

PROPOSITION D'UNE EXPERIENCE DE CORRELATION
DE POLARISATIONS PAR ABSORPTION
DE DEUX PHOTONS DANS UNE ANTICASCADE

par M. O. COSTA DE BEAUREGARD

Institut Henri Poincaré

11, rue Pierre et Marie Curie

75231 PARIS CEDEX 05

(manuscrit reçu le 22 Mai 1978)

Résumé : Nous voyons un intérêt pratique et un intérêt théorique dans l'expérience d'anti-cascade ici proposée.

L'intérêt pratique est que la détermination expérimentale de la courbe représentant la probabilité de transition en fonction de l'angle entre les polarisations linéaires des deux photons serait beaucoup plus précise et rapide avec l'anti-cascade qu'avec la cascade. Les faisceaux de deux lasers à fréquence ajustable seraient superposés au moyen d'un miroir semi-transparent (leur angle relatif serait donc 0 au lieu de π comme avec les cascades ; 0 et π sont les deux valeurs optima). Le problème du comptage en coïncidence serait supprimé et la dispersion angulaire dans chaque faisceau serait négligeable.

L'intérêt théorique est que plusieurs variantes de l'expérience peuvent être "pensées", afin de tester divers aspects du problème de la symétrie de droit et de la dissymétrie de fait

entre avenir et passé. Nous discutons ainsi le rôle de la longueur des faisceaux, celui d'une rotation des polariseurs pendant le vol des photons, enfin l'interprétation d'une expérience rétrodictive faite à très faible intensité.

I - INTRODUCTION

Les expériences de corrélation de spins de deux particules, ou de polarisations de deux photons, destinées à tester ⁽¹⁾ le "paradoxe d'Einstein" ⁽²⁾, dit aussi "paradoxe EPR" ⁽³⁾, sont, on le sait, extrêmement longues et délicates. Ceci est en particulier vrai des expériences sur les paires de photons issues d'une cascade atomique ⁽⁴⁾, l'une des difficultés consistant alors en la nécessité de compter les deux photons en coïncidence, et dans le peu de fiabilité des compteurs dans ce domaine de fréquences.

La figure 1 rappelle le schème de l'expérience "directe" utilisant des cascades. En un point typique C de la source un atome (appartenant en fait à un jet atomique) chute d'un niveau excité W_e au niveau fondamental W_f en passant par un niveau intermédiaire W_i en émettant deux photons "corrélés" de fréquences $\nu_a = (W_e - W_i)/h$ et $\nu_b = (W_i - W_f)/h$. Pour des raisons sur lesquelles on reviendra ceux-ci sont détectés suivant deux directions de vol opposées sur un même axe $x'x$, en sorte que, dans ce type d'expérience, l'angle des axes moyens des faisceaux vaut π . La nécessité de collecter suffisamment de lumière exige d'ailleurs une ouverture angulaire non négligeable des faisceaux, ce qui rend assez ardue la mise en équations de la mesure ⁽⁵⁾. Les lentilles de champs sont suivies de polariseurs linéaires d'orientations respectives A et B ajustables, la grandeur significative étant l'orientation relative $\alpha \equiv A - B$. Ces polariseurs, qui doivent être de très grande qualité, sont formés de piles de glaces à l'incidence de Brewster. Ils sont suivis de deux photomultiplicateurs travaillant en coïncidence (puisque évidemment la corrélation n'existe qu'entre les deux photons d'une même paire).

Le calcul explicite de la transition d'émission (qui est aussi, bien entendu, celui de la transition d'absorption) fait apparaître ⁽⁵⁾ une factorisation de la probabilité en un terme "radial" ne dépendant que de la mécanique interne de l'atome, et un terme de

"corrélation angulaire" dépendant de l'angle β entre les deux faisceaux ainsi que des polarisations (linéaires dans le cas qui nous intéresse) de ces faisceaux. La formule de corrélation la plus simple, qui est aussi la formule optimale, est obtenue pour les valeurs $\beta = \pi$ (utilisée dans les cascades) et $\beta = 0$ (que nous allons proposer pour notre anti-cascade).

