# La réinterpretation de la mécanique ondulatoire

Jubilee article

L. DE BROGLIE, Lic. ès lett., Dr ès Sc., For. Mem. R.S., Hon.F.Inst.P., *Nobel Laureate*

Les idées qui m'avaient guidées en 1923–24 lors de la découverte de la mécanique ondulatoire et celles que j'avais ensuite développées jusqu'en 1928 étaient tout à fait différentes de l'interprétation de cette découverte qui fut ensuite proposée par l'Ecole de Copenhague et notamment par Max Born, Niels Bohr et Werner Heisenberg. A partir de 1928, n'ayant pu développer complètement mes conceptions à ce sujet et constatant le succès et le caractère rigoureux des formalismes qui sont aujourd'hui connus sous les noms de mécanique quantique et de théorie quantique des champs, j'ai adopté et enseigné pendant plus de 20 ans l'interprétation de l'Ecole de Copenhague. Néanmoins, convaincu que derrière les formalismes abstraits des théories, il existe une réalité physique que l'ont doit pouvoir se représenter clairement, j'ai souvent ressenti une impression de malaise en réfléchissant à l'interprétation de la physique quantique devenue aujourd'hui 'orthodoxe'.

A partir de 1951, à la suite de longues réflexions et après la lecture d'un article de M. David Bohm où il retrouvait quelques unes de mes idées primitives, j'ai décidé de reprendre la tentative d'interprétation que j'avais donnée en 1927. Aidé par un très petit nombre de chercheurs que je dois remercier de s'être engagés avec moi dans cette voie difficile, j'ai fait à ce sujet un grand nombre de publications dont les principales figurent dans la bibliographie (l'auteur 1956, 1957, 1960, 1963*a*, 1966*a* et *sous presse*).

Ces publications ont comporté une partie critique consacrée à la mise en évidence des difficultés que soulève l'interprétation orthodoxe de la physique quantique et une partie constructive où j'ai cherché à développer, autant que j'ai pu le faire, les idées nouvelles que je propose. Je ne développerai pas ici la partie critique de mes réflexions et je renverrai les lecteurs curieux de les connaitre aux ouvrages indiqués dans la bibliographie. Je me bornerai à indiquer les grandes lignes de la partie constructive de mon travail et les perspectives d'avenir que le développement de ces idées peut comporter.

Je crois que la meilleure manière d'aborder cet exposé est de rappeler les idées qui m'ont guidé lors de la découverte de la mécanique ondulatoire, idées que j'ai souvent exposées dans mes cours, mais qui ne sont jamais rappelées d'une façon exacte dans les exposés de la mécanique quantique.

## LES ORIGINES DE LA MÉCANIQUE ONDULATOIRE

Quand j'ai eu en 1923–24 mes premières idées sur la mécanique ondulatoire (l'auteur 1923, 1924), j'ai été guidé par le désir de faire une véritable synthèse physique valable pour toutes les particules de la coexistence des ondes et des particules découverte en 1905 par Einstein pour les photons dans sa théorie des quanta de lumière. Je ne mettais pas alors un instant en doute le caractère de réalité physique de l'onde et de la particule.

Une remarque m'avait surtout frappé. La phase d'une onde plane monochromatique écrite sous la forme $2\pi\nu[t-(\alpha x+\beta y+\gamma z)/\lambda]$ permet de définir un quadrivecteur d'espace–temps 'onde' de composantes $\nu/c$, $\alpha\nu/V$, $\beta\nu/V$ et $\gamma\nu/V$ où $V$ est la vitesse de propagation de la phase. Cela montre que la fréquence $\nu$ de l'onde se transforme comme une énergie par la formule $\nu_0(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, alors que la fréquence d'une horloge se transforme suivant la formule $\nu = \nu_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$ comme cela résulte de la théorie relativiste du ralentissement des horloges.

