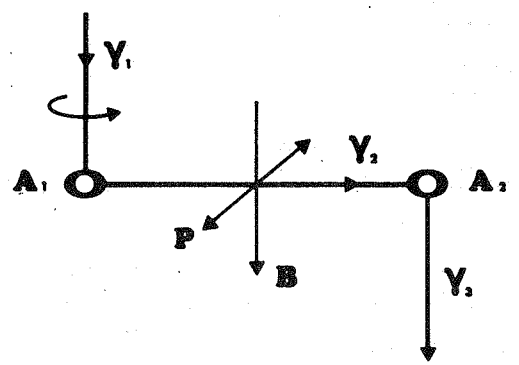


Fig.4