Fort des précédentes remarques, ainsi que de l'existence de lasers ajustables en fréquence qui permet couramment à présent des expériences d'absorption conjointe de deux photons, il est ici proposé le principe d'une expérience de corrélation d'Einstein inverse utilisant l'absorption résonnante de deux photons de fréquences ν_a et ν_b telles que $\nu_a + \nu_b = (W_e - W_f)/h$. La formule de corrélation angulaire vaut bien entendu pour toutes les valeurs de ν_a et ν_b satisfaisant cette relation ; l'avantage d'exciter au passage le niveau intermédiaire est évidemment l'augmentation de la section efficace.

Je montrerai d'abord que, sous cette forme "inversée", l'expérience des cascades semble beaucoup plus facile, rapide et précise, que sous la forme directe jusqu'ici employée. Elle devrait notamment permettre de tester ⁽¹⁾ très clairement une récente proposition de F. Selleri ⁽⁶⁾.

Ensuite, je montrerai que l'argumentation théorique faisant jouer la symétrie microscopique de droit et la dissymétrie macroscopique de fait entre avenir et passé (sur cet exemple des cascades et des anti-cascades) jette beaucoup de lumière sur l'un des deux principaux éléments constitutif du paradoxe d'Einstein - l'autre étant la substitution du principe d'addition des amplitudes à celle des probabilités partielles.

Dans deux articles récents ⁽⁷⁾ j'ai déduit par un raisonnement élémentaire les formules de corrélation quantique entre les polarisations des photons a et b des paires considérées pour la valeur $\beta = \pi$ de l'angle des faisceaux. L'expression de cette formule pour le cas $\beta = 0$, qui va nous intéresser, est substantiellement la même, sauf que (la direction de vol relative de vol des photons étant retournée) les deux états invariants de parité à considérer sont formés à partir des produits de polarisations circulaires $G_a D_b$ et $D_a G_b$, et sont

$$(1) \quad \frac{1}{2} \left(G_a D_b + D_a G_b \right) = \frac{1}{2} \left(Y_a Y_b + Z_a Z_b \right)$$

$$(2) \quad \frac{1}{2} \left(G_a D_b - D_a G_b \right) = \frac{i}{2} \left(Y_a Z_b - Z_a Y_b \right)$$

c'est-à-dire, en termes d'états de polarisation linéaire orthogonaux des photons a et b, les mêmes que précédemment.

Je rappelle que le type de corrélation (1) est celui apparaissant dans les cascades de type 0-1-0, et celui de type (2) dans les cascades de type 1-1-0. L'emploi des cascades 0-1-0 est beaucoup moins délicat que celui des cascades 1-1-0, où il est nécessaire de sélectionner l'état de spin 0 dans le triplet d'états du niveau supérieur. Il est bien possible ⁽⁸⁾ que cette difficulté soit à l'origine du résultat suspect de l'expérience non publiée de Pipkin et Holt.

En vue de la suite je rappelle ici les formules de corrélation de polarisations linéaires qui se déduisent de l'expression de l'amplitude de type (1). Les probabilités des quatre associations possibles des deux polarisations linéaires orthogonales du photon a et du photon b sont ($\alpha \equiv A - B$)

$$(3) \quad \langle 1,1 \rangle = \langle 0,0 \rangle = \frac{1}{2} (\cos A \cos B + \sin A \sin B)^2 \equiv \frac{1}{2} \cos^2 \alpha \\ = \frac{1}{2} (\cos^2 A \cos^2 B + \sin^2 A \sin^2 B) + \frac{1}{4} \sin 2A \sin 2B$$

$$(4) \quad \langle 1,0 \rangle = \langle 0,1 \rangle = \frac{1}{2} (\cos A \sin B - \sin A \cos B)^2 \equiv \frac{1}{2} \sin^2 \alpha \\ = \frac{1}{2} (\cos^2 A \sin^2 B + \sin^2 A \cos^2 B) - \frac{1}{4} \sin 2A \sin 2B$$

Ces expressions sont échangées dans le cas de l'amplitude de type (2).