J'avais ensuite remarqué le quadrivecteur défini par le gradient d'espace–temps de la phase d'une onde plane monochromatique pouvait être mise en relation avec le quadrivecteur impulsion–énergie d'une particule en introduisant la constante $h$ de Planck et en posant:

$$W = h\nu,\ p = h/\lambda \tag{1}$$

pour relier l'énergie $W$ et la fréquence $\nu$ d'une part, la quantité de mouvement $p$ et la longueur d'onde $\lambda$ d'autre part. J'étais ainsi amené à imaginer que la particule, constamment localisée en un point de l'onde, possédait cette énergie et cette quantité de mouvement et qu'elle décrivait l'un des rayons rectilignes de l'onde.

Mais, et ceci n'est jamais rappelé dans les exposés usuels de la mécanique quantique, j'avais aussi remarqué que, si la particule est considérée comme contenant au repos l'énergie $M_0c^2 = h\nu_0$, il était naturel de l'assimiler à une petite horloge de fréquence propre $\nu_0$ de sorte que, quand elle est en mouvement avec la vitesse $\beta c$, sa fréquence interne différente de celle de l'onde est $\nu = \nu_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$. J'avais alors facilement démontré qu'au cours du mouvement que je lui attribuais dans l'onde, la particule avait une vibration interne qui restait constamment en phase avec celle de l'onde.

L'exposé fait dans ma thèse avait l'inconvénient de ne s'appliquer qu'au cas particulier de l'onde plane monochromatique qui n'est jamais rigoureusement réalisée dans la nature en raison de l'existence inévitable d'une largeur spectrale. Je voyais bien que, si une onde complexe peut être représentée par une intégrale de Fourier, c'est-à-dire par une superposition de composantes, ces composantes n'existent que dans l'esprit du théoricien et que, tant que ces composantes n'ont pas été séparées par un processus physique qui détruit la superposition initiale, c'est cette superposition qui est la réalité physique. Je fus donc amené, peu de temps après ma thèse, à généraliser les idées qui m'avaient guidé dans ce travail en distinguant l'onde physique réelle de ma théorie de l'onde fictive $\psi$ à signification statistique et arbitrairement normée qu'à la suite des travaux d'Erwin Schrödinger et de Max Born, on commençait à introduire systématiquement dans les exposés de la mécanique ondulatoire et qui n'était pas l'onde que j'avais conçue. C'est ainsi que mes réflexions m'ont amené à exposer dans un article du *Journal de*

*Physique* (l'auteur 1927) sous le nom de 'théorie de la double solution' une nouvelle interprétation de la mécanique que ondulatoire pour le cas d'une onde quelconque et à généraliser la loi du mouvement de la particule que je n'avais jusqu'alors envisagée que dans le cas trop particulier de l'onde plane monochromatique.

### LA THÉORIE DE LA DOUBLE SOLUTION

Je ne veux pas exposer ici en détail la théorie de la double solution et je me borne à renvoyer le lecteur aux exposés que j'ai publiés à ce sujet depuis une quinzaine d'années (voir l'introduction). J'indiquerai seulement les deux idées générales sur lesquelles repose cette théorie.

(i) L'onde étant selon moi une onde physique de très faible amplitude dont le rôle essentiel est de guider le mouvement des fortes concentrations locales d'énergie qui constituent les particules, elle ne peut être arbitrairement normée. Elle doit être distincte de l'onde à signification statistique utilisée en mécanique quantique. Je désigne par $\upsilon$ l'onde physique et, pour retrouver la signification statistique de l'onde $\psi$, je définis celle-ci par la relation $\psi = C\upsilon$, où C est un facteur de normalisation. C'est cette distinction, à mon avis essentielle, entre les deux solutions $\upsilon$ et $\psi$ de l'équation des ondes qui m'avait fait donner à ma théorie le nom de 'théorie de la double solution'.

