Annales de la Fondation Louis de Broglie,
Vol. 11, n° 1, 1986

EPR, le champ de zéro et l'EDS

par M. SURDIN

Centre de Faibles Radioactivités,
Laboratoire Mixte CNRS-CEA
91190 Gif-sur-Yvette

Séminaire de la Fondation Louis de Broglie
du 25 Novembre 1985

Résumé : Cette étude est basée sur la conjecture suivante : toutes les lois de la physique découlent d'un concept fondamental unique. Le concept considéré est le Champ de Zéro (CDZ) de l'EDS.

Afin de renforcer la confiance dans cette conjecture dans la première partie de l'article on montre que l'énergie de l'atome d'hydrogène est fournie par l'EDS. On montre aussi que l'émission spontanée (Einstein) est une émission stimulée par le CDZ.

Dans la deuxième partie on considère dans le cadre de l'EDS un ensemble d'expériences dérivées de l'argument de Einstein, Podolsky et Rosen, telles que celles de Clauser et Aspect.

De nouvelles configurations d'expériences du type EPR sont envisagées.

I. Introduction

Nous fêtons en 1985 le cinquantième anniversaire de la publication par Einstein, Podolsky et Rosen[1] de leur, désormais célèbre, article qui traite du problème suivant : la description de la réalité physique par la Mécanique Quantique (MQ) peut-elle être considérée comme complète ?*

C'est surtout au cours des deux dernières décennies que cet article a inspiré de nombreux physiciens et philosophes (sûrement plus de cent) qui ont publié une abondante littérature (peut-être plus de mille publications) sur ce sujet. Ce flot de publications a sa justification dans l'importance, pour la MQ, de la question posée par Einstein et ses collaborateurs.

Il faut noter ici que la MQ doit faire face à de réelles difficultés (voir par exemple Popper[2]). Ainsi, ces études ont contribué à préciser et à amplifier l'application et l'interprétation de la MQ, qui sort sans "dommage" de cette confrontation.

Ces études, de ce qu'on a appelé le "Paradoxe EPR", ont inspiré de nombreuses expériences, qui à leur tour ont présenté des difficultés d'interprétation. A tel point que l'on trouve dans la littérature des appréciations dont voici quelques échantillons :

Pegg[3] écrit : "ceci, à son tour, a conduit à une grande variété de descriptions allant du solipsisme total à celles touchant la métaphysique et la mystique".
Pérès et Zurek[4] écrivent : "Une physique entièrement nouvelle semble apparaître ici, elle a, même, été invoquée pour supporter la parapsychologie".

De ce qui précède on peut inférer l'importance fondamentale pour la science et la philosophie, en général, et pour la physique (MQ), en particulier, du Paradoxe EPR et de ses suites expérimentales.

---

*L'année 1985 est aussi le centième anniversaire de la naissance de Niels Bohr.

Le but de l'exposé qui suit est bien plus modeste ; il explique aussi le sigle EPR du titre. Il s'agit de discuter ici d'un ensemble d'expériences désignées, à tort ou à raison, par "expériences du type EPR".

La disposition typique d'une telle expérience[5,6] est la suivante : Une source de rayonnement é.m. émet en cascade un rayonnement à la fréquence ν_1 suivi d'un rayonnement à la fréquence ν_2. Avec des filtres appropriés les rayonnements ν_1 et ν_2 sont séparés de sorte qu'ils se propagent dans deux directions différentes. Chaque rayonnement traverse un analyseur A_1 ou A_2,