II - SIMPLICITE A PRIORI DE L'EXPERIENCE D'ANTI-CASCADE

La simplification fondamentale est évidemment qu'on sera débarrassé du comptage en coïncidence des photons a et b, puisque seuls seront portés au niveau excité ceux des atomes du niveau fondamental qui absorberont conjointement les deux photons a et b.

La mesure du nombre d'atomes excité par unité de temps en fonction de l'angle α pourra être une simple mesure photométrique du rayonnement émis.

Evidemment, la valeur $\beta = \pi$ de l'angle relatif des faisceaux est ici exclue (chacun des deux lasers absorberait le rayonnement de l'autre). Mais l'autre valeur optima, $\beta = 0$ est aisément réalisable. Suivant une procédure familière en interférométrie, l'on superposera les deux faisceaux au moyen d'un miroir semi-transparent (Figure 2).

Deux autres avantages pratiques de cette procédure sont alors mis en évidence. Le premier est que la dispersion angulaire des faisceaux laser est extrêmement faible, et que la source d'imprécision et de complication des calculs due à l'ouverture angulaire des faisceaux de l'expérience directe disparaît. Le second est qu'il n'est peut-être pas indispensable de recourir à la technique des jets atomiques, et qu'éventuellement les atomes destinés à absorber les paires de photons pourraient être contenus dans une cellule traversée par les faisceaux superposés.

Il sera tout indiqué (Figure 2) de conférer au faisceau subissant la réflexion une polarisation linéaire fixe parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence, et au faisceau transmis une polarisation linéaire de direction variable. Rien ne s'oppose, semble-t-il, à ce qu'on fasse varier cette dernière à vitesse angulaire constante, et à ce que, par une détection continue du nombre n d'atomes excités, l'on affiche la courbe $n = n(\alpha)$ sur un oscilloscope. Tout écart éventuel à la sinusoïde théorique tel que, par exemple, celui récemment suggéré par F. Selleri ⁽⁶⁾ serait ainsi mis en claire évidence ⁽⁹⁾.

III - MICROSYMETRIE ET MACRODISSYMETRIE PASSE-FUTUR DISCUTEES PAR COMPARAISON DE LA CASCADE ET DE L'ANTICASCADE

Nous allons jouer le jeu de comparer "naïvement" l'influence de la longueur des faisceaux, puis celle d'une rotation des polariseurs pendant le vol des photons, puis celle de l'intensité des faisceaux, dans l'expérience directe de la cascade et l'expérience inverse de l'anti-cascade.

A chaque fois il apparaîtra que la prédiction "paradoxe" de la mécanique quantique pour le cas de la cascade a pour T-symétrique la prédiction "triviale" (et certainement vraie) pour le cas de l'anti-cascade.

Le piquant de l'affaire est que c'est précisément la dissymétrie macroscopique de fait entre futur et passé (large prépondérance des ondes retardées sur les ondes avancées, et des probabilités croissantes sur les probabilités décroissantes) qui rend à la fois paradoxale la prédiction concernant les cascades et triviale celle concernant les anti-cascades. Si donc l'expérimentation à venir sur les cascades vient confirmer les prédictions "paradoxaes" de la mécanique quantique, les différents aspects de la microsymétrie de droit seront spécifiés et reliés entre eux par une argumentation basée sur la macrodissymétrie de fait.

IV - INFLUENCE DE LA LONGUEUR DES FAISCEAUX, EN RELATION EVENTUELLE AVEC LA LONGUEUR DE COHERENCE DES TRAINS D'ONDE

Il a été souvent argué (¹⁰) que peut-être la paradoxale corrélation d'Einstein s'estomperait avec l'allongement des faisceaux entre leur source commune (ici, la cascade en C) et leurs détections (ici, par les systèmes polariseur + photomultiplicateur en L et N) ; et aussi que, peut-être, la longueur moyenne de cette transition serait reliée à la longueur de cohérence des trains d'onde.

