INSTITUT DE FRANCE

ACADÉMIE DES SCIENCES.

Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. 255, p. 807-810, séance du 30 juillet 1962.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Nouvelle présentation de la Thermodynamique de la particule isolée.* Note de M. **Louis de Broglie.**

Une nouvelle présentation de la Thermodynamique de la particule isolée développée dans une Note antérieure est donnée sous une forme un peu différente et avec des précisions nouvelles.

Dans ces dernières années nous avons acquis la conviction que, si l'on voulait obtenir une interprétation claire et raisonnable de faits physiques incontestables, il fallait faire une réinterprétation de la Mécanique ondulatoire en partant des principes suivants : 1° le corpuscule a à chaque instant une position bien déterminée dans son onde et suit une trajectoire bien définie au cours du temps; 2° l'onde est une réalité physique; 3° une certaine relation doit être établie entre la propagation de l'onde et le mouvement du corpuscule ([1]).

Ceci nous a amené à reprendre une tentative que nous avions faite en 1926-1927 (théorie de la double solution). On y considère le corpuscule comme une petite horloge siège d'un mouvement périodique interne dont la fréquence propre ν_0 est reliée à la masse propre par la relation $h\nu_0 = m_0 c^2$ et l'on admet que le corpuscule doit se déplacer de façon que son mouvement interne reste constamment en phase avec l'onde environnante. Ceci suffit à établir entre le mouvement du corpuscule et la propagation de l'onde une relation bien déterminée qui s'exprime par une formule que j'ai nommée « la formule du guidage ». Cette formule est étroitement liée à la représentation hydrodynamique de la propagation de l'onde donnée par Madelung dès 1926. Dans cette représentation, si l'on écrit l'onde sous la forme $a\, e^{(i/\hbar)\varphi}$, où a et φ sont réelles, la phase φ joue le rôle d'une sorte de potentiel des vitesses et l'on peut définir en chaque point de l'onde une vitesse d'écoulement $\vec{v}$ le long d'une ligne de courant : la formule du guidage attribue alors au corpuscule la vitesse $\vec{v}$ au point où il se trouve. On arrive ainsi à l'image suivante : la propagation de l'onde étant représentée par un écoulement hydrodynamique, le corpuscule peut être considéré comme une sorte de granule incorporé à cet écoulement et qui, par suite, suit constamment la ligne de courant sur laquelle il se trouve placé.

Mais, si cette représentation est ici un point de départ nécessaire, j'ai reconnu depuis quelques années qu'elle devait être complétée parce qu'elle ne contient pas les éléments statistiques indispensables à l'interprétation des lois de probabilités de la Physique quantique. Pour la compléter, il paraît nécessaire d'introduire l'hypothèse du « milieu subquantique de MM. Bohm et Vigier ([2]). Ces auteurs ont supposé qu'il existe dans tout l'espace un milieu caché, plus profond que le niveau microphysique de l'échelle atomique : ce milieu, sans doute très complexe, serait en constante interaction énergétique avec les particules du niveau microphysique et imposerait à leurs mouvements de continuelles perturbations aléatoires. Le milieu subquantique constituerait donc une sorte de « thermostat caché » avec lequel toute particule, même quand elle nous semble isolée, se trouverait en perpétuel contact énergétique.

Cette idée m'a conduit l'an dernier à esquisser une Thermodynamique de la particule isolée ([3]). Je me suis inspiré dans cette tentative d'idées que j'avais eues en 1946-1948 en étudiant d'anciens travaux de Helmholtz et de Boltzmann et aussi d'un intéressant Mémoire de M. Terletski ([4]).

La première formule fondamentale de cette Thermodynamique s'obtient en attribuant à la particule en contact avec le thermostat caché une température dont la valeur T_0 dans son système propre est définie par la relation $h\nu_0 = m_0 c^2 = kT_0$. Alors dans un système de référence galiléen où la particule est animée d'une vitesse βc, la fréquence cyclique du mouvement interne de la particule est $\nu_c = \nu_0\sqrt{1-\beta^2}$ tandis que sa température y est $T = T_0\sqrt{1-\beta^2}$. On obtient donc comme première formule fondamentale de la Thermodynamique de la particule isolée la forme covariante

$$\boxed{h\nu = kT.} \tag{1}$$

Pour obtenir une seconde formule fondamentale, nous adopterons une présentation un peu différente de celle de notre Note précitée ([3]). Nous supposerons que la masse propre instantanée M_0 de la particule a une valeur qui fluctue au cours de ses échanges d'énergie avec le thermostat caché et, nous inspirant d'une méthode classique employée par Einstein dans sa théorie des fluctuations, nous définirons l'entropie S du thermostat caché en contact énergétique avec la particule par la formule