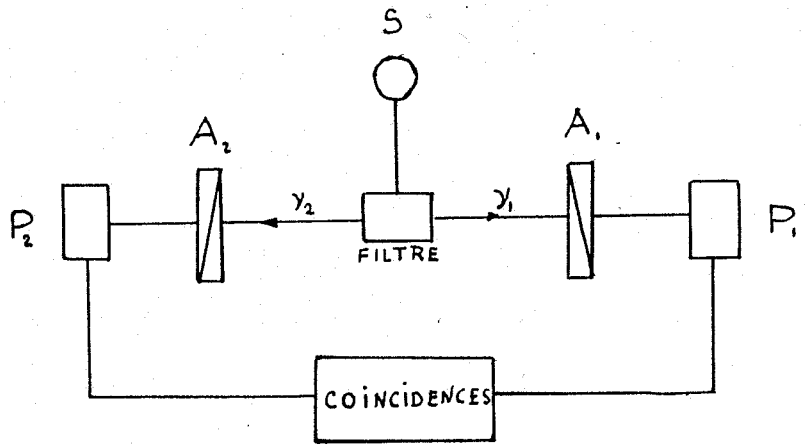

Figure 1

respectivement, il est reçu par le photomultiplicateur (PM) correspondant P_1 ou P_2.

Le taux de coïncidences, tenant compte de la durée de vie de l'état d'énergie intermédiaire, entre P_1 et P_2 est enregistré en fonction de l'angle α_2 entre les plans de polarisation des deux analyseurs.

On constate que les résultats expérimentaux sont en accord avec les prévisions de la MQ. On constate aussi que la polarisation des rayonnements émis n'est pas déterminée à la source mais plutôt par l'état des analyseurs. C'est là que réside la difficulté majeure de l'interprétation de ce type d'expérience.

Clauser et Shimony[7] écrivent : "Cependant, dans toutes les expériences décrites à ce jour, l'action à distance dans le sens relativiste n'est pas exclue, puisque les analyseurs sont presque toujours tenus à une orientation fixe pendant des intervalles de temps de plusieurs secondes. Ainsi, il y a là un temps suffisant pour que l'information sur l'orientation d'un analyseur soit transmise par un mécanisme encore inconnu (en accord avec la théorie de la relativité) à l'autre appareil (et/ou à l'autre particule) ainsi influençant les résultats. Il est, ainsi, concevable qu'un tel mécanisme est responsable de la production des taux des coïncidences quantiques dans les expériences ci-dessus".

Dans ce qui suit on se limite à la présentation d'une explication de ce phénomène, qui conduira à proposer d'autres configurations possibles pour de telles expériences.

Avant d'entrer dans le vif du sujet on présente, d'abord, quelques considérations préliminaires.

II. La notion de l'hiérarchie d'une théorie

Comme il est indiqué dans le titre de cet article on se place ici dans le cadre de l'Electrodynamique Stochastique (EDS). Ce qui suit est basé sur la conjecture suivante : Toutes les lois de la physique découlent d'un concept fondamental unique. Cette conjecture a déjà été proposée. Ici on la précise en disant que l'origine de toutes les lois de la physique réside dans le Champ de Zéro (CDZ) de l'EDS.

Il est intéressant de considérer la notion de la hiérarchie d'une théorie. Landau et Lifchitz[8] écrivent : "D'ordinaire une théorie plus générale peut être formulée de manière logiquement fermée indépendamment d'une théorie moins générale

qui en est un cas limite. Ainsi, la mécanique relativiste peut être érigée sur ses principes fondamentaux sans faire appel à la mécanique newtonienne. Quant à la formulation des principes fondamentaux de la mécanique quantique elle est foncièrement impossible sans l'intervention de la mécanique classique". C'est peut-être là que réside l'essentiel des difficultés de l'interprétation de la MQ.

