ANNALES DE L'I. H. P., SECTION A

LOUIS DE BROGLIE

Étude du mouvement des particules dans un milieu réfringent

Annales de l'I. H. P., section A, tome 18, nº 2 (1973), p. 89-98

<http://www.numdam.org/item?id=AIHPA_1973__18_2_89_0>

Ann. Inst. Henri Poincaré,
Vol. XVIII, n° 2, 1973, p. 89-98.

Section A :
Physique théorique.

Étude du mouvement des particules dans un milieu réfringent

par

Louis de BROGLIE

RÉSUMÉ. — Partant de l'interprétation de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution, l'auteur étudie le mouvement des particules dans un milieu réfringent éventuellement dispersif et signale l'application possible des résultats obtenus dans divers domaines importants.

1. RÉSUMÉ DES BASES DE LA THÉORIE DE LA DOUBLE SOLUTION

Je ne reproduirai pas ici en détail l'exposé de l'interprétation de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution. On pourra la trouver résumée dans mon plus récent livre [1]. Je me contenterai de rappeler les trois hypothèses sur lesquelles elle repose. Ces hypothèses les voici :

1° J'admets que, dans la constante association des ondes et des particules révélée par les succès de la Mécanique ondulatoire, l'onde et la particule sont des réalités physiques dont l'évolution est susceptible d'être clairement représentée dans l'espace au cours du temps. L'onde, que je nomme l'onde v, est pour moi un processus physique réel qui évolue dans l'espace au cours du temps suivant les équations de propagation qui sont bien connues dans les différentes branches de la Mécanique ondulatoire (équation de Schrödinger, dégénérescence non relativiste de l'équation de Klein-Gordon, équations de Dirac, équations de Maxwell, etc.). Quant à la particule, elle est pour moi une très petite région incorporée à l'onde siège d'une haute concentration d'énergie, qui est toujours bien localisée dans son onde et qui s'y déplace suivant des lois qui vont être précisées ci-dessous. L'onde habituellement utilisée en Mécanique quantique serait une onde fictive reliée à l'onde réelle v par la formule $\Psi = C\,v$, où C est une constante de normalisation telle que $\int |\Psi|^2\,d\tau = 1$, ce qui permet de représenter par $|\Psi|^2\,d\tau$ la probabilité de présence de la particule dans l'élément $d\tau$ de l'espace à l'instant t. La fonction Ψ n'est donc pas une onde réelle, elle est seulement une représentation de probabilité.

2° Si le mouvement de la particule n'était pas soumis aux perturbations dont il sera question plus loin, ce mouvement serait constamment défini par la « loi du guidage » dont voici l'énoncé : « si l'onde v est représentée par la formule $v = a\,e^{\frac{i}{\hbar}\varphi}$, où $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ et où a et φ sont réels, la quantité de mouvement $\vec{p}$ de la particule quand elle occupe la position x à l'instant t est donnée par la formule $\vec{p} = -\overrightarrow{\text{grad}}\,\varphi$ (1) ». On peut aisément vérifier que cette loi du guidage peut s'énoncer en disant : « la particule se déplace dans son onde de telle façon que sa vibration interne, telle que je l'avais définie au début de la Mécanique ondulatoire, reste en phase avec l'onde qui la porte ». Ce second énoncé de la loi du guidage est plus général et plus profond que le premier.

Quand on admet la loi du guidage, un raisonnement simple que j'ai donné dans mes livres montre qu'il est encore naturel de considérer la grandeur $|\Psi|^2$ comme donnant la probabilité de la présence de la particule au point xyz à l'instant t. Néanmoins cette déduction n'est pas rigoureuse.

3° Pour rendre plus rigoureuse la démonstration dont je viens de parler, il m'a paru nécessaire, il y a une quinzaine d'années, d'admettre que la particule, même si elle est en apparence isolée, se trouve constamment en contact avec un milieu caché, le milieu subquantique, qui joue le rôle d'un thermostat caché. Par suite des continuelles perturbations que lui inflige son contact permanent avec ce thermostat caché, la particule doit être animée d'une sorte de mouvement brownien qui la fait constamment passer d'une trajectoire de guidage sur une autre et c'est ce perpétuel sautillement de la particule dans son onde qui permet une meilleure justification de la signification statistique de la grandeur $|\Psi|^2$. Ces conceptions amènent presque nécessairement à développer une thermodynamique cachée des particules qu'on trouvera exposée dans deux de mes livres [2] et [1].