(ii) Pour moi, la particule toujours bien localisée dans son onde au cours du temps constitue dans l'onde $\upsilon$ une très petite région de haute concentration de l'énergie que l'on peut, en première approximation, considérer comme une singularité mobile (voir à ce sujet les travaux de MM. Fer 1956 et Thiounn 1965*a*, *b*, 1966*a*, *b*). Des considérations qu'il serait trop long de reproduire ici m'ont conduit à admettre que le mouvement de la particule doit être défini de la façon suivante. Si la solution complexe de l'équation des ondes qui représente l'onde $\upsilon$ (ou, si l'on préfère, l'onde $\psi$, ce qui revient au même en raison de la relation $\psi = C\upsilon$) est écrite sous la forme:

$$\upsilon = a(x, y, z, t)\exp[i\hbar^{-1}\varphi(x, y, z, t)], \qquad (2)$$

où $a$ et $\varphi$ sont des fonctions réelles; l'énergie $W$ et la quantité de mouvement $\mathbf{p}$ de la particule quand elle occupe la position $(x, y, z)$ à l'instant $t$ sont données par les formules:

$$W = \partial\varphi/\partial t, \quad \mathbf{p} = -\operatorname{grad}\varphi, \qquad (3)$$

ce qui donne bien dans le cas de l'onde plane monochromatique les expressions (1), mais ce qui peut aussi s'appliquer à une onde quelconque. Si dans les formules (3) on écrit $W$ et $\mathbf{p}$ sous la forme $W = M_0c^2(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ et $\mathbf{p} = M_0\mathbf{v}(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, $\mathbf{v}$ étant la vitesse de la particule avec $|\mathbf{v}| = \beta c$, on obtient:

$$\mathbf{v} = \frac{c^2\mathbf{p}}{W} = -\frac{c^2\operatorname{grad}\varphi}{\partial\varphi/\partial t}. \qquad (4)$$

On peut appeler cette formule la 'formule du guidage de la particule par l'onde'. Elle se généralise facilement quand la particule est soumise à un champ extérieur.

Introduisons maintenant l'idée qui remonte, nous l'avons rappelé, aux origines de la mécanique ondulatoire suivant laquelle la particule peut être assimilée à une petite horloge de fréquence propre $\nu_0 = M_0c^2/h$ et attribuons-lui la vitesse $\mathbf{v}$ définie par la formule (4). Pour un observateur qui voit passer la particule avec la vitesse $\mathbf{v}$ la fréquence interne de la petite horloge est $\nu = \nu_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$. Cela permet de démontrer facilement que, même dans le cas général d'une onde qui n'est pas monochromatique plane, la vibration interne de la particule reste constamment en phase avec l'onde qui la porte. Ce résultat, qui contient comme cas particulier celui qui avait été primitivement obtenu pour l'onde plane monochromatique peut être considéré comme le contenu essentiel de la loi du guidage exprimée par (3) et (4) et en constitue l'énoncé le plus général (à ce sujet voir l'auteur 1967*c*).

La théorie montre alors facilement que la masse propre $M_0$ qui figure dans les expressions de $W$ et de $\mathbf{p}$ n'est pas en général égale à la masse propre $m_0$ usuellement attribuée à la particule. On la trouve en effet égale à:

$$M_0 = m_0 + q_0/c^2, \qquad (5)$$

où $q_0$ est dans le système propre de la particule une variation positive ou négative de son énergie de masse propre. La grandeur $q_0$ est le 'potentiel quantique' de la théorie de la double solution: elle a une valeur qui dépend de l'amplitude de la fonction d'onde. Dans les documents de la bibliographie (voir l'introduction), on trouvera l'expression de $q_0$ pour l'électron quand on emploie pour représenter son onde soit l'équation relativiste de Klein–Gordon, soit l'équation de Schrödinger qui en est la dégénérescence Newtonienne, soit enfin les équations plus complète de Dirac, et aussi pour le photon quand on emploie pour calculer l'onde électromagnétique les équations de Maxwell complétées par un très petit terme de masse.

### ASSIMILATION DE L'ÉNERGIE PROPRE D'UNE PARTICULE À UNE CHALEUR CACHÉE

Vers 1908, Planck et Laue ont démontré que, si un corps contient à son intérieur dans le système de référence où il est immobile une quantité de chaleur $Q_0$, la quantité de chaleur que ce corps transporte à son intérieur dans le système où il a la vitesse constante $\upsilon = \beta c$ est donnée par:

$$Q = Q_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}} \qquad (6)$$

qui, en raison de l'invariance de l'entropie, entraine pour la température la formule de transformation $T = T_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$.

