

1979-4

EINSTEIN

1879-1955

Colloque du Centenaire
Collège de France
6-9 juin 1979

Organisé par le Ministère de la Culture et de la communication
avec le concours du CNRS

pp 299-305
« Non interprétation de la
corrélation d'Einstein »
Olivier Costa de Beauregard

EXTRAIT

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



MON INTERPRETATION DE LA CORRELATION D'EINSTEIN

O. Costa de Beauregard

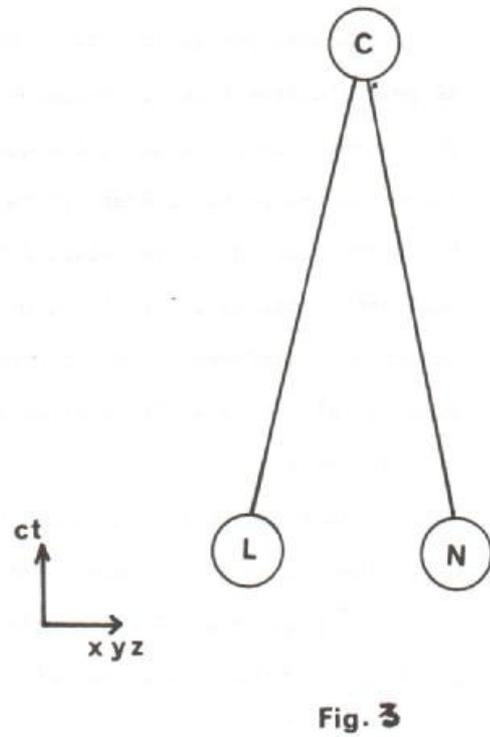
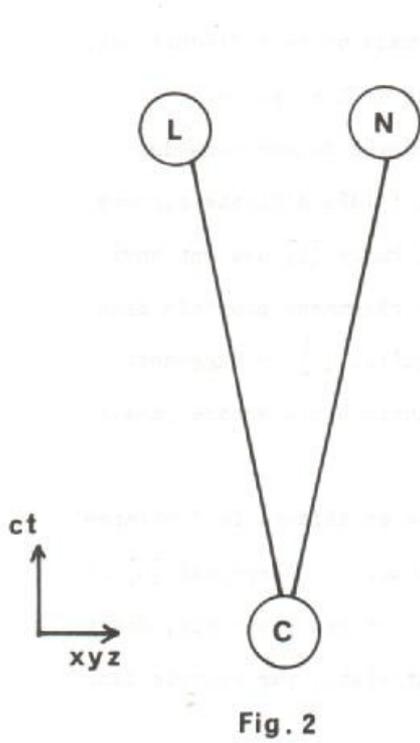
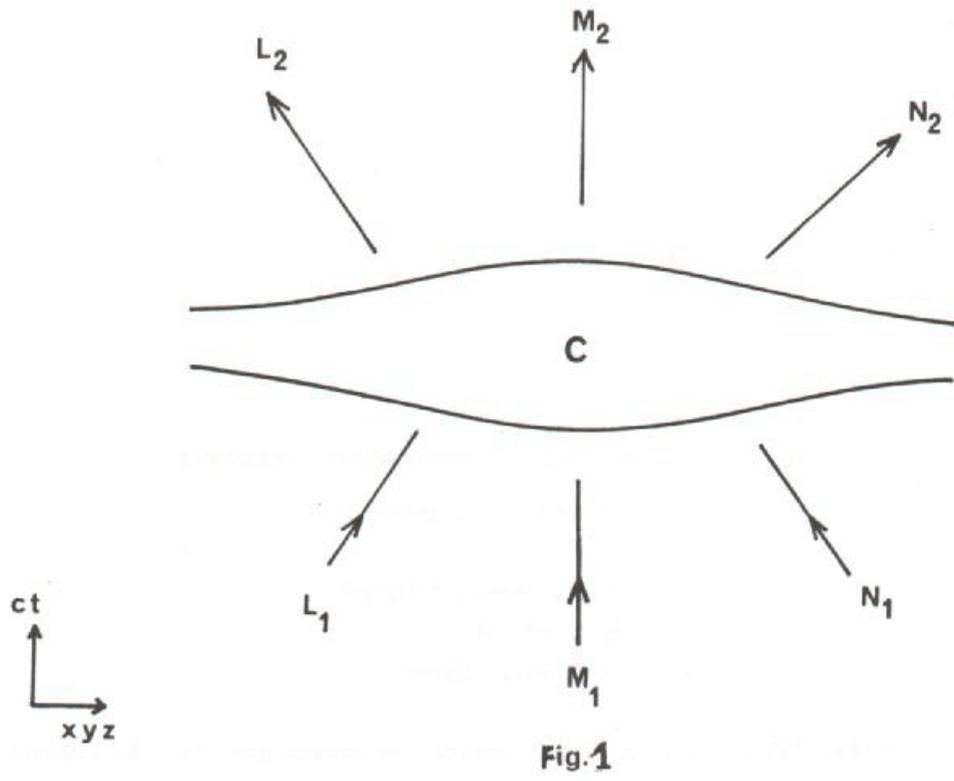
Institut Henri Poincaré
11 rue Pierre et Marie Curie
75231 Paris Cedex 05

Eberhard [1] conclut un récent article en disant que, dans le présent contexte théorique et expérimental, quatre, et seulement quatre, issues ne sont pas fermées:

1° On calcule, parcequ'on sait que celà réussit, mais on ne réfléchit pas, de peur d'attraper une migraine. C'est la politique de l'autruche.