(1) Suivant mon habitude, j'écris la phase de l'onde en mettant d'abord le terme dépendant du temps, puis celui qui dépend des coordonnées d'espace.

2. MOUVEMENT DE LA PARTICULE DANS UN MILIEU RÉFRINGENT [3]

Pour écrire sous une forme précise les formules sur lesquelles repose l'interprétation de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution, je partirai de deux équations fondamentales.

La première est la formule relativiste de l'effet Doppler :

$$\nu_0 = \nu \frac{1 - \frac{v}{V}}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{1}$$

où ν_0 est la fréquence de l'onde dans un système de référence attaché à la particule et où ν et V sont la fréquence et la vitesse de phase de l'onde dans le système de référence où la particule a la vitesse $v = \beta c$.

La seconde équation fondamentale est celle qui, dans les conceptions de la théorie de la double solution, exprime que la particule se déplace dans une onde de telle façon que sa vibration interne reste constamment en phase avec celle de l'onde. Cette équation est la suivante :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial n}\frac{dn}{dt} = \frac{d\varphi_i}{dt}, \tag{2}$$

où φ et φ_i sont respectivement, au facteur $\frac{1}{\hbar}$ près, la phase de l'onde et la phase interne de la particule. La variable n est comptée suivant la normale à la surface d'égale phase φ et $\frac{dn}{dt}$ est la vitesse de la particule le long de cette normale.

Nous admettons la relation classique $W = h\nu$ entre l'énergie W de la particule et la fréquence ν de l'onde. On a alors d'après (1) :

$$W = \frac{W_0\sqrt{1-\beta^2}}{1 - \frac{v}{V}}. \tag{3}$$

Cette formule ne coïncide avec la formule usuellement considérée $W = \frac{W_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ que si l'on a $1 - \frac{v}{V} = 1 - \beta^2$, c'est-à-dire si

$$v\,V = c^2. \tag{4}$$

Or, cette dernière relation est bien vérifiée chaque fois que l'on peut poser

$$W = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad \vec{p} = \frac{M_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{5}$$

où M_0 est la masse propre de la particule dans laquelle on doit éventuellement incorporer un terme supplémentaire $\delta M_0 = \frac{Q}{c^2}$ généralement variable provenant du potentiel quantique Q comme je l'ai démontré depuis longtemps.

Les formules (5) sont valables dans le cas d'une onde assimilable à une onde plane monochromatique ou plus généralement chaque fois que l'onde se propage en n'étant soumise qu'à des conditions aux limites (comme, par exemple, c'est le cas des interférences, de la diffraction, de la propagation des ondes dans les guides d'ondes, etc.), c'est-à-dire sans intervention du milieu qu'elle traverse. L'équation (2) prend alors la forme qui est évidemment vérifiée :

$$\frac{M_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{M_0 v^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = M_0 c^2 \sqrt{1-\beta^2}.$$

J'ai d'ailleurs aussi démontré dans mon livre sur la *Thermodynamique cachée des particules* ([2], p. 76 et 77), que l'équation (2) est encore vérifiée quand la particule a une charge électrique et qu'elle est soumise non seulement à un potentiel scalaire, mais aussi à un potentiel vecteur.

Mais la situation est très différente si l'onde transportant la particule traverse un milieu réfringent, éventuellement dispersif, cas bien connu en Optique. Alors, comme je l'avais déjà signalé dans un très ancien article sur la réfraction atmosphérique [4], tout se passe comme si la particule était soumise à un potentiel P qui traduit l'action du milieu réfringent sur son mouvement. Mais ce potentiel P provenant de l'environnement macroscopique n'est pas un potentiel quantique et ne doit pas être incorporé dans la masse propre de la particule. On est alors amené à écrire au lieu de (5) :

$$W = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + P, \qquad \vec{p} = \frac{M_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{W - P}{c^2} \vec{v}, \tag{6}$$

de sorte que l'équation (2) nous donne, puisque, compte tenu de (1), nous avons maintenant $\frac{1}{\hbar} \frac{d\varphi_i}{dt} = \nu_0 \sqrt{1-\beta^2} = \nu \left(1 - \frac{v}{V}\right)$,

$$W - \frac{W - P}{c^2} v^2 = W \left(1 - \frac{v}{V}\right). \tag{7}$$

Nous en tirons l'expression suivante de P :

$$P = W \left(1 - \frac{c^2}{v V}\right) = h \nu \left(1 - \frac{c^2}{v V}\right). \tag{8}$$

Cette relation nous montre que P est nul, comme cela doit être, quand le milieu traversé par l'onde n'influe pas sur sa propagation puisqu'alors la relation (4) est valable.