A cela j'ai objecté (¹¹) que l'expérience ne montre aucune corrélation entre la longueur de cohérence d'un état de polarisation et la longueur de cohérence d'un train d'onde : l'observation astronomique, notamment, montre que la polarisation d'un faisceau se conserve sur des distances cosmologiques, et rien n'indique qu'elle ne se conserve pas indéfiniment dans le vide.

Qu'en est-il dans l'expérience d'anti-cascade ?

Il est certain que les longueurs des faisceaux (entre les polariseurs L et N et la région C d'absorption conjointe) n'est pas significative ; en particulier, elle peut être largement supérieure à la longueur de cohérence des trains d'onde.

Le physicien paléo-quantiste (d'avant la "révolution" de 1924-1927) aurait dit que les photons a et b (de chaque paire absorbée par un atome du jet) possèdent en quittant les polariseurs des polarisations spécifiées, et qu'ils la conservent jusqu'à leur absorption. Ce langage et cette conception sont empruntés à la physique macroscopique, où prévaut la "loi" des actions retardées (une loi relevant de la jurisprudence plutôt que du droit strict). Pourtant, au vu des formules (3) et (4) régissant les probabilités d'absorption, formules contenant des termes rectangles en les polarisations linéaires, le physicien paléoquantique serait devenu perplexe en constatant que cette forme de statistique diffère de celle portant sur des objets respectivement pourvus de propriétés ...

Pour ce qui est des corrélations de polarisations en prédiction, trois expériences (¹²), à ma connaissance, sont en faveur de la mécanique quantique avec des faisceaux de longueur supérieure à la longueur de cohérence des trains d'onde. Les expériences poursuivies à Catane iraient dans l'autre sens (¹³).

V - INFLUENCE D'UNE ROTATION DES POLARISEURS PENDANT LE VOL DES PHOTONS

Dans l'expérience prédictive utilisant des cascades, l'énoncé quantique est que l'orientation significative des analyseurs est celle existant lorsque les photons les traversent. Une expérience est en cours de montage (¹⁴) pour tester ce point important.

Le "paradoxe" inhérent à cet énoncé quantique résulte de ce que : 1° C'est certainement en L et N, "dans les analyseurs", que "les dés sont jetés", parce que deux orientations relatives des analyseurs autres que 0 ou $\pi/2$ correspondent à des mesures de polarisation incompatibles ; 2° Ces "dés" sont "corrélés", la seule connexion matérielle entre eux se faisant par leur passé commun dans la cascade en C (⁷).

Qu'en est-il avec l'expérience inverse utilisant l'anti-cascade ?

Il est certain que ce qui compte est l'orientation des polariseurs L et N pendant que les photons les traversent. Le physicien paléoquantique aurait dit que cette orientation confère à chacun des photons, a et b, une polarisation qu'il conserve jusqu'à son absorption en C. La suite du commentaire est semblable à celle donnée dans la Section IV.

Il reste donc à attendre le résultat de l'expérience d'Aspect (¹⁴) pour savoir si le T-symétrique de l'énoncé trivial relatif aux anti-cascades est bien l'énoncé paradoxal relatif aux cascades.

VI - EXPERIENCES A TRES FAIBLE INTENSITE : CORRELATION RETRODICTIVE ENTRE PREPARATIONS PASSES

A ma connaissance la seule expérience de corrélation d'Einstein inverse, portant sur la "non-séparabilité" de deux préparations passées, est celle de Pfligor et Mandel (¹⁵) relative aux nombres d'occupation à l'émission de deux lasers indépendants, la mesure étant la détection "photon par photon" dans la région d'interférence. L'expérience est faite à très basse intensité, et elle diffère de celles des trous d'Young en ce qu'il n'y a pas de "cause" (antérieure) commune à l'émission par les deux sources. Il va sans dire que dans cette expérience la longueur de cohérence des trains d'onde est tout-à-fait significative.

Je propose ici de faire (au moins idéalement) l'expérience analogue à celle de Pfligor et Mandel, où la corrélation étudiée porterait non plus sur les nombres d'occupation, mais sur les états de polarisation des photons issus des deux lasers. Ce serait l'adaptation aux très faibles intensités de l'expérience faisant l'objet du présent article.

