C. R. Acad. Sc. Paris, t. 268, p. 1449-1451 (9 juin 1969). **Série B**

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur le choc des particules en Mécanique ondulatoire.* Note de MM. **Louis de Broglie**, Membre de l'Académie et **Joao Andrade e Silva**.

Les auteurs montrent qu'en introduisant l'idée de la localisation permanente de la particule dans son onde et en tenant compte de la limitation des trains d'ondes on arrive à éviter les paradoxes que l'on rencontre dans l'interprétation usuellement admise dans la théorie du choc des particules.

Pour aborder le problème du choc de deux particules en Mécanique ondulatoire, nous commencerons par faire les remarques suivantes. L'onde plane monochromatique n'existe jamais réellement, elle n'est jamais qu'approximativement réalisée sous la forme de trains d'ondes presque monochromatiques à très faible largeur spectrale. Comme l'a remarqué Schrödinger, s'il n'en était pas ainsi, le choc de deux particules n'aurait ni commencement, ni fin : elles seraient perpétuellement en état de choc. En outre, toutes les particules autres que les photons ont, l'expérience le prouve pour les électrons, des trains d'ondes dont les dimensions sont très petites de l'ordre du micron, de sorte que, s'ils ont des vitesses un peu différentes, ils se séparent très rapidement et deviennent alors entièrement indépendantes. Ces remarques sont fondamentales pour l'étude du choc des particules.

Envisageons d'abord une particule pour laquelle la fonction d'onde statistique Ψ (qui, dans notre théorie de la double solution, est définie à partir de l'onde réelle v par la relation $\Psi = Cv$) est de la forme $\Psi = \sum_k c_k \Psi_k$ où Ψ_k est une composante sensiblement monochromatique qui correspond à la valeur W_k de l'énergie. Nous sommes d'accord avec l'interprétation usuelle de la Mécanique quantique pour dire que la probabilité p_k pour qu'une mesure de l'énergie fournisse la valeur W_k est $p_k = |c_k|^2$, car ce résultat peut se justifier avec les conceptions de la théorie de la double solution.

Mais voici où notre point de vue diffère de celui qui est habituellement adopté par les partisans de l'interprétation habituelle de la Mécanique quantique. Pour eux, après l'action de l'appareil de mesure, la particule est « potentiellement » présente dans tous les trains d'ondes Ψ_k finalement séparés : c'est seulement quand nous observons la présence de la particule dans l'un de ces trains d'ondes, disons le $k^{\text{ième}}$, qu'elle s'y localise et que l'énergie W prend la valeur correspondante W_k, la probabilité de cet événement étant $|c_k|^2$. Pour nous, une telle conception est inadmissible parce que nous admettons que la particule est constamment localisée dans son onde et l'idée qu'une simple observation puisse localiser la particule nous paraît inconveable. Pour nous, après l'action de l'appareil de mesure, la particule se trouve dans l'un des trains d'ondes devenu isolé avec la valeur correspondante de l'énergie. Mais, tant que sa présence ne se manifeste pas à nous par un effet observable, nous *ignorons* dans quel train d'ondes elle se trouve et nous pouvons seulement dire qu'il y a probabilité $p_k = |c_k|^2$ pour qu'elle soit dans le train d'ondes où $W = W_k$. La probabilité p_k intervient seulement comme résultat de notre ignorance et elle est définie à la façon classique comme se rapportant à un fait qui existe déjà, mais que nous ignorons.

Passons maintenant au cas de l'interaction entre deux particules A et B de nature différente. Supposons qu'au début elles soient portées par deux trains d'ondes $A^{(0)}$ et $B^{(0)}$ sensiblement monochromatiques d'énergies $W_A^{(0)}$ et $W_B^{(0)}$ et de quantités de mouvement $\vec{p}_A^{(0)}$ et $\vec{p}_B^{(0)}$ qui sont éloignés l'un de l'autre. Les trains d'ondes viennent ensuite se rejoindre et l'interaction commence. Depuis les travaux de Schrödinger en 1926, on la décrit par la propagation d'une onde Ψ dans l'espace fictif de configuration du système des deux particules. Si l'on tient compte du caractère limité des trains d'ondes, on parvient ainsi au résultat suivant. Avant l'interaction, la fonction Ψ de l'espace de configuration est $\Psi = \Psi_A^{(0)}\Psi_B^{(0)}$ et correspond à l'énergie $W_A^{(0)} + W_B^{(0)}$ et à la quantité de mouvements $\vec{p}_A^{(0)} + \vec{p}_B^{(0)}$. Après la fin de l'interaction, on a $\Psi = \sum_k c_k \Psi_A^{(k)}\Psi_B^{(k)}$ où $\Psi_A^{(k)}$ et $\Psi_B^{(k)}$ correspondent à des trains d'ondes A_k et B_k séparés dans l'espace physique. On a alors la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement exprimée par $W_A^{(k)} + W_B^{(k)} = W_A^{(0)} + W_B^{(0)}$ et $\vec{p}_A^{(k)} + \vec{p}_B^{(k)} = \vec{p}_A^{(0)} + \vec{p}_B^{(0)}$, quel que soit k. La probabilité pour que la particule A soit dans le train d'ondes $\Psi_A^{(k)}$, la particule B étant dans le train d'ondes *correlé* $\Psi_B^{(k)}$, est $|c_k|^2$. Le fait que les deux trains d'ondes sont correlés est traduit par le fait que dans le développement du Ψ final, il n'y a qu'un seul c_k pour le produit $\Psi_A^{(k)}\Psi_B^{(k)}$.

