Localité des comptages et dépendance des coïncidences dans les tests E.P.R. avec polariseurs

J. Perdijon

Le Rosat, 38330 Saint-Ismier

RESUME. Contrairement à l'hypothèse qui sert à la dérivation des inégalités de Bell, la probabilité de coïncidence n'est pas égale au produit de deux probabilités indépendantes mais à celui de la probabilité pour que le premier photon soit compté, par la probabilité pour que le second le soit, *sachant que le premier l'a été.* S'il y a bien localité des comptages, il y a par contre transmission d'information par l'intermédiaire des connexions électriques.

ABSTRACT. Contrary to the basic assumption which is used for Bell's inequalities derivation, the coincidence probability is not equal to the product of two independent probabilities, but to the detection probability of the first photon multiplied by the detection probability of the second one, knowing that the first one was counted. *Counts are actually local but informations are still transmitted along the electrical connections.*

La plupart des tests E.P.R. [1] ont été réalisés avec des sources dites à cascade [2-7], c'est-à-dire avec deux sauts électroniques successifs à l'intérieur d'un même atome, dans un laps de temps très bref. La conservation de la quantité de mouvement montre que les deux photons sont émis selon la même direction mais en sens opposés. Pour détecter quelques unes de ces paires de photons, on dispose à gauche et à droite de la source un polariseur (orienté suivant la direction a à gauche, b à droite), un filtre accordé à la fréquence de l'un des deux photons (par exemple à celle ν_1 du photon 1 à gauche, ν_2 du photon 2 à droite), diverses lentilles et enfin un photo-multiplicateur (Fig. 1). On mesure à gauche en A et à droite en B les taux de comptage pour chacun des deux photo-multiplicateurs, et en C le taux de coïncidence, ce qui donne une estimation des probabilités de détection $p_A(a)$, $p_B(b)$ et $p_C(a,b)$, respectivement pour chacun des deux photons 1 et 2 et pour chaque paire 12, compte tenu des orientations de chacun des deux polariseurs qui peuvent varier séparément de 0 à 180°. Pour un appareil parfait, la mécanique quantique montre qu'on doit avoir

$$p_C(a,b) = \frac{1}{4} + \frac{1}{4}\cos 2(a-b) \quad . \tag{1}$$

Dans leur dérivation de l'inégalité de Bell [8], Clauser et Horne [9] ont supposé que ces probabilités dépendaient également d'une certaine variable cachée λ qui définissait l'état de la paire. Ils ont ensuite écrit la condition de localité sous la forme

$$p_C(\lambda,a,b) = p_A(\lambda,a)p_B(\lambda,b) \quad . \tag{2}$$

En ajoutant l'hypothèse très raisonnable selon laquelle les probabilités de détection de chacun des deux photons sont au plus égales à celles, $p_A(\lambda,\infty)$ et $p_B(\lambda,\infty)$, qu'on obtient en enlevant les polariseurs, ils ont abouti à une inégalité qui a été violée par toutes les expériences sauf une [3]. La communauté scientifique en a déduit que la relation 2 n'était pas tenable et qu'il fallait abandonner l'idée de localité [10]. On voit en particulier que, si on applique la relation 2 à un appareil parfait et à des photons qui sont seulement corrélés en direction de propagation, on obtient

$$p_C(a,b) = \frac{1}{4} \quad ; \tag{3}$$

si on suppose que les photons sont en plus corrélés en polarisation, et qu'on prend pour variable λ l'angle entre l'axe de référence choisi pour définir a et b et la direction de polarisation commune aux deux photons, on a [11]

$$p_C(a,b) = \frac{1}{4} + \frac{1}{8}\cos 2(a-b) \quad , \tag{4}$$

qui est encore en contradiction flagrante avec (1).