Pour compléter la citation ci-dessus et introduire l'EDS on peut présenter le diagramme suivant

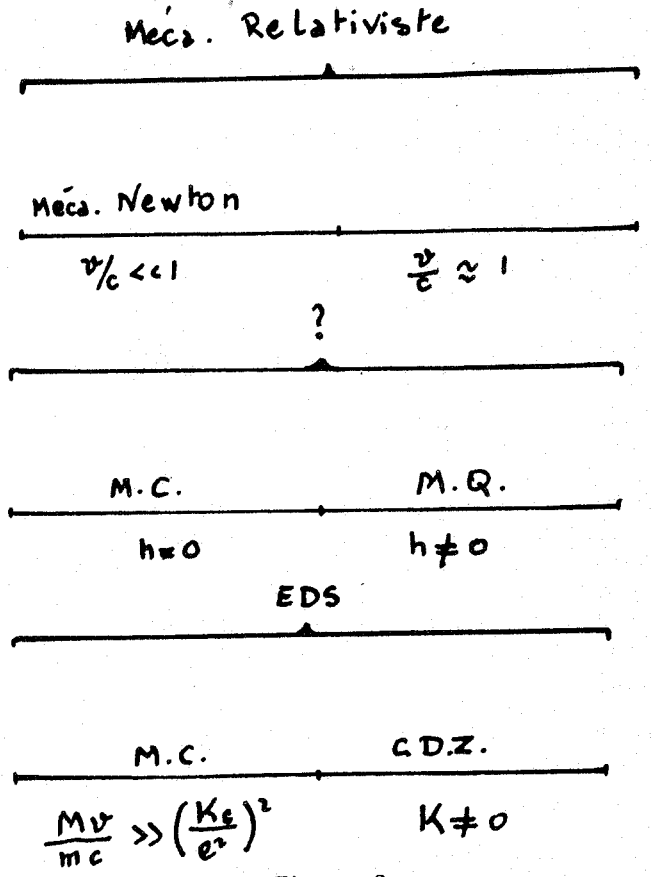

Figure 2

On voit que la mécanique newtonienne est une approximation de la mécanique relativiste quand $v/c \ll 1$. On dit alors que la mécanique relativiste est une théorie hiérarchique par rapport à la mécanique newtonienne.

Dans le cas de la MQ on sait que si on fait $h = 0$ on supprime la MQ. $h = 0$ est compatible avec la mécanique classique (MC). Cependant, la MQ n'est pas une théorie hiérarchique à la MC.

On peut encore faire les deux observations suivantes :

1°) Supprimer une constante physique, c'est-à-dire poser $h = 0$, est une opération condamnable.

2°) Une appréciation candide de la démarche quantique pourrait être la suivante[9] :

- La MQ se propose de traiter de problèmes que la MC est incapable d'aborder.
- Les postulats de la MQ, du moins en partie, sont basés sur la MC.
- La MQ ne considère que les observables résultant de l'expérience.
- Les résultats des mesures sont obtenus à l'aide d'appareils obéissant à la MC.

Considérons maintenant l'EDS. On sait que c'est une théorie classique enrichie du postulat suivant : il existe au zéro absolu de températures un champ électromagnétique fluctuant -le champ de zéro (CDZ). L'intensité du champ est déterminée par une constante K (si on désire comparer les résultats obtenus en EDS à ceux de la MQ on fait $K = \hbar$).

D'après le diagramme ci-dessus on voit que si $\frac{Mv}{mc} \gg (Kc/e^2)^2$ l'EDS se réduit à la MC. M est la masse du corps considéré et v sa vitesse, m est la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière.

On montre[10] que la constante de Hubble H est liée

à K par la relation

$$(2.1) \qquad (Kc/e^2)^2 \equiv \frac{16\pi}{81} (e^2/mc^2)^2 . \frac{\rho c}{Hm}$$

où ρ est la densité de l'Univers.

Il semble que tout se passe comme si l'Univers possédait, sans que l'on introduise les quantas, la propriété de découler du CDZ.

III. CDZ et EDS

Afin de renforcer la confiance dans la conjecture énoncée plus haut, on peut présenter la liste suivante qui donne les différents domaines de la physique, allant de la microphysique à la cosmologie en passant par la macrophysique et l'Astrophysique, abordés par l'EDS et où des résultats satisfaisants ont été obtenus.