VII - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Pour simple qu'elle soit, la précédente argumentation jette à mon sens beaucoup de lumière sur le problème de la micro-symétrie de droit et de la macrodissymétrie de fait entre futur et passé. C'est, bien entendu, au vu des résultats finaux de certaines expériences en cours (¹³) ou projetées (¹⁴) que ces

remarques prendront tout leur sens.

Les options du signataire de ces lignes concernant ce problème ont fait l'objet de maintes publications (¹⁶) et, sous l'hypothèse que les mesures futures ne viennent pas les infirmer (ce qu'à vrai dire il ne craint guère), certaines autres conclusions peuvent être tirées.

La symétrie passé-futur de la transition quantique n'est pas nouvelle, en ce qu'elle réédite celle de la collision classique (Loschmidt et Zermelo), et même celle inhérente à l'événement aléatoire du calcul des probabilités lui-même. Le "surcroît de paradoxe" vient de la conjonction de ce trait avec la substitution de l'addition des amplitudes à celle des probabilités partielles (théorie du photon d'Einstein, interprétation probabiliste de la mécanique quantique de Born).

Beaucoup de réflexions ont été consacrées au problème du "passage de la statistique quantique à la statistique classique lorsqu'on va du niveau microscopique au niveau macroscopique".

Je pense qu'il s'agit d'un faux problème. Chaque fois qu'on a examiné les phénomènes de plus près, on a trouvé que c'est la statistique quantique qui est la bonne [chaleurs spécifiques des solides ; statistiques des gaz (le cheval de bataille par excellence de la mécanique statistique classique) ; ferromagnétisme ; etc .]. Il n'y a aucune raison de penser que l'histoire ne se poursuivra pas dans ce sens.

Il n'y a probablement pas une raison générale, mais plutôt mille et une raisons particulières, pour masquer "macroscopiquement" les traits originaux de la statistique quantique. Beaucoup ont déjà été indiquées : disparition des incertitudes de Heisenberg devant celles sur la position et l'impulsion d'un corps macroscopique ; disparition du photon au niveau d'une mesure photométrique macroscopique ; disparition de la diffraction broglieenne en mécanique macroscopique ; perte de l'information sur les phases relatives dans beaucoup d'expériences, et, en particulier, dans les mesures qui isolent un sous-système d'un ensemble plus vaste. La liste est loin d'être close, et va dans le sens d'une remarque adressée par Telegdi à Pipkin lors du Colloque d'Erice (⁸) : de grandes précautions (au pluriel) sont requises si l'on veut préserver l'aspect typiquement quantique de la statistique. Une philosophie similaire se dégage

du récent livre de B. d'Espagnat ⁽¹⁷⁾ : aucune explication générale n'existe qui effacerait macroscopiquement les corrélations quantiques.

Je pense donc que si ordinairement la statistique quantique n'est pas visible au niveau macroscopique, c'est parce que nous ne savons pas l'y voir. Il est vain de déclarer "qu'on n'a jamais observé macroscopiquement l'aiguille d'un appareil de mesure dans une superposition d'états" si le concept même de l'observation de la position d'une aiguille implique qu'elle soit "jetée" dans un état propre ; et si, en outre, lorsque deux observateurs (ou plus) sont présents, ceux-ci sont "corrélés" à la façon paradoxale d'Einstein ...

Provocateur, cet énoncé certes l'est, mais ni plus, ni moins que les énoncés (vraisemblablement exacts) contenus dans cet article.

Cela veut dire qu'une métaphysique, une Weltanschauung, une façon de voir les choses entièrement nouvelle, est exigée par les formalismes (extrêmement efficaces) de la relativité et de la mécanique quantique (ces deux filles de la physique des ondes), et surtout de leur synthèse : la mécanique quantique relativiste.