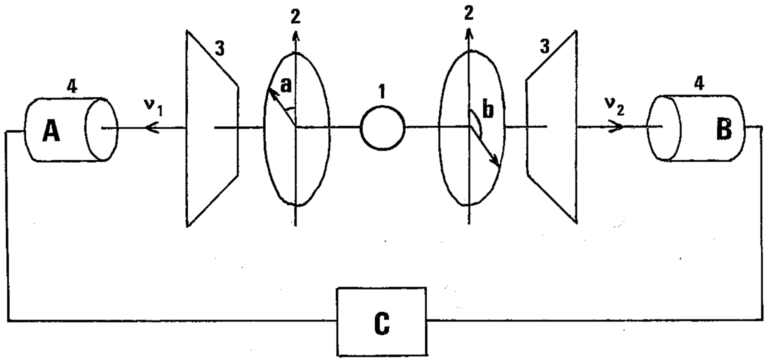

Figure 1. Schéma de principe d'un test E.P.R. avec polariseurs (1: source, 2: polariseurs, 3: filtres, 4: photo-multiplicateurs).

Considérons un gantier qui fabrique alternativement des paires de gants blancs ou noirs. Pour surveiller sa fabrication, il prélève au hasard une paire toutes les semaines, et il expédie aussitôt pour expertise le gant gauche chez l'inspecteur Bertl à Paris, et le gant droit chez l'inspecteur Mann à Genève. Les résultats lui sont téléphonés et le gantier peut ainsi vérifier que M. Bertl, tout comme M. Mann, reçoit en moyenne un gant blanc une fois sur deux mais que, lorsque M. Bertl reçoit un gant blanc, M. Mann reçoit toujours aussi un gant blanc. Ceci est d'ailleurs conforme à ses prévisions car la probabilité pour qu'un inspecteur reçoive un gant blanc est égale à 1/2 et, si les gants sont correctement appariés, la probabilité pour qu'ils soient tous les deux de la même couleur est égale à 1.

Appliquons le même principe des probabilités composées au cas où les photons sont supposés doublement corrélés, en propagation et en polarisation. La probabilité $p_C(\lambda, a, b)$ pour que les photons 1 et 2 soient comptés en même temps en C est égale à la probabilité $p_A(\lambda, a)$ pour que le photon 1 soit compté en A, multipliée par la probabilité $p_{B:A}(\lambda, a, b)$ pour que le photon 2 soit compté en B, sachant que le photon 1 l'a été en A :

$$p_C(\lambda, a, b) = p_A(\lambda, a) p_{B:A}(\lambda, a, b) \quad . \tag{5}$$

Considérons un appareil parfait (Fig. 1). Si le photon 1 pénètre dans la partie gauche, sa probabilité de comptage par le photo-multiplicateur A est, conformément à la théorie semi-classique du rayonnement, proportionnelle à l'énergie de ce photon ; l'application de la loi de Malus montre qu'elle est égale à

$$p_A(\lambda, a) = p_A(\lambda, \infty)\cos^2(\lambda - a) \quad , \tag{6}$$

avec

$$p_A(a) = \int_0^\pi p_A(\lambda, a)d\lambda = \frac{1}{2} \quad . \tag{7}$$

Si le premier photon a été compté, il n'y a aucune raison pour que le second ne le soit pas aussi, puisque sa direction de propagation est exactement corrélée et que l'appareil est supposé parfait, dans la mesure toutefois où le photon n'est pas éteint par le polariseur. Puisque sa direction de polarisation est la même que celle du premier photon, sa probabilité de comptage est la même que celle pour que le photon 1 fût encore compté si le polariseur de droite (avec l'orientation b) était placé à la suite du polariseur de gauche (avec l'orientation a) [12]. On en tire

$$p_{B:A}(\lambda, a, b) = \cos^2(a - b) \quad , \tag{8}$$

qui ne dépend pas de λ. En portant (6) et (8) dans (5), on obtient

$$p_C(\lambda, a, b) = p_A(\lambda, \infty)\cos^2(\lambda - a)\cos^2(a - b) \quad .$$

Une intégration pour λ variant de 0 à 180°, compte tenu de (7), donne enfin

$$p_C(a, b) = \frac{1}{2}\cos^2(a - b) \quad . \tag{9}$$

Ainsi, la double corrélation en directions des deux photons conduit de façon tout à fait classique au même taux de coïncidence que la mécanique quantique (relation 1). Il faut cependant remarquer que la factorisation, qui existe dans la relation 2 [13], n'apparaît plus dans la relation 5 et c'est ce qui explique la différence entre (4) et (9). Mais la relation 2 omet de tenir compte des connexions qui existent entre les deux compteurs, situés en A et B, et le compteur de coïncidence ; celui-ci est situé en C et c'est tout à fait localement qu'il reçoit les informations en provenance de A puis de B.