2° Peut-être la mécanique quantique sera-t-elle trouvée fausse dans des circonstances particulières. C'était, semble-t-il, l'idée d'Einstein, comme M. Jammer vient de le rappeler. Schrödinger [2] et Furry [3] avaient envisagé cette possibilité en 1935, et Selleri [4] l'a récemment proposée dans un contexte différent. Les expériences faites jusqu'ici [5] ne suggèrent rien de tel, et le schème général de mécanique quantique n'a encore jamais été pris en défaut.

3° Peut-être est-ce la relativité qui est ici prise en défaut, le "collapse du ψ " étant un phénomène non-covariant du genre espace. B. d'Espagnat [6] et C. Piron [7] ont exprimé cette idée, qui me semble fort peu plausible, étant donné que le schème de la mécanique quantique relativiste, par exemple dans



le formalisme de la matrice S, où tout est explicitement covariant, rend parfaitement compte des faits expérimentaux.

4° Si on veut garder les yeux ouverts et qu'on ne perd confiance ni en la mécanique quantique, ni en la relativité, une seule issue, dit Eberhard, reste à considérer: changer notre conception de la causalité. Il cite à ce sujet, notamment, la proposition de Stapp [8] et la mienne [9], qui sont très voisines.

Ma proposition consiste en une lecture directe, et quasi-naïve, du formalisme de la mécanique quantique relativiste tel qu'il existe, soit sous la forme de la seconde quantification ("matrice-S" dans le schème de Schwinger-Dyson-Feynman), soit sous la forme covariante de première quantification que j'ai proposée [10].

Soit le schème de la matrice S en "description d'interaction", choisie parce que les particules interagissantes y sont traitées comme initialement et finalement séparées (Fig. 1). L'amplitude de transition entre un état initial (loin dans le passé) et un état final (loin dans le futur), formés chacun d'une collection de particules "indépendantes" (la raison des guillemets apparaîtra plus loin) se calcule par les règles de Feynman et jouit des propriétés suivantes:

1° Le calcul est explicitement covariant relativiste.

2° Il est intrinsèquement symétrique en futur et passé, en ce sens qu'il donne conjointement, et sous la même forme, la probabilité prédictive de l'état final à partir de l'état initial et la probabilité rétrodictive de l'état initial à partir de l'état final; (le fait qu'on choisisse le propagateur temporellement asymétrique de Feynman pour décrire les particules virtuelles est un simple détail qui relève de considérations de commodité macroscopique).

3° La probabilité de transition déduite de l'amplitude de Feynman obéit au schème du "calcul ondulatoire des probabilités" de Born (1926). Son expression contient donc en général des termes carrés qui, s'il étaient seuls, redonneraient l'ancienne "loi d'addition des probabilités partielles", plus des termes rectangles, qui contiennent les différences des phases, et sont analogues à des termes d'interférence, ou de battement.

4° De la présence de ces termes rectangles (toujours virtuelle, même si une diagonalisation les fait apparemment disparaître) résultent les "paradoxaes" corrélations d'Einstein entre particules entrantes $L_1 M_1 N_1 \dots$ ou sortantes $L_2 M_2 N_2 \dots$, d'après lesquelles il est mathématiquement exclu que "les dés" de notre jeu de hasard soient "jetés" dans la région spatio-temporelle d'interaction C. Les "dés sont jetés" corrélativement aux instants-points de mesure $L_2 M_2 N_2 \dots$ dans un problème prédictif, ou aux instants-points de préparation $L_1 M_1 N_1 \dots$ dans un problème rétrodictif. Voyons ceci plus en détail.

5° Du schème général de la transition (Fig. 1) l'on tire ceux de la corrélacion prédictive entre mesures futures (Fig. 2) et de la corrélacion rétrodictive entre préparations passées (Fig. 3). Au premier appartiennent, notamment, les corrélations de polarisation des photons d'une paire issue d'une cascade atomique ou de la désintégration du positronium, discutées à cette table ronde. Au second correspondent des phénomènes eux aussi parfaitement réels et déjà étudiés expérimentalement, par exemple dans les expériences d'interférence de deux lasers indépendants de Pfligor et Mandel [11].