En posant $\mathfrak{M}_0 = \dfrac{M_0\, v\, V}{c^2}$, on trouve d'après (6) et (8) :

$$W = \frac{\mathfrak{M}_0\, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad \vec{p} = \frac{M_0\, \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{9}$$

On voit alors que, dans le milieu réfringent, il y a lieu de distinguer deux masses propres distinctes $\mathfrak{M}_0$ et M_0 pour représenter le mouvement de la particule. On peut appeler $\mathfrak{M}_0$ la « masse totale », c'est-à-dire celle qui correspond à l'énergie totale, compte tenu du potentiel P, et M_0 la masse en translation, c'est-à-dire celle qui correspond au mouvement de la particule.

Résumons ce qui précède. Les formules (4) et (5) usuellement admises en Mécanique ondulatoire sont obtenues en supposant que la particule se propage dans le vide ou dans un milieu qui n'influe pas sur sa propagation. Alors du point de vue de la Relativité restreinte, tous les systèmes de référence galiléens sont équivalents et les formules (4) et (5) en découlent. Mais, si l'onde traverse un milieu immobile qui influe sur sa propagation, le système de référence attaché à ce milieu a évidemment un rôle privi-égié et c'est là ce qui oblige pour conserver les formules $W = h\nu$ et $p = \dfrac{h}{\lambda}$ à introduire le potentiel P.

La théorie de la double solution, en incorporant dans la masse propre le potentiel quantique Q qui peut varier suivant la position de la particule conduit à considérer le mouvement de guidage de la particule comme correspondant à une Dynamique à masse propre variable. C'est là un point sur lequel j'ai beaucoup insisté dans mes travaux récents. Dans le cas du mouvement d'une particule dans un milieu réfringent, nous pouvons aussi développer une Dynamique à masse propre variable en partant comme d'habitude du principe de moindre Action :

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}\, dt = 0, \tag{10}$$

où $\mathcal{L}$ est la fonction de Lagrange que nous définirons ici à l'aide de la masse propre $\mathfrak{M}_0$ en écrivant :

$$\mathcal{L} = -\,\mathfrak{M}_0\, c^2 \sqrt{1-\beta^2}. \tag{11}$$

Comme il est bien connu, le principe de moindre Action conduit à écrire :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_k}\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_k} \qquad \left(\dot{q}_k = \frac{dq_k}{dt}\right), \tag{12}$$

ce qui nous donne ici :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v}\right) = -\,c^2 \sqrt{1-\beta^2}\, \frac{d\mathfrak{M}_0}{dx}, \tag{13}$$

la variable x étant comptée sur la trajectoire dans le sens du mouvement. Comme on a

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial v} = \frac{\mathfrak{M}_0 \, v}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \text{et} \qquad \frac{dn}{dt} = v,$$

on trouve

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\mathfrak{M}_0 \, v}{\sqrt{1-\beta^2}}\right) = - c^2 \sqrt{1-\beta^2} \frac{d\mathfrak{M}_0}{dx}, \tag{14}$$

d'où en multipliant $\mathfrak{M}_0 \sqrt{1-\beta^2}$,

$$d\left(\frac{\mathfrak{M}_0^2 \, c^2}{1-\beta^2}\right) = 0, \tag{15}$$

ce qui est bien vérifié si

$$\frac{\mathfrak{M}_0 \, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = h \nu = \text{Cte}.$$