Distribution de Planck pour le corps noir.
Emission spontanée (stimulée par le CDZ).
La nature physique de l'onde de de Broglie.

L'oscillateur harmonique.
L'établissement de l'équation de Schrödinger.
Les relations d'incertitude.

L'atome d'hydrogène.
La durée de vie d'un état excité.
Les forces de van der Waals.
L'Effet Casimir.
La largeur naturelle des raies.

Les forces nucléaires d'interaction forte.
Les forces de gravitation.
Le champ magnétique d'un corps tournant.
Une cosmologie spéciale.

Quelques expériences avec des neutrons.
Expériences du type EPR.

On constate qu'en invoquant le CDZ on obtient des

résultats dans des domaines très variés de la physique.

Parmi les sujets cités plus haut, on va en détailler deux, en particulier, qui ont une portée spéciale sur ce qui suit.

IV. L'atome d'hydrogène[11]

Comme l'onde de de Broglie est de nature électromagnétique[12], sa propagation est régie par l'équation des ondes é.m., à savoir :

$$\nabla^2\psi + k^2\psi = 0 \tag{4.1}$$

où k est le nombre d'ondes et ψ est l'onde de de Broglie, correspondant soit à une fonction scalaire ou à un vecteur, tel le vecteur complexe de Hertz. On montre[12] que

$$k^2 = p^2/K^2 \tag{4.2}$$

où p est l'impulsion totale de l'électron. Cette équation peut s'écrire

$$k^2 = (2m/K^2).(p^2/2m) = \frac{2m}{K^2}(E - V) \tag{4.3}$$

où E est l'énergie totale de l'électron et V son énergie potentielle, m étant la masse de l'électron.

Pour l'atome d'hydrogène $V = -e^2/r$, d'où

$$k^2 = \frac{2m}{K^2}(E + \frac{e^2}{r}) \tag{4.4}$$

Finalement l'équation (4.1) devient

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{K^2}(E + \frac{e^2}{r})\psi = 0 \tag{4.5}$$

C'est l'équation de Schrödinger pour l'atome d'hydrogène.

On sait qu'il n'est pas nécessaire de spécifier la nature de ψ pour connaître les niveaux d'énergie permis, qui sont donnés par

$$E_n = -(me^4)/(2K^2n^2), \qquad n = 1,2,3 \ldots \tag{4.6}$$

Le rayon moyen de l'orbite d'ordre n est donné par

$$r_n = n^2K^2/(e^2m) \tag{4.7}$$

Cette relation a déjà été obtenue[13] dans le cadre de l'EDS pour un atome d'hydrogène à symétrie sphérique, où l'énergie de l'atome est fournie par le CDZ. On a aussi pour la pulsation moyenne sur l'orbite d'ordre n

$$\omega_n = e^2/(nKr_n) \tag{4.8}$$

On peut calculer la durée de vie d'un état excité d'ordre n. En effet, l'EDS étant une théorie classique on doit tenir compte de la puissance rayonnée par l'électron "tournant" sur son orbite. La stabilité de l'orbite ne sera assurée que si la puissance rayonnée est exactement compensée par celle fournie à l'atome par le CDZ. Si on fait le calcul suivant ces indications, on trouve[11] pour la durée de vie τ_n, d'un état d'ordre n

$$\tau_n \cong (3/2).\frac{n^6}{n-1}.(Kc/e^2)^5.K/(mc^2) \tag{4.9}$$

Pour l'état fondamental (n = 1) τ_1 est infini, c'est-à-dire que l'orbite est stable.

V. Emission spontanée[14]

Nous allons montrer que l'émission spontanée d'Einstein serait une émission stimulée par le CDZ.