$$S = S_0 + S(M_0), \tag{2}$$

où S_0 est la partie sensiblement constante de S qui ne dépend pas de l'état de la particule tandis que $S(M_0)$ est la très petite partie de S qui dépend de la valeur instantanée de M_0. Or le principe de l'inertie de l'énergie nous apprend que, dans le système propre de la particule, la quantité de chaleur δQ_0 cédée par le thermostat à la particule sert à augmenter son énergie interne suivant la formule $\delta Q_0 = \delta M_0 c^2$; d'où, dans un système de référence où la particule est en mouvement avec la vitesse βc, compte tenu de la formule de transformation de la quantité de chaleur $\delta Q = \delta Q_0 \sqrt{1-\beta^2}$,

$$\delta Q = \delta M_0 c^2 \sqrt{1-\beta^2} = -\delta_{M_0} \mathcal{L}, \tag{3}$$

où $\delta_{M_0} \mathcal{L}$ désigne la variation de la fonction de Lagrange de la particule qui résulte de la seule variation de la massse propre. Désignons par Ⓐ l'intégrale d'action hamiltonienne de la particule prise sur une période τ_c de son mouvement interne. Comme τ_c est extrêmement petit à l'échelle macroscopique, $\mathcal{L}$ peut être considérée comme approximativement constante pendant le temps τ_c et l'on aura

$$Ⓐ = \int_0^{\tau_c} \mathcal{L}\, dt \simeq \tau_c \mathcal{L} = \frac{1}{\nu_c} \mathcal{L},$$

d'où par (1) et (3),

$$\delta_{M_0} Ⓐ = \frac{1}{\nu_c} \delta_{M_0} \mathcal{L} = -\frac{h}{kT} \delta Q. \tag{4}$$

L'entropie du thermostat caché, quand il cède la quantité de chaleur δQ varie de $\delta S = -\delta Q/T$, ce qui nous conduit à écrire la relation (2) sous la forme

$$\boxed{S = S_0 + \frac{k}{h} Ⓐ} \tag{5}$$

C'est la seconde formule fondamentale cherchée.

Voyons maintenant comment l'introduction de ce point de vue thermodynamique en Mécanique ondulatoire nous conduit à modifier l'image hydrodynamique précédemment envisagée. Dans un écoulement hydrodynamique, un granule entraîné par le fluide ne peut être animé d'un mouvement régulier le long d'une ligne de courant que s'il est assez lourd pour résister aux continuels chocs aléatoires des molécules du fluide qui sont toujours animées d'une agitation thermique. Si le granule est très léger, il tendra encore à suivre la ligne de courant de l'écoulement, mais à ce mouvement régulier se superposera une agitation brownienne entièrement aléatoire qui, en le projetant en tous sens, le fera constamment passer d'une ligne de courant sur une autre et lui donnera ainsi une probabilité $|\psi|^2 d\tau$ d'être présent dans l'élément de volume $d\tau$ de l'espace physique [2].

On peut donner un exemple frappant de la nécessité d'une pareille conception quand on admet la formule du guidage. Celle-ci, en effet, si on l'applique à un atome d'hydrogène dans un état s, indique que l'électron y a une vitesse nulle. Son mouvement régulier se réduisant à l'immobilité, on ne voit pas du tout comment peut se réaliser la probabilité $|\psi|^2$ de sa présence en un point quelconque de l'atome. La difficulté disparaît, comme je l'avais déjà signalé ([5]), si l'on admet que l'électron est animé d'un mouvement brownien qui le fait continuellement passer d'un point à un autre.

La nouvelle image que nous venons d'exposer paraît pouvoir être particulièrement utile pour l'interprétation de l'intervention des probabilités en Mécanique ondulatoire dans une théorie du type « double solution ».

([1]) *Voir* l'article de M. Renninger, *Z. Physik*, 136, 1953, p. 251.
([2]) D. Bohm et J.-P. Vigier, *Phys. Rev.*, 96, 1956, p. 208.
([3]) *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 1078.
([4]) J.-P. Terletski, *J. Phys. Rad.*, 21, 1960, p. 771.
([5]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 689.

GAUTHIER-VILLARS & C[ie], ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE
162098-62 Paris. — Quai des Grands-Augustins, 55. Imprimé en France.