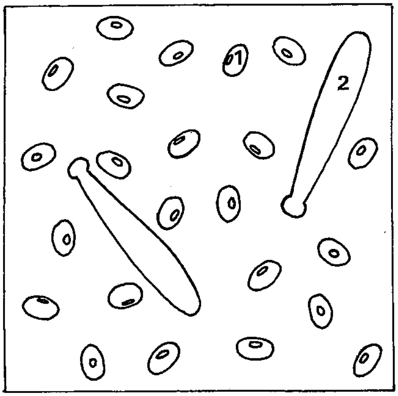

Figure 2. Source de lumière (1 : onde vide, 2 : photon).

Il faut enfin comprendre pourquoi les deux photons sont doublement corrélés. Or, dans une étude précédente [14], nous avons proposé une explication entièrement classique –et plus précisément relativiste– des propriétés corpusculaires de la lumière, telles qu'elles sont en particulier exhibées dans les expériences dites à photon unique. Nous avons été conduit à supposer que, lors d'un saut électronique à l'intérieur d'un atome, le rayonnement est émis selon deux lobes, qui viennent se confondre en un seul pinceau extrêmement fin quand la vitesse de l'électron devient ultra-relativiste ; et nous avons attribué les propriétés corpusculaires de la lumière à la phase, très brève mais qui se répète pour un très grand nombre d'atomes, pendant laquelle le rayonnement émis par l'électron est ainsi concentré dans un pinceau très fin, orienté dans le sens du vecteur vitesse (Fig. 2).

Les photo-multiplicateurs utilisés dans les tests E.P.R. ne sont sensibles qu'à ce type de rayonnement. Les photons 1 et 2 de la cascade correspondent à deux pinceaux qui sont émis presque simultanément suivant la même direction mais en sens opposés (un peu comme si l'électron "rebondissait" sur le niveau intermédiaire). On sait par ailleurs que le rayonnement synchrotron est très fortement polarisé et les deux pinceaux ont la même direction de polarisation, dans le même sens ou en sens opposés suivant le type de cascade considéré. En résumé, ces deux pinceaux sont doublement corrélés : en direction de propagation et en direction de polarisation. Chaque polariseur se comporte donc comme un analyseur et la loi de Malus est bien applicable à chacun des pinceaux.

Note: Un livre, récemment publié (*Relations d'incertitudes*, Presse Universitaires de Grenoble, 1991), présente une synthèse des idées exprimées ici et dans trois articles précédents des *Annales* (**11**, 101; **11**, 313; **14**, 207).

Références

[1] J.F. Clauser et A. Shimony, *Rep. Prog. Phys.* **41** (1978) 1881.
[2] S.J. Freedman et J.F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 938.
[3] R.A. Holt et F.M. Pipkin, Harvard University preprint (1974).
[4] J.F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1223.
[5] E.S. Fry et R.C. Thompson, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 465.
[6] A. Aspect, P. Grangier et G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 460. A. Aspect, P. Grangier et G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 91. A. Aspect, J. Dalibard et G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1804.
[7] W. Perrie, A.J. Duncan, H.J. Beyer et H. Kleinpoppen, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1790.
[8] J.S. Bell, *Physics* **1** (1964) 195.
[9] J.F. Clauser et M.A. Horne, *Phys. Rev.* **D 10** (1974) 526.
[10] B. d'Espagnat, *Pour la Science* n°27 (1980) 72.
[11] T.W. Marshall, *Phys. Lett.* **A 99** (1983) 163.
[12] C. Cormier-Delanoue, *Ann. Fond. Louis de Broglie* **9** (1984) 143.
[13] A. Fine, *Found. Phys.* **19** (1989) 453.
[14] J. Perdijon, *Ann. Fond. Louis de Broglie* **14** (1989) 207.

(Manuscrit reçu le 3 octobre 1989)