On sait qu'à partir de considérations thermodynamiques ou en appliquant l'invariance de Lorentz au spectre du CDZ on peut établir une relation donnant la densité spectrale $I_0(\omega)$, à savoir :

$$I_0(\omega)d\omega = \frac{2K\omega^3}{\pi^2c^3}.d\omega \tag{5.1}$$

où les deux états de polarisation ont été considérés et où ω varie de 0 à ∞. K est une constante ayant les dimensions d'une

action. (Si on veut comparer les résultats de l'EDS à ceux de la MQ on fait $K = \hbar$).

Suivons la démarche d'Einstein. Considérons une cavité contenant un rayonnement é.m. en équilibre thermodynamique avec les parois à la température T. Soit N_m le nombre d'atomes de la cavité ayant une énergie E_m. On admet avec Einstein que la probabilité par unité de temps W_{mn} de transition, avec émission d'un rayonnement de l'état E_m à l'état E_n, soit proportionnelle à N_m et à la densité totale du rayonnement contenu dans la cavité. Soit $J(\omega,T)$ la densité du rayonnement thermique à la fréquence ω en équilibre à la température T. Ainsi, puisque la cavité contient à la fois le rayonnement thermique et celui du CDZ, on a

$$W_{mn} = C_{mn}N_m[J(\omega,T) + I_0(\omega)] \tag{5.2}$$

De même manière, pour l'absorption du rayonnement et une transition de l'énergie E_n à E_m, on a

$$W_{nm} = C_{nm}N_n.J(\omega,T) \tag{5.3}$$

A l'équilibre on a $W_{mn} = W_{nm}$, d'où

$$I_0(\omega) + J(\omega,T) = \frac{C_{nm}N_n}{C_{mn}N_m}.J(\omega,T) \tag{5.4}$$

Le quotient $C_{nm}N_n/C_{mn}N_m$ est donné par le facteur de Boltzmann, c'est-à-dire

$$C_{nm}N_n/C_{mn}N_m = \exp\left(\frac{E_m - E_n}{kT}\right) \tag{5.5}$$

Utilisant les éqs.(5.1), (5.4) et (5.5) on obtient, finalement

$$J(\omega,T) = \frac{2K\omega^3}{\pi^2c^3}.\frac{1}{\exp\left(\frac{E_m - E_n}{kT}\right) - 1} \tag{5.6}$$

Tenant compte de la loi de Déplacement de Wien, d'une part, et de la loi de Rayleigh-Jones, d'autre part, il vient $E_m - E_n = K\omega$ et l'équation (5.6) s'écrit

$$J(\omega,T) = \frac{2K\omega^3}{\pi^2c^3}.\frac{1}{\exp\left(\frac{K\omega}{kT}\right) - 1} \tag{5.7}$$

c'est la loi de Planck pour le corps noir.

Il est intéressant de noter que pour obtenir (5.7) le concept du photon n'a pas été invoqué.

On voit que l'émission spontanée d'Einstein est remplacée par l'émission stimulée par le CDZ. Ainsi, même pour $T = 0$, quand $J(\omega,T) = 0$, la probabilité de l'émission stimulée $W_{mn} \neq 0$.

Un résultat équivalent a été obtenu dans le cadre de la MQ par Milonni[15]. Il donne quelques exemples intéressants : Si le Soleil pouvait être considéré comme une source thermique à $T = 6.000°K$, le rapport de l'émission spontanée à l'émission stimulée ($A/BJ(\omega,T) = e^{K\omega/kT} - 1$) à $\lambda = 4.000$ Å est de 400 ; il est de 30 pour $\lambda = 7.000$ Å. Ainsi, dans la mesure où le Soleil est un corps noir idéal, la plus grande partie de son rayonnement dans le spectre visible est due à l'émission spontanée (stimulée par le CDZ, dans notre cas).

De ce qui précède on conçoit à quel point le CDZ se trouve être à l'origine des lois de la physique qui régissent les phénomènes considérés, en accord avec la conjecture proposée plus haut.

Tenant compte de cette conjecture, nous allons envisager l'interprétation des expériences du type EPR. On envisage deux classes d'expériences, à savoir : les expériences à faisceaux non modulés et les expériences à faisceaux modulés.

