Séminaire L. de Broglie.
Théories physiques

Assène Datzeff

Sur une interprétation de la mécanique quantique

Séminaire L. de Broglie. Théories physiques, tome 27 (1957-1958), exp. nº 12, p. 1-9
<http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1957-1958__27__A11_0>

Faculté des Sciences de Paris
-:-:-:-
Séminaire de THÉORIES PHYSIQUES
(Séminaire Louis de BROGLIE)
Année 1957/58
-:-:-:-

11 février 1958

SUR UNE INTERPRÉTATION DE LA MÉCANIQUE QUANTIQUE

par Assène DATZEFF

1. Probabilité de présence en mécanique quantique.

Dans une communication [1] nous avons montré qu'à l'aide d'une certaine hypothèse physique relative à une représentation matérielle du champ (l'éthor) età des corpuscules "élémentaires" μ (l'électron, etc.) on aboutit à une image qualitative de la distribution des probabilités de présence $w(x, y, z)$ de μ semblable à celle de la mécanique quantique. Dans ce travail, nous allons chercher la forme exacte de w.. Il faut d'abord fixer nos conditions de départ qui permettront de déterminer w. Elles sont :

a. Dans un problème déterminé de mouvement d'un corpuscule μ dans un champ U, à cause de la création des formations $\Phi_k (k = 1, 2, ...)$ d'énergie maximum E_k et de fréquence interne $\nu_k = E_k/h$, et des fluctuations des particules AE, le corpuscule μ peut se trouver dans des états stationnaires différents A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $w_k(x, y, z)$ donnée en [1]. $W_k \geqslant 0$ est une fonction continue et uniforme possédant des dérivées, et de plus $W_k = 0$ sur la frontière du domaine envisagé.

b. Quand μ passe d'un état stationnaire A_k à un autre A_ℓ, il s'ensuit l'émission (ou l'absorption) d'un photon $\Phi_{k\ell}$ d'énergie $E_{k\ell} = E_k - E_\ell = h\nu_{k\ell}$.

c. Si l'on met dans le champ U un ensemble de corpuscules identiques μ sans interaction, ils arriveront à une distribution statistique de vitesse moyenne locale $\vec{v}$ et de densité $\rho = w$, w et $\vec{v}$ vérifiant l'équation hydrodynamique de continuité.

d. Quand on peut négliger la structure discrète du champ, le mouvement de μ se transforme en mouvement classique. Alors en cas de mouvement sur OX, si $x(t_1) \leqslant x(t) \leqslant x(t_2)$, $x'(t) \neq 0$, on peut poser $w(x) = C_0/V(x)$ (C_0-constante) (Principe de correspondance).

e. En cas de mouvement uniforme $(U = U^0 = Cte)$, on a $W = Cte$.

f. Dans un cas unique concret, où l'expérience donne des valeurs quantifiées exactes de l'énergie éventuellement prédites par l'ancienne théorie des quanta (par exemple dans le cas de l'oscillateur harmonique, $E_n = n h \nu$, n grand) les valeurs quantifiées de l'énergie trouvées ici doivent coïncider avec celles-là.

g. Si dans un problème classique on a $U = U_1(x) + U_2(y) + U_3(z)$ on doit avoir pour le problème correspondant quantique $W = W_1(x)\,W_2(y)\,W_3(z)$ (probabilités indépendantes).

Considérons d'abord le mouvement à une dimension de μ sur l'axe OX avec un potentiel $U(x)$ qui détermine une force attractive dirigée vers l'origine 0. Admettons que μ se trouve dans l'état stable A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $W_k(x)$ avec $W_k(x) \geqslant 0$. Au lieu de W_k il serait plus commode d'étudier la fonction de signe variable $f_k(x) = \pm\sqrt{W_k(x)}$ ayant les mêmes racines que $W_k(x)$ et changeant successivement de signe entre elles. Pour plus de généralité on peut considérer la représentation complexe suvante de f_k (φ_k - des fonctions réelles)

$$(1) \qquad f_k(x) = \pm\sqrt{W_k(x)}\; e^{i\varphi_k(x)} , \quad W_k(x) = |f_k(x)|^2$$

Le corspuscule μ peut se trouver successivement dans différents états A_k. Alors on peut essayer de décomposer la probabilité de présence $W(x, t)$ par les fonctions f_k de la façon suivante (C_k^o -constantes réelles).

$$(2) \qquad W(x, t) = |f(x, t)|^2 , \quad f(x, t) = \sum_k C_k^o\, C_k(t)\, f_k(x) , \quad |C_k(t)| = 1$$

$$(3) \qquad 1 = \int_{-\infty}^{\infty} W(x, t)\, dx = \sum_k C_k^{o2} \int_{-\infty}^{\infty} |f_k|^2\, dx + \sum_{k \neq \ell} C_k^o\, C_\ell^o\, C_k^*(t)\, C_\ell(t) \int_{-\infty}^{\infty} f_k^* f_\ell\, dx$$

La généralisation (2) est suggérée par le fait qu'en cas d'état stable unique A_k on doit retômber sur la condition $|f_k|^2 = W_k$. Pour que la condition de normalisation (3) soit remplie, les fonctions f_k doivent être orthogonales entre elles, avec $f_k(\pm\infty) = 0$ à cause de $w_k(\pm\infty) = 0$. Il semble naturel aussi d'exiger des fonctions $f_k(x)$ qu'elles soient continues et uniformes et qu'elles possèdent des dérivées comme les $w_k(x)$. Il s'ensuit que l'on peut les considérer comme des fonctions propres f_k avec des valeurs propres E_k d'une équation différentielle de deuxième ordre du type Sturm-Liouville de forme générale

$$(4) \qquad \frac{d^2 f}{dx^2} + b_1 \frac{df}{dx} + \frac{b_2 - E}{\alpha^2} f = 0 .$$

Ici b_1 et b_2 sont des fonctions de x qui doivent dépendre aussi du potentiel $U(x)$ qui caractérise le problème. α est un paramètre introduit pour égaliser les dimensions, $[\alpha] = [m^{\frac{1}{2}} \ell^2 t^{-1}]$. On doit déterminer les b_1, b_2, α.

Pour $U = U^o = Cte$ le mouvement de μ doit être uniforme, et l'on doit avoir $|f|^2 = w = Cte$ d'après(e). Il est alors nécessaire d'avoir $b_1 = 0$, $b_2 = Cte$. Puisque cela doit être vrai pour chaque valeur du paramètre U^o contenu dans les b_1, b_2, il en résulte $b_1 \equiv 0$.

D'un autre côté considérons le cas où l'équation (4) avec $b_1 \equiv 0$ possède un spectre discontinu E_n où $|E_n| \rightarrow \infty$ simultanément avec $n \rightarrow \infty$ et $(E_n - E_{n-1})/E_n \rightarrow 0$ avec $|E_n| \rightarrow \infty$, c'est-à-dire si l'énergie E a des valeurs macroscopiques, elle prend pratiquement des valeurs continues. Alors la dernière condition est remplie aussi pour des valeurs finies de E et pour α suffisamment petit. Il s'ensuit que pour des valeurs de $\alpha \longrightarrow 0$ on doit retrouver le mouvement classique de μ. Alors en cherchant une solution de (4) de la forme

$$f = \exp\left(\frac{i}{\alpha} y(x)\right), \quad y = \sum_{n=0