Pfligor et Mandel ont fait interférer deux lasers indépendants, et ceci à des intensités si faibles qu'il n'y avait (en moyenne) jamais plus d'un photon à la fois en vol dans l'appareillage. Le calcul montre alors (et il est substantiellement identique à celui fait à propos des trous d'Young, par Heisenberg et par Born) que, si l'interférence a lieu (ce qui est le cas :

le dispositif expérimental est suffisamment sophistiqué pour qu'on l'affirme) l'on ne peut pas rétrodire duquel des deux lasers chaque photon reçu a été émis. En d'autres termes, chaque photon détecté a été émis indivisément par les deux lasers à l'unisson, comme si chacun "savait" ce que fait l'autre, du fait de leur interaction future!

Il y a donc ici non séparabilité de deux préparations qui vont interagir, comme il y avait, dans le cas de la Figure 2, non séparabilité de deux mesures sur des particules ayant interagi.

6° Au total, ni les particules entrantes, ni les particules sortantes de la Figure 1 ne sont indépendantes (comme on l'avait cru à tort). Les mesures $L_2 M_2 N_2 \dots$ sont corrélées par leur commun passé, et les préparations $L_1 M_1 N_1 \dots$ sont corrélées par leur commun futur, en C.

Le zigzag de Feynman est donc le "deus ex machina" de la corrélation et le "sorcier" du paradoxe d'Einstein.

7° La formule de la corrélation est invariante par déplacements arbitraires des instants-points de préparation $L_1 M_1 N_1 \dots$ ou de mesure $L_2 M_2 N_2 \dots$ le long de leurs faisceaux respectifs. Ce fait, qui a été testé expérimentalement [12], semble difficile à justifier dans un schème non covariant...

En conclusion, le formalisme de la mécanique quantique relativiste rend parfaitement compte des faits. Le problème est donc essentiellement un problème d'interprétation de faits "surprenants mais vrais" (définition d'un "paradoxe" dans tous les dictionnaires) fort bien décrits par la mathématique. Il en allait de même aux temps de l'héliocentrisme de Copernic ou de la relativité d'Einstein...

La "recette mathématique" de Copernic substituait aux épicycloïdes du géocentrisme les cercles de l'héliocentrisme. Celle d'Einstein déclarait vrais, mais relatifs, l'espace et le temps des formules de Lorentz. La

"recette mathématique" que je fais mienne ici est celle des amplitudes de transition de Feynman, impliquant la covariance sous le groupe de Poincaré complet (incluant les retournements du temps).

J'ai discuté ailleurs l'aspect "première quantification" [13] de cette approche, ainsi que certains aspects de la "Weltanschauung" compatible avec ces formalismes [14].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Ph. Eberhard, Nuovo Cim. 46B, 392 (1978).
- [2] E. Schrödinger, Proc. Camb. Phil. Soc. 31, 555 (1935).
- [3] W. Furry, Phys. Rev. 49, 393 (1936).
- [4] F. Selleri, Found. Phys. 8, 103 (1978); L. Schisvulli et F. Selleri, preprint.
- [5] S. J. Freedman et J. F. Clauser, Phys. Rev. Lett. 28; 938 (1972); J. F. Clauser, Phys. Rev. Lett. 36, 1223 (1976). E.S. Fry et R.C. Thompson, Phys. Rev. Lett. 37, 465 (1976), L.R. Kasday, J.D. Ullmann et C. S. Wu, Nuovo Cim. 25B, 663 (1975); M. Lamehi-Rachti et W. Mittig, Phys. Rev. D 14, 2543 (1976).
- [6] B. d'Espagnat, Conceptual Foundations of Quantum Mechanics, 2e éd., Benjamin, New York, 1976, p.90, 238, 265, 281.; Lettres Epistem. 19, 19 (1978).
- [7] C. Piron, Lettres Epistem. 19, 1 (1978).
- [8] H. P. Stapp, Nuovo Cim. 29B, 270 (1975).
- [9] O. Costa de Beauregard, C.R. Ac. Sci. 236, 1632 (1953); Rev. Intern. Philos. 61-62 (1962); Dialectica 19, 280 (1955); Proc. Intern. Conf. Thermodynamics, P.T. Landsberg ed., Butterworths, Londres 1970, p. 539; Nuovo Cim. 42B, 41 (1977) et 51B, 267 (1979); Lett. Nuovo Cim. 25, 91 (1979).
- [10] O. Costa de Beauregard, Précis de mécanique quantique relativiste, Dunod, Paris, 1967.

- [11] R. L. Pfligor et L. Mandel, Phys. Rev. 159, 1084 (1967); Journ. Opt. Soc. Amer. 58, 946 (1968).
- [12] A. R. Wilson, J. Lowe et D. K. Butt, J. Phys. G, 2, 613 (1976).
- [13] O. Costa de Beauregard, Nuovo Cim. 42B, 41 (1977).
- [14] O. Costa de Beauregard, Found. Phys. 6, 539 (1976); Synthèse 35, 129 (1977).