VI. Expériences à faisceaux non modulés

Considérons, pour commencer, le cas le plus simple où tous les éléments de l'ensemble expérimental, c'est-à-dire,

les filtres et les analyseurs sont linéaires et "réciproques"; cela veut dire qu'ils se comportent identiquement pour un rayonnement é.m. qui les traverse dans le sens direct que pour un rayonnement cheminant dans la direction inverse. Les analyseurs ne sont pas modulés dans le temps.

On considère la succession suivante des évènements: le rayonnement é.m. du CDZ, lequel normalement possède un plan de polarisation distribué aléatoirement autour de la direction de propagation, se propage dans la direction inverse dans la branche otpique N°1 ; c'est-à-dire partant du PM, P_1, traversant l'analyseur A_1 et le filtre, pour arriver finalement à la source S. En traversant l'analyseur A_1, qui agit comme un polariseur, le rayonnement é.m. du CDZ qui arrive sur le filtre est un rayonnement linéairement polarisé. Ainsi, après passage par le filtre c'est un rayonnement à la fréquence ν_1 linéairement polarisé (extrait du CDZ) qui arrive sur les atomes de la source. Il stimule une émission à la fréquence ν_1, qui à son tour est suivie par une émission à la fréquence ν_2. Les rayonnements de fréquences ν_1 et ν_2 émis par la source sont polarisés dans le même plan que celui du rayonnement stimulant (CDZ). Après séparation par le filtre, le rayonnement de fréquence ν_1 est propagé le long de la branche N°1 et celui de la fréquence ν_2 le long de la branche N°2.

Le rayonnement ν_1 émis par la source traverse A_1 sans modification puisque son plan de polarisation correspond à celui de A_1. Alors que le rayonnement à la fréquence ν_2 a son plan de polarisation incliné d'un angle α_2 par rapport au plan défini par A_2. D'où un taux de coïncidences, pour un rendement idéal des analyseurs, donné par

$$R/R_0 = \frac{1}{2}\cos^2\alpha_2 \qquad (6.1)$$

où R_0 est le taux de coïncidences quand A_1 et A_2 sont supprimés. Le même résultat s'obtient[16] si on considère, dans le cadre de la physique classique, un champ é.m. circulairement polarisé d'intensité I_0 traversant successivement deux polariseurs ayant un angle α_2 entre leurs plans. Après le premier polariseur l'intensité est $I_0/2$ et après le second elle devient $(I_0/2)\cos^2\alpha_2$.

On peut considérer maintenant deux cas qui se rapportent au cas précédent, où A_1 ou A_2 sont supprimés. On prend d'abord le cas où A_2 est supprimé et on considère la même succession d'évènements que plus haut. On voit que R_1 -le taux de coïncidences- est constant, indépendant de l'angle que fait le plan de polarisation de A_1. Le même raisonnement montre que R_2 -le taux de coïncidences quand A_1 est supprimé- est constant indépendant de l'angle du plan de A_2. On a

$$R_1/R_0 = R_2/R_0 = 1/2 \qquad (6.2)$$

Les équations (6.1) et (6.2) sont les mêmes que celles obtenues en MQ.

Considérons maintenant le cas, hypothétique, où A_1 est "non réciproque", c'est-à-dire où le plan de polarisation de A_1 dans la direction inverse, quand A agit comme polariseur du CDZ, n'est pas le même que son plan dans le sens direct, quand il agit comme analyseur du rayonnement ν_1 émis par la source. Soit α_1 l'angle entre ces deux plans et soit α_2 l'angle entre A_2 et la direction inverse de A_1. Appliquant le raisonnement ci-dessus, on trouve que le taux de coïncidences est donné par

$$R_{12}/R_0 = (1/2)\cos^2\alpha_1 \cos^2\alpha_2 \qquad (6.3)$$

si $\alpha_1 = 0$, c'est-à-dire on retrouve le cas réciproque, on récupère l'équation (6.1).