La formule (1), longtemps admise sans contestation, a été récemment mise en doute par d'assez nombreux auteurs. Personnellement de longues réflexions sur ce problème, qui est difficile et où des confusions sont faciles, m'ont amené à la conviction que la formule (6) est bien exacte et qu'en particulier elle est sans aucun doute applicable à un très petit corps comme une particule. Je ne puis développer ici les raisons qui ont entrainé ma conviction et je me borne à renvoyer à des notes où j'ai exposé une partie de mes raisonnement (l'auteur 1966*d*, 1967*b*, Guessous *sous presse*).

Dans ces dernières années, depuis 1961, l'analogie entre les formules de transformation relativiste de la fréquence d'une horloge $\nu = \nu_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$ et d'une quantité de chaleur $Q = Q_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$ m'est apparue comme très importante pour la raison suivante. Si l'on considère une particule comme assimilable à une petite horloge de fréquence propre $\nu_0 = M_0c^2/h$, on est aisément conduit à penser que l'énergie interne de masse propre $M_0c^2$ de la particule pourrait être assimilée à une chaleur $Q_0$ cachée dans l'intérieur de la particule. En effet, une petite horloge contient dans son système propre une énergie d'agitation interne qui ne s'accompagne d'aucune quantité de mouvement globale, ce qui correspond à la définition la plus générale d'un corps contenant de la chaleur en état d'équilibre (voir l'auteur 1966*d*).

Si alors $Q_0 = M_0c^2$ est l'énergie calorifique de la particule dans son système propre, la chaleur qu'elle transporte à son intérieur dans le système de référence où elle est en mouvement avec la vitesse $\beta c$ sera $Q = Q_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}} = M_0c^2(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}} = h\nu_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$. La particule nous apparait alors comme étant à la fois une petite horloge de fréquence $\nu = \nu_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$ et un petit réservoir de chaleur de contenu $Q = Q_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$ en mouvement avec la vitesse $\beta c$. Et c'est seulement l'identité des transformations pour la chaleur et pour la fréquence d'une horloge qui rend possible ce double aspect.

## LA THERMODYNAMIQUE CACHÉE DES PARTICULES

La dynamique relativiste nous apprend que la fonction de Lagrange d'une particule qui n'est soumise à aucun champ extérieur, dont la masse propre est $M_0$ et qui est en mouvement avec la vitesse $\beta c$ est $L = -M_0c^2(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$. Par définition, l'intégrale d'Action est $\int Ldt = -\int M_0c^2dt_0$, $dt_0$ étant l'elément de temps propre de la particule. L'action étant visiblement invariante, il est tentant d'établir une relation entre les deux invariants fondamentaux qui sont l'action et l'entropie, mais pour pouvoir le faire il faut donner à l'intégrale d'action une valeur bien définie en choisissant convenablement l'intervalle d'intégration dans le temps. Avec nos idées, il est naturel de choisir comme intervalle d'intégration la période $T$ de la vibration interne de la particule dans le système de référence où elle a la vitesse $\beta c$. Comme on a $T^{-1} = \nu = \nu_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}$, on peut ainsi définir une intégrale cyclique d'action $A$ en remarquant que, la période $T$ étant toujours très petite, on peut considérer $M_0$ et $\beta$ comme étant sensiblement constants dans l'intervalle d'intégration et en posant:

$$A = -\int_0^T M_0c^2(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}dt = -M_0c^2/\nu_0. \tag{7}$$

L'on est alors amené à définir l'entropie de l'état de la particule par:

$$S/k = A/h, \tag{8}$$

où $k$ et $h$ sont respectivement la constante de Boltzmann et celle de Planck. On a donc puisque $Q_0 = M_0c^2 - m_0c^2$

$$\delta S = -k\delta M_0c^2/h\nu_0 = -\delta Q_0/M_0c^2. \tag{9}$$

Nous arrivons *ainsi* à attribuer au mouvement de la particule dans son onde une certaine entropie et par suite une certaine probabilité $P$ donnée par la formule de Boltzmann.