VIII - POST SCRIPTUM : RECTIFICATION A MON PRECEDENT ARTICLE (18)

1. Le développement (13) n'est pas assez général pour couvrir le cas de l'amplitude de transition de Feynman. Il faut prendre à la place (les conclusions finales restant essentiellement les mêmes)

$$(13') \quad |\psi\rangle = \sum_{i,j,\dots} c^{ij\dots} |\phi_i\rangle |\psi_j\rangle \dots$$

Notant M le produit direct d'opérateurs hermitiens m, n, ... agissant respectivement dans les espaces disjoints $|\phi\rangle$, $|\psi\rangle$, ... , la valeur moyenne corrélée

$$(14') \quad \langle \phi | M | \psi \rangle = \sum c^{*i'j'} \dots c^{ij\dots} \langle \phi_{i'} | m | \phi_i \rangle \langle \psi_j | n | \psi_{j'} \rangle \dots$$

contient un groupe de termes carrés

$$(15') \quad \langle \phi | M | \phi \rangle_0 = \sum_{i,j,\dots} w^{ij\dots} \langle m_i \rangle \langle n_j \rangle \dots$$

avec

$$(16') \quad w^{ij\dots} \equiv c^{*ij\dots} c^{ij\dots}$$

$$(17') \quad \langle m_i \rangle \equiv \langle \phi_i | m | \phi_i \rangle, \dots$$

et des groupes de termes rectangles

$$(18') \quad \Delta \langle \phi | M | \phi \rangle \equiv \langle \phi | M | \phi \rangle - \langle \phi | M | \phi \rangle_0$$

Dans ce contexte, le passage de la statistique classique (addition des probabilités partielles) à la statistique quantique (addition des amplitudes partielles) est exprimé par la comparaison des formules (15') et (13'). Contrairement à (14'), ni (15'), ni le terme "d'interférence des probabilités" (18'), ne sont indépendants de la base. La contribution (18') s'annule si la représentation diagonalise tous les m... Dans ce repère particulier, le système prend l'apparence d'un mélange classique.

La suite du discours reste la même que précédemment.

2. Les formules (28) et (29) de l'appendice sont à remplacer par

$$(28') \quad \langle a | b \rangle = \langle a | x \rangle \langle x | b \rangle = \langle a | x' \rangle \langle x' | x \rangle \langle x | x'' \rangle \langle x'' | b \rangle$$

où l'intégrale (de type flux) $|x\rangle\langle x|$ est prise dans la région d'interférence, à σ donné, et les intégrales $|x'\rangle\langle x'|$ et $|x''\rangle\langle x''|$ sur des σ' et σ'' coïncidentes, dans le passé de σ , ce qui fait apparaître des termes carrés et des termes rectangles en x' et x'' .

Ainsi présentée la formule est non superquantifiée.