Que dit-on alors dans l'interprétation généralement adoptée ? On dit que dans l'état final les deux particules sont « potentiellement » présentes, chacune dans son train d'ondes, dans tout l'ensemble des trains d'ondes correlés. C'est seulement, dit-on, quand nous observons la présence d'une des particules dans un train d'ondes, disons de la particule A dans le train d'ondes A_k, qu'elle se localise dans ce train d'ondes. Nous retrouvons ainsi la conclusion qui nous avait paru inadmissible dans le cas d'une seule particule, mais ici il y a pire. En effet, le seul fait d'observer la présence de la particule A dans A_k devrait avoir aussi pour conséquence de localiser la particule B dans le train d'ondes B_k correlé de A_k. Or, au moment de cette localisation de A dans A_k, B_k qui s'est séparé de A_k peut s'en trouver très éloigné. Einstein et Schrödinger avaient depuis longtemps aperçu cette conséquence des conceptions adoptées en Mécanique quantique et souligné le caractère inadmissible de cette action instantanée à grande distance. Schrödinger avait dit : « Ce serait de la magie ».

Avec nos idées, nous pouvons échapper à cette conclusion déraisonnable. En effet, les études que nous avons faites sur la méthode de l'espace de configuration (1) nous ont conduits à penser qu'elle ne donne qu'une image *incomplète* de ce qui se passe dans l'espace physique. En particulier, la localisation permanente des particules dans leur onde et leur agitation aléatoire brownienne lui échappent presque complètement. La théorie usuelle ne peut donc aucunement prévoir que les deux particules A et B sont, après la fin de leur interaction, portées chacune par l'un et l'autre des trains d'ondes correlés A_k et B_k d'un même couple. Au contraire, avec nos conceptions qui postulent qu'une particule est toujours localisée dans son onde, cela devient évident. Nous aurons donc après la fin de l'interaction une série de trains d'ondes correlés A_1B_1, A_2B_2, ... séparés dans l'espace, mais un seul de ces trains correlés, disons le $k^{\text{ième}}$, portera la particule A dans A_k et la particule B dans B_k. Tant que la présence d'une de ces particules dans un train d'ondes ne se sera pas manifesté à nous par un effet observable, nous ignorerons quel est le couple de trains d'ondes correlés qui contient les particules et cette ignorance nous conduira à introduire pour chaque couple de trains d'ondes A_eB_e une probabilité $p_e = |c_e|^2$ d'y déceler la présence d'une des particules, cette probabilité étant définie à la façon classique d'une manière parfaitement claire. Si, à un moment donné, nous constatons la présence de la particule A dans A_k, c'est que cette particule était déjà dans A_k depuis la fin de l'interaction. Et, par là même, nous *apprenons* que la particule B est dans B_k depuis la fin de l'interaction. Tout devient clair et il n'y a plus de magie !

L'ensemble des idées que nous venons d'exposer paraît de nature à écarter les paradoxes qui se présentent dans les interprétations actuelles des formalismes quantiques. En particulier, ces idées devraient permettre de considérer sous un jour nouveau les notions de « cas purs » et de « mélanges » introduites naguère par von Neumann.

(1) ANDRADE E SILVA, *Thèse de Doctorat*, Gauthier-Villars, Paris, 1960; L. DE BROGLIE, *J. Phys.*, 20, 1959, p. 968.

(94, *rue Perronet*, 92-*Neuilly-sur-Seine, Hauts-de-Seine.*)