De ces idées, j'ai pu tirer deux résultats qui me paraissent très importants (voir l'auteur 1963*b*, 1966*b*, *c* et 1967*a*): (i) le principe de moindre action n'est qu'un cas particulier du second principe de la thermodynamique; (ii) le privilège, dont Schrödinger avait souligné le caractère paradoxal, que la mécanique quantique actuelle attribue aux ondes planes monochromatiques et aux états stationnaires des systèmes quantifiés peut s'expliquer par le fait qu'ils correspondent à des maximums de l'entropie, les autres états étant non pas inexistants, mais seulement d'une bien moindre probabilité.

## LE THERMOSTAT CACHÉ

La conception thermodynamique d'une particule que nous venons d'exposer conduit à penser qu'une particule, même quand elle est isolée de tout corps macroscopique susceptible de lui fournir de la chaleur, est cependant constamment en contact thermique avec une sorte de thermostat caché dans ce que nous appelons le vide.

Nous avons assimilé une particule à un corps contenant de la chaleur parce que nous la considérons comme un système contenant une énergie d'agitation interne sans quantité de mouvement d'ensemble. Mais, ce système étant très simple, il parait difficile de lui attribuer une entropie et une température. Au contraire, le thermostat caché est, par définition, un système très complexe et l'on est amené à admettre qu'il fournit de la chaleur à la particule quand la masse propre de celle-ci augmente avec variation positive du potentiel quantique $\delta q_0 = \delta M_0c^2$ et qu'il reprend de la chaleur à la particule quand la masse de celle-ci diminue avec variation négative du potentiel quantique. Comme dans la théorie du mouvement Brownien d'Einstein, l'entropie définie par les formules (8) et (9) doit donc être l'entropie du thermostat caché et la quantité $\delta q_0$ est à la fois dans le système propre de la particule la variation du potentiel quantique et la variation $\delta Q_0$ de la chaleur interne de la particule. On peut donc écrire, dans le système de référence où la particule a la vitesse $\beta c$,

$$\delta S = -\frac{\delta Q_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}{T_0(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}} = -\frac{\delta Q_0}{T_0}, \tag{10}$$

le signe negatif s'expliquant par le fait que $\delta Q_0$ est la quantité de chaleur *perdue* par le thermostat caché dont $S$ est l'entropie. $T_0$ est définie par:

$$T_0 = h\nu_0/k = m_0c^2/k. \tag{11}$$

On ne doit pas trop s'étonner de voir que la température que le thermostat caché parait avoir pour la particule dépende de la masse propre $m_0$. En effet, c'est par l'intermédiaire de l'onde $\upsilon$ dont la structure dépend de $m_0$ que la particule est en contact avec le thermostat caché.

Le grand progrès accompli autrefois en thermodynamique quand on y a introduit la structure moléculaire de la matière et la mécanique statistique a permis de comprendre que, lorsqu'un corps possède un état thermodynamique en apparence stable, il subit en réalité constamment de petites fluctuations de moyenne nulle autour de cet état. C'est ainsi que l'on a pu développer la théorie de ces fluctuations et celle du mouvement Brownien. Nous devons nous attendre à rencontrer des circonstances analogues dans notre thermodynamique cachée.

Pour l'étude de ces questions, je renvoie encore à mes publications (l'auteur 1963*b*, 1966*b*, *c* et 1967*a*) et je me contenterai de rappeler le point suivant. J'ai montré dans mon livre (1966*b*), pp. 80–7, que pour justifier le fait bien établi que, du moins avec l'équation de Schrödinger, l'expression $|\psi(x, y, z, t)|^2 d\tau$ représente la probabilité de présence de la particule dans l'élément de volume $d\tau$ à l'instant $t$, il fallait admettre que la particule saute constamment d'une de ses trajectoires de guidage sur une autre. La trajectoire définie par la loi du guidage n'est donc qu'une trajectoire 'moyenne'; elle ne serait réellement décrite que si la particule ne subissait pas de continuelles perturbations dues à des échanges de chaleur aléatoires avec le thermostat caché.