Il est très intéressant de faire ici deux remarques. Voici la première. Quand une particule se déplace dans le vide ou dans un milieu qui n'influe pas sur son mouvement, on peut définir sa quantité de mouvement par $\frac{\mathrm{W} \, v}{c^2}$, c'est-à-dire comme le flux de l'énergie divisée par c^2. Or, on pourrait croire que l'on devrait poser

$$\vec{p} = \frac{\mathfrak{M}_0 \, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \, \frac{v}{c^2},$$

aleur qui diffère de la valeur (9) de $\vec{p}$. Mais c'est bien la formule (9) qui est exacte. En effet, l'énergie W est la somme des deux termes $\frac{\mathrm{M}_0 \, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et $\mathrm{P} = \frac{\mathrm{M}_0 \, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(\frac{v \, \mathrm{V}}{c^2} - 1\right)$ dont le premier est égal à l'énergie transportée par la particule en mouvement et dont le second traduit l'action du milieu sur cette particule. Seul, le premier terme correspond à un flux d'énergie qui, divisé par c^2, est bien égal à $\frac{\mathrm{M}_0 \, v}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

La seconde remarque très importante que je veux faire est la suivante. La formule $\frac{\mathfrak{M}_0 \, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = h \nu$ montre que $\mathfrak{M}_0$ ne dépend pas de v et que c'est une constante. Au contraire la relation $\mathrm{M}_0 = \frac{\mathfrak{M}_0 \, c^2}{v \, \mathrm{V}}$ montre alors que M_0

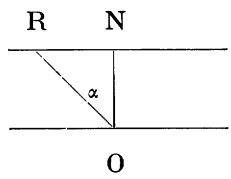
est variable avec v et V. Si $\vec{\mathrm{N}}$ désigne un vecteur unité dirigé dans la direction de la vitesse tel que l'on ait $\vec{v} = \vec{\mathrm{N}}\, v$, on pourra écrire la quantité de mouvement sous la forme suivante :

$$\vec{p} = \frac{\mathcal{M}_0\, c^2}{v\, \mathrm{V}} \frac{\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\mathcal{M}_0\, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{\vec{\mathrm{N}}}{\mathrm{V}} = \frac{h\,\nu}{\mathrm{V}} \vec{\mathrm{N}} = \vec{\mathrm{N}} \frac{h}{\lambda},$$

ce qui est satisfaisant.

Bien entendu, tous les calculs précédents se rapportent uniquement au mouvement de guidage de la particule, abstraction faite des perturbations d'origine subquantique qui font continuellement passer la particule d'une trajectoire de guidage sur une autre.

Nous voulons encore étudier rapidement le cas de la propagation d'une onde sensiblement plane monochromatique dans un milieu biréfringent. Représentons deux surfaces voisines d'égale phase :



$\overline{\mathrm{ON}}$ est la direction de la normale à l'onde, $\overline{\mathrm{OR}}$ celle du rayon passant par O. λ_{N} et $\mathrm{V}_{\mathrm{N}} = \nu\lambda_{\mathrm{N}}$ sont la longueur d'onde et la vitesse de phase suivant la normale à l'onde, tandis que λ_{R} et $\mathrm{V}_{\mathrm{R}} = \nu\lambda_{\mathrm{R}}$ sont la longueur d'onde et la vitesse de phase le long du rayon. v_{R} est la vitesse de la particule le long du rayon qui est sa trajectoire. Enfin je pose $v_{\mathrm{R}} = \beta\, c$ et je définis toutes les vibrations par $a\, e^{\frac{i}{\hbar}\varphi}$ où φ est la phase.

D'après la formule de ralentissement des horloges en mouvement, la phase interne φ_i de la particule varie pendant le temps dt de

$$\frac{d\varphi_i}{h} = \nu_0 \sqrt{1-\beta^2}\, dt. \tag{16}$$

Quant à la phase de l'onde *au point où se trouve la particule de vitesse* v_{R}, elle varie de

$$\frac{d\varphi}{h} = \nu\, dt - \frac{d\mathrm{R}}{\lambda_{\mathrm{R}}} = \left(\nu - \frac{v_{\mathrm{R}}}{\lambda_{\mathrm{R}}}\right) dt = \nu\left(1 - \frac{v_{\mathrm{R}}}{\mathrm{V}_{\mathrm{R}}}\right) dt. \tag{17}$$

Si nous admettons le principe fondamental que $d\varphi = d\varphi_i$, nous obtenons

$$\nu_0 = \nu \frac{1 - \dfrac{v_{\mathrm{R}}}{\mathrm{V}_{\mathrm{R}}}}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{18}$$