REFERENCES

- (¹) Le Dictionnaire ROBERT définit le "néologisme" tester comme équivalent à éprouver et dérivant de test (1895), résurgence (à travers l'Anglais) de l'ancien mot français test équivalent à épreuve. Ce néologisme n'en est donc pas un, et son authenticité française est parfaite.
- (²) A. Einstein, Rapports et Discussions du 5ème Conseil Solvay, Gauthier-Villars, Paris 1928, pp. 253-256.
- (³) A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen, Phys. Rev. 47, 777 (1935).
- (⁴) S.J. FREEDMAN et J.F. Clauser, Phys. Rev. Lett. 28, 938 (1972) ; J.F. Clauser, Phys. Rev. Lett. 36, 1223 (1976) ; E. Fry et R.C. Thompson, Phys. Rev. Lett. 37, 465 (1976).
- (⁵) M. Horne, Experimental Consequences of Local Hidden Variable Theories, Thèse uniméographiée, Boston Univ., 1970, p. 45-75.
- (⁶) F. Selleri, Found. Phys., 8, 103 (1978).
- (⁷) O. Costa de Beauregard, Annales de la Fondation Louis de Broglie, 2, 231 (1977).
Nuovo Cim. 42B, 41 (1977).
- (⁸) Discussions orales au Colloque "Workshops on Theoretical Physics", Erice, 22-25 Avril 1976 ; Pipkin était présent.
- (⁹) Comme il y a des battements des deux faisceaux au lieu d'absorption des deux photons, il faudra que la période de rotation du polariseur tournant soit longue devant celle des battements -ce qui sera aisément le cas.
- (¹⁰) W.M. Furry, Phys. Rev. 49, 393 et 476 (1936) discute, et n'adopte pas, cette suggestion.
- (¹¹) O. Costa de Beauregard, Nuovo Cim. 42B, 41 (1977). Voir p. 61.
- (¹²) M. Lamehi-Rachti et W. Mittig, Phys. Rev. D14, 2543 (1976).
L.R. Kasday, J.D. Ullman et C.S. Wu., Nuovo Cim. 25B, 633 (1975).
A.R. Wilson, J. Lowe et D.K. Butt, J. Phys. G2, 613 (1976).
- (¹³) G. Faraci et al, Nuovo Cim. Lett. 9, 607 (1974) et travaux en cours (communications privées de F. Selleri et de J.P. Vigier).
- (¹⁴) A. Aspect, Phys. Lett. 54A, 117 (1975). Phys. Rev. D14, 1944 (1976).
- (¹⁵) R.L. Pflugor et L. Mandel, Phys. Rev. 159, 1084 (1967) ;
J. Opt. Soc. Amer. 58, 946 (1968).
- (¹⁶) Voir par exemple O. Costa de Beauregard, Comptes Rendus 236, 1632 (1953) ou Discussion ou Temporal Symmetry in Thermodynamics, P.T. Landsberg ed. ; Butterworths, London, 1970, p. 539-549.
- (¹⁷) B. d'Espagnat, Conceptual Foundations of Quantum Mechanics, 2nd ed, Benjamin, Reading, Mass, 1976.
- (¹⁸) O. Costa de Beauregard, Annales de la Fondation Louis de Broglie, 2, 231-249 (1977).

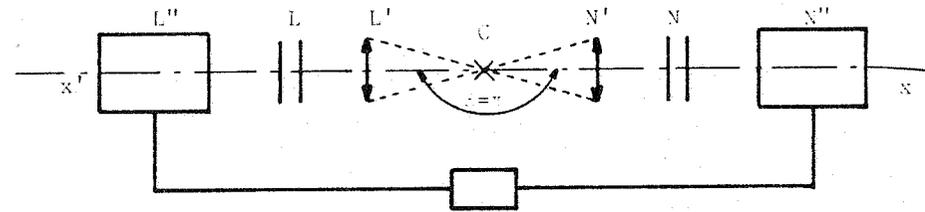


Fig. 1 - Schéma de l'expérience des cascades
(Freedman - Clauser, Clauser, Fry-Thompson)

C, atome typique émettant deux photons
L', N', lentilles de champ
L, N, polariseurs linéaires d'orientations A et B variables
L'', N'', photomultiplicateurs comptant les paires de photons en coïncidence.

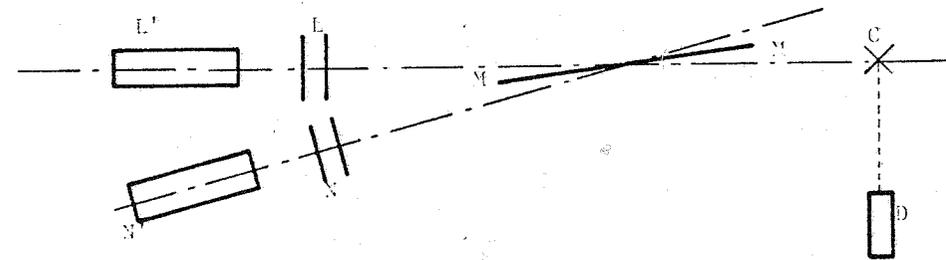


Fig. 2 - Schéma de l'expérience d'anti-cascade proposée.

MM, miroir semi réfléchissant
L', N', lasers à fréquences ajustables, ajustés sur la transition résonante d'anti-cascade
L, N, polariseurs linéaires d'orientation relative variable
C, atome typique absorbant deux photons
D, détecteur photométrique des atomes excités.