Une comparaison simple fera mieux comprendre ce qui précède. Considérons l'écoulement hydrodynamique d'un fluide. Un granule placé dans le fluide se trouve entrainé par le mouvement d'ensemble de celui-ci. Si le granule est assez lourd pour ne pas subir sensiblement l'action des chocs individuels qu'il reçoit des molécules invisibles du fluide, il décrira l'une des lignes de courant de l'écoulement hydrodynamique. Si l'on assimile le granule à une particule, l'ensemble des molécules du fluide est comparable au thermostat caché de notre théorie et la ligne de courant décrite par le granule est sa trajectoire du guidage. Mais si le granule est suffisamment léger, son mouvement sera constamment perturbé par ses chocs individuels aléatoires avec les molécules du fluide. Il sera donc animé d'un mouvement Brownien qui le fera constamment sauter d'une ligne de courant sur une autre. Il en sera de même pour une particule en contact thermique avec le thermostat caché et l'on peut obtenir ainsi une théorie du mouvement Brownien de la particule dans son onde (voir ma note de 1967*a*).

## RÉSULTATS ACQUIS ET PERSPECTIVES D'AVENIR

Après avoir indiqué les grandes lignes de la réinterprétation de la mécanique ondulatoire que nous proposons, il est intéressant d'indiquer les résultats déjà acquis et les directions dans lesquelles elle pourrait être développée. Ces directions sont au nombre de quatre:

(i) réinterprétation du formalisme de la mécanique quantique,

(ii) développement de la thermodynamique cachée des particules,

(iii) réinterprétation de la théorie quantique des champs,

(iv) théorie des particules élémentaires.

La réinterprétation de la mécanique quantique est déjà très largement étudiée dans les publications que j'ai faites depuis 15 ans (voir l'introduction) et beaucoup de questions s'y trouvent déjà résolues. Je signalerai seulement en supplément la thèse de M. Andrade e Silva sur la réinterprétation de la mécanique ondulatoire des ensembles de particules dans l'espace de configuration établie autrefois par Schödinger (Andrade e Silva 1960) et les travaux que le même auteur a faits en collaboration avec moi sur la signification à notre point de vue des opérateurs utilisés en mécanique quantique (l'auteur et Andrade e Silva 1966, Andrade e Silva 1967). Nous poursuivons ces recherches notamment en ce qui concerne les propriétés des bosons et des fermions et nous pensons que l'on arrivera à une réinterprétation satisfaisante de tout le formalisme de la mécanique quantique bien qu'un travail important reste encore à faire dans ce domaine.

Le développement de la thermodynamique cachée des particules devra se faire dans la direction indiquée par mes travaux sur ce sujet (l'auteur 1963*b*, 1966*b*, *c* et 1967*a*). En particulier, la représentation des transitions quantiques comme étant non pas des processus instantanés et indescriptibles comme le pensait Bohr, mais comme des processus comportant un très court 'état transitoire' suivi d'un très brusque changement d'état accompagné probablement d'une augmentation de l'entropie, a déjà été esquissée, notamment dans certains travaux de mes collaborateurs (Andrade e Silva *et al.* 1961, 1962). Plus récemment, dans un ordre d'idées voisin, M. Lochak (1965) et MM. Lochak et Thiounn (1967) ont entrepris d'étudier les états transitoires de nature non linéaire qui se déroulent dans un atome sous l'action d'une onde électromagnétique extérieure. L'avancement de ces recherches me parait être satisfaisant, compte tenu du très petit nombre de personnes qui s'y consacrent.

La réinterprétation du formalisme de la théorie des champs, formalisme très abstrait avec ses nombres d'occupation et ses opérateurs de création et d'annihilation des particules, est à peine commencée. On trouvera à ce sujet quelques indications dans le dernier ouvrage cité en l'introduction (l'auteur *sous presse*) et dans d'autres travaux (l'auteur 1962, 1965*a*, *b*). Ce qu'il reste à faire est considérable, mais j'ai personnellement l'impression que finalement on parviendra dans cette voie à mieux comprendre la réalité physique qui se cache derrière le formalisme très abstrait de la théorie quantique des champs.