Or, ceci est la formule de Doppler pour un observateur animé du mouvement de la particule. Comme précédemment nous définirons la masse propre totale $\mathfrak{M}_0$ par

$$\frac{\mathfrak{M}_0\, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = h\,\nu \tag{19}$$

et la masse propre M_0 correspond au mouvement de la particule par

$$p_R = \frac{h}{\lambda_R} = \frac{M_0\, v_R}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\mathfrak{M}_0\, c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\,\frac{1}{V_R}, \tag{20}$$

ce qui nous donne entre les deux masses propres, la relation

$$\mathfrak{M}_0 = \frac{M_0\, v_R\, V_R}{c^2}. \tag{21}$$

On a donc ainsi retrouvé toutes les formules obtenues précédemment, mais elle sont maintenant rapportées *au rayon* (2).

3. ÉTUDE DU CAS DU MOUVEMENT « RÉTROGRADE » OU $\vec{v}$ EST DE SIGNE CONTRAIRE A $\vec{V}$

Dans ce qui précède, nous avons supposé connues la vitesse de la phase V donnée en fonction de l'indice de réfraction n par la formule $\nu = \frac{c}{n}$ et la vitesse v de la particule qui doit être assimilée à la vitesse de l'énergie et qui est donnée par la formule de Rayleight :

$$\frac{1}{v} = \frac{\partial \frac{1}{\lambda}}{\partial \nu} = \frac{1}{c}\,\frac{\partial (n\,\nu)}{\partial \nu}. \tag{22}$$

Si nous prenons la direction de propagation de la phase comme direction positive et si v se trouve ainsi avoir une valeur positive, les vitesses V et v ont la même direction et toutes les formules précédentes sont valables.

Mais il est bien connu que pour certaines formes de la fonction $n(\nu)$ la formule (22) peut donner une valeur négative de v. Dans ce cas remarquable bien connu en théorie ondulatoire classique, la particule telle que nous la concevons est animée d'un mouvement « rétrograde », c'est-à-dire qu'elle remonte le cours de l'onde qui la transporte. Nous devons

(2) Dans un milieu tel que le verre ordinaire, $n \simeq 1{,}5$ et $V \simeq v \simeq \frac{2}{3}c$. Les deux masses propres $\mathfrak{M}_0$ et M_0 du photon sont toutes deux de l'ordre de grandeur de 10^{-32} g, valeur énormément plus grande que celle que l'on peut attribuer à la masse propre du photon dans le vide. Ce fait est analogue à celui que j'ai depuis longtemps signalé pour la masse propre d'un photon hertzien dans un guide d'ordre.

maintenant étudier comment doivent être alors modifiées les formules du précédent paragraphe.

Désignons par $\vec{N}$ le vecteur unité dirigé dans le sens supposé positif de la propagation de la phase de l'onde et définissons le vecteur $\vec{k}$ par $\vec{k} = \vec{N}\frac{k}{\lambda}$. La formule (22) appliquée au mouvement rétrograde de la particule donne

$$v < 0. \tag{23}$$

Les variations $d\varphi$ et $d\varphi_i$ de la phase de l'onde et de la phase interne de la particule quand on suit le mouvement de celle-ci, sont toujours en tenant compte de (1) :

$$d\varphi = \mathrm{W}\,dt\left(1 - \frac{v}{\mathrm{V}}\right), \qquad d\varphi_i = \mathrm{W}_0\sqrt{1-\beta^2}\,dt = \mathrm{W}\,dt\left(1 - \frac{v}{\mathrm{V}}\right) \tag{24}$$

avec maintenant $v < 0$. On a donc toujours $d\varphi = d\varphi_i$ et le principe de l'accord des phases est toujours satisfait.

Écrivons de nouveau les équations sous la forme

$$\mathrm{W} = h\nu = \frac{\mathrm{M}_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + \mathrm{P}; \qquad \vec{k} = \vec{\mathrm{N}}\frac{h}{\lambda}; \qquad \vec{p} = \frac{\vec{\mathrm{N}}\mathrm{M}_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{25}$$

avec $\mathrm{P} = \mathrm{W}\left(1 - \frac{c^2}{v\mathrm{V}}\right)$. Nous savons qu'elles sont valables pour $v > 0$ avec $\vec{p} = \vec{k}$. Mais, si on les conservait pour $v < 0$, $\mathrm{W} - \mathrm{P} = \frac{\mathrm{W}c^2}{v\mathrm{V}}$ serait négatif. M_0 devrait donc être négatif et $\vec{p}$ serait positif.