VII. Expériences avec faisceaux modulés

Pour ce type d'expériences, on peut envisager plusieurs variantes. Dans ce qui suit on va considérer deux cas de modulation, mais seulement de la branche N°1.

La modulation est obtenue à l'aide d'un commutateur C qui envoie le faisceau ou bien sur l'analyseur A_1' et le PM P_1', ou sur l'analyseur A_1'' et le PM P_1''. La modulation envisagée est périodique de période T_0, elle est rectangulaire. Ainsi, la "porte" qui envoie le faisceau sur A_1' est rectangulaire de durée $T_0/2$; ensuite A_1'' est commuté pendant une durée $T_0/2$, et le cycle est répété.

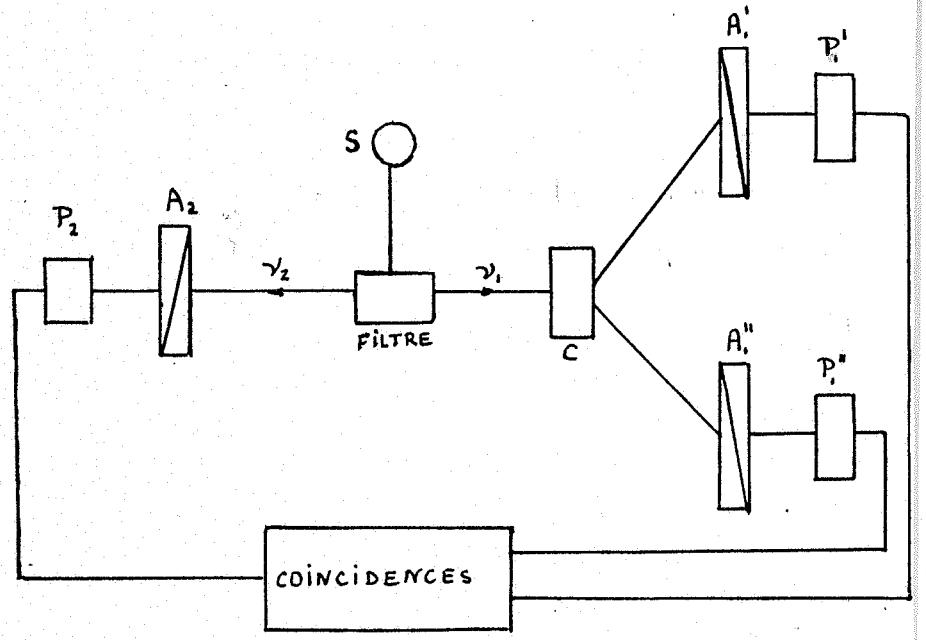

Figure 3

On doit tenir compte, ici, du temps de propagation T entre les analyseurs A'_1 (ou A''_1) et la source S. Soit L la longueur optique entre A'_1 (ou A''_1) et la source, on a $T = L/c$. Tous les éléments considérés : les filtres, le commutateur et les analyseurs sont supposés être linéaires et réciproques. Soit α'_1 et soit α''_1 les angles des analyseurs A'_1 et A''_1, respectivement, et soit α_2 l'angle de A_2 (A_2 n'est pas modulé).

On considère d'abord le premier des deux cas où $T_0 = 2T$, c'est-à-dire que le rayonnement stimulant (CDZ) et le rayonnement induit correspondant, émis à la fréquence ν_1, traversent le même analyseur, soit A'_1 ou A''_1. Ainsi, suivant les arguments utilisés plus haut, on trouve que le taux de coïncidences entre P_2 et $(P'_1 + P''_1)$ est donné par

$$(7.1)\quad (R_T = T_0/2)/R_0 = (1/4)[\cos^2(\alpha_2 - \alpha'_1) + \cos^2(\alpha_2 - \alpha''_1)$$

Pour $\alpha'_1 = \alpha''_1$ (7.1) devient (6.1), comme il se doit.