Quand à la théorie des particules, nous n'en parlerons ici que pour mémoire. Le problème d'obtenir une image de la constitution des particules est rendu très difficile à la fois par le nombre et la complexité des résultats expérimentaux obtenus dans ce domaine, et par le nombre plus élevé qu'on ne le pensait autrefois des grandeurs qui caractérisent les particules. Je me contenterai ici de faire allusion aux travaux poursuivis depuis plusieurs années par M. Jean-Pierre Vigier et ses collaborateurs. Dans ces derniers temps, ces travaux et ceux de M. Bogoliubov et de son école ont prises une orientation qui me parait très intéressante. Ils me paraissent pouvoir aboutir à une conception de la structure interne des particules en accord avec l'idée que, vue de l'extérieur, la particule est un petit objet bien localisé dans l'espace au cours du temps et incorporé à une onde qui l'environne. La théorie des particules se trouverait alors rentrer dans le cadre des idées développées dans le présent article.

En conclusion, j'espère que les images physiques précises exposées dans cet article pourront conduire dans l'avenir, en accord avec une théorie nouvelle de la structure interne des particules, non seulement à interpréter les formalismes de la mécanique quantique actuelle et de la théorie quantique des champs, mais aussi à les rectifier sur certains points et même à aller plus loin qu'eux en interprétant des phénomènes qui leur échappent.

## BIBLIOGRAPHIE


ANDRADE E SILVA, J. L., 1960, *Thèse de Doctorat* (Paris: Gauthier-Villars).

——, 1967, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **B 264**, 902, 1045.

ANDRADE E SILVA, J. L., FER, F., LERUSTE, P., et LOCHAK, G., 1961, *Cah. Phys.* **129**, 210.

——, 1962, *Cah. Phys.* **137**, 1.

BROGLIE, L. DE, 1923, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **177**, 506, 548 et 630.

——, 1924, *Thèse de Doctorat* (Paris: Masson), réédition en 1963.

——, 1927, *J. Phys., Paris*, **6**, 225.

——, 1956, *Une Interprétation Causale et Non Linéaire de la Mécanique Ondulatoire: la Théorie de la Double Solution* (Paris: Gauthier-Villars), traduction anglaise 1960 (Amsterdam: Elsevier).

——, 1957, *La Théorie de la Mesure en Mécanique Ondulatoire* (Paris: Gauthier-Villars).

——, 1960, *J. Phys., Paris*, **20**, 963.

——, 1962, *Cah. Phys.*, **147**, 425–45.

——, 1963*a*, *Etude Critique des Bases de la Mécanique Ondulatoire* (Paris: Gauthier-Villars), traduction anglaise 1964 (Amsterdam: Elsevier).

——, 1963*b*, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **257**, 1822.

——, 1965*a*, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **260**, 1041.

——, 1965*b*, *Énergie Nucl.*, **7**, 135.

——, 1966*a*, *Certitudes et Incertitudes de la Science* (Paris: Albin Michel).

——, 1966*b*, *La Thermodynamique de la Particule Isolée, ou Thermodynamique Cachée des Particules* (Paris: Gauthier-Villars).

——, 1966*c* *Annls Inst. Henri Poincaré*, **1**, I 19.

——, 1966*d*, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **B 263**, 1351.

——, 1967*a*, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **B 264**, 1041.

——, 1967*b*, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **B 264**, 1173.

——, 1967*c*, *J. Phys., Paris*, **28**, 481.

——, *sous presse*, *Ondes Électromagnétiques et Photons* (Paris: Gauthier-Villars).

BROGLIE, L. DE, et ANDRADE E SILVA, J. L., 1966, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **263**, 645.

FER, F., 1956, *Thèse de Doctorat.*

GUESSOUS, A., *sous presse*, *Thèse de Doctorat.*

LOCHAK, G., 1965, *J. Phys., Paris*, **26**, 235.

LOCHAK, G., et THIOUNN, M., 1967, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **B 264**, 407.

THIOUNN, M., 1965*a*, *Thèse de Doctorat.*

——, 1965*b*, *Cah. Phys.*, **174**, 53.

——, 1966*a*, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **B 262**, 657.

——, 1966*b*, *Port. Phys.*, **4**, 85.