Comme ces conséquences ne sont pas satisfaisantes, je propose de définir M_0 dans le cas $v < 0$ par l'expression *positive*

$$\mathrm{M}_0 = -\frac{\mathrm{W}}{v\mathrm{V}}\sqrt{1-\beta^2} \tag{26}$$

au lieu de $\mathrm{M}_0 = \frac{\mathrm{W}}{v\mathrm{V}}\sqrt{1-\beta^2}$. Ceci entraîne, puisque $\mathrm{W} - \mathrm{P} = \frac{\mathrm{M}_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$, que

$$\mathrm{P} = \mathrm{W}\left(1 + \frac{c^2}{v\mathrm{V}}\right) \tag{27}$$

u lieu de $\mathrm{P} = \mathrm{W}\left(1 - \frac{c^2}{v\mathrm{V}}\right)$. On trouve alors puisque $\mathrm{W} = h\nu$,

$$\left\{\begin{aligned} &\mathrm{W} = h\nu = -\frac{\mathrm{M}_0 v\mathrm{V}}{\sqrt{1-\beta^2}} > 0; \\ &\vec{p} = -\frac{\vec{\mathrm{N}}\mathrm{W}}{\mathrm{V}} = -\vec{\mathrm{N}}\frac{h}{\lambda} = -\vec{k} = +\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,\varphi. \end{aligned}\right. \tag{28}$$

Avec ces nouvelles définitions, la masse propre M_0 est toujours positive, même quand la particule est animée d'un mouvement rétrograde. Si alors la particule se trouve soumise à un champ qui dans le vide l'accélérerait, *l'action de ce champ s'exerce en réalité sur la propagation de l'onde* puisque c'est dans l'équation d'ondes que figure le potentiel dont il dérive. Dans le vide ou dans un milieu réfringent où $v > 0$, cette action augmenterait la vitesse v, mais dans le cas d'un milieu dispersif avec mouvement rétrograde de la particule, elle fera croître la quantité de mouvement $\vec{p} = -\vec{k}$ dans le sens opposé à la propagation de l'onde. Tout se passera donc alors comme si la particule de masse propre positive définie par (26) était soumise à un champ électrique inverse de celui qui lui est réellement appliqué. Si la particule possède une charge électrique ε et, si elle est soumise à un champ électrique, elle se comportera comme une particule de masse propre positive, mais de charge électrique $-\varepsilon$.

CONCLUSION

Les résultats exposés ci-dessous ont montré sur quelques exemples la façon dont les idées de la théorie de la double solution permettent d'obtenir une représentation précise de la propagation des ondes et du mouvement correlé des particules qu'elles transportent, représentation qui échappe complètement à la Mécanique quantique usuelle. Il serait certainement très intéressant d'étudier par les mêmes méthodes tous les problèmes de propagation d'ondes. En particulier, dans mon article du *Journal de Physique* de 1967 [3], j'avais montré que des idées analogues pouvaient être introduites dans la théorie des semi-conducteurs et dans celle des antiparticules. Il est même possible que l'on puisse comprendre la véritable nature de ce que l'on nomme les « phonons » en les considérant comme des photons transportés par des ondes électromagnétiques de fréquence acoustique se propageant dans des conditions particulières.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *La réinterprétation de la Mécanique ondulatoire*, Gauthier-Villars, Paris, 1971,
[2] *La Thermodynamique de la particule isolée ou Thermodynamique cachée des particules*, Gauthier-Villars, Paris, 1971.
[3] *J. Phys.*, t. 28, mai-juin 1967, p. 481; *C. R. Acad. Sc.*, Paris, t. 271, série B, 1970, p. 549-551 et t. 272, série B, 1971, p. 1333-1335.
[4] *J. Phys. Rad.*, séries VI et VII, janvier 1926, p. 1-6.

(*Manuscrit reçu le* 3 *janvier* 1973.)