Le deuxième cas de modulation considéré ici est pour $T_0/2 = 2T$, c'est-à-dire que le rayonnement stimulant (CDZ) traverse A'_1 (ou A''_1) alors que le rayonnement émis correspondant, à la fréquence ν_1 traverse A''_1 (ou A'_1). Le taux de coïncidences entre P_2 et $(P'_1 + P''_1)$ est alors

$$(7.2)\quad (R_T = T_0/4)R_0 = (1/4)[\cos^2(\alpha_2-\alpha'_1)\cos^2(\alpha'_1-\alpha''_1) + \cos^2(\alpha_2-\alpha''_1)\cos^2(\alpha'_1-\alpha''_1)]$$

$$= (1/4)\cos^2(\alpha'_1-\alpha''_1)[\cos^2(\alpha_2-\alpha'_1) + \cos^2(\alpha_2-\alpha''_1)]$$

Ce cas peut être considéré comme un exemple de l'analyseur non réciproque étudié plus haut.

Pour $\alpha'_1 = \alpha''_1 = \alpha_1$ on obtient

$$(7.3)\quad (R_T = T_0/4)/R_0 = (1/2)\cos^2(\alpha_2-\alpha_1)$$

Comme il a été dit plus haut, on peut envisager plusieurs variantes de modulations. Les deux cas étudiés ci-dessus ont un intérêt particulier.

On a considéré que l'arrivée du rayonnement stimulant du CDZ et l'émission par la source du rayonnement correspondant étaient simultanées. par simultané on entend que le délai τ entre les deux évènements est court -négligeable comparé à toute durée impliquée dans l'expérience- en particulier négligeable devant T_0. Dans le cas contraire on peut obtenir expérimentalement une estimation de τ en étudiant la variation des taux des coïncidences donnés par (7.1) ou (7.2) en fonction du délai entre la fin de la porte de l'un des analyseurs et le début de la porte relative à l'autre analyseur. Le taux maximum est obtenu quand ce délai est égal à τ.

VIII. Conclusion

Si les prédictions théoriques présentées plus haut se confirment expérimentalement, on pourra conclure qu'il n'est pas nécessaire de faire appel à des explications exotiques avant d'avoir exploré les possibilités orthodoxes offertes par la physique.

REFERENCES

1. A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen, Phys. Rev. 47 (1935) 777.
2. K. Popper dans Open Questions in Quantum Physics, p. 3, G. Tarozzi et A. van der Merwe Eds, D. Reidel Publishing Co, Doderecht 1985.
3. D.T. Pegg, Eur. J. Phys. 3 (1982) 44.
4. A. Pérès et D.H. Zurek, Am. J. Phys. 50 (1982) 807.
5. J.F. Clauser, Phys. Rev. A6 (1972) 49 ; Phys. Rev. Lett. 3((1976) 1223.
6. A. Aspect, P. Grangier et G. Roger, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 460 ; 49 (1982) 91.
7. J.F. Clauser et A. Shimony, Rep. Prog. Phys. 41 (1978) 188
8. L. Landau et E. Lifchitz, Mécanique Quantique p. 9, Ed. Mi Moscou 1966.
10. M. Surdin, Phys. Lett. 58A (1976) 370.
11. M. Surdin, Ann. Fond. Louis de Broglie, 10 (1985) 125.
12. M. Surdin, Ann. Fond. Louis de Broglie, 4 (1979) 139.
13. M. Surdin, I^{al} J. Theoret. Phys. 14 (1975) 207.
14. M. Surdin, Lett. Nuovo Cimento 39 (1984) 86.
15. P.W. Milonni, Am. J. Phys. 52 (1984) 340.
16. D. Canals-Frau, Ann. Fond. Louis de Broglie 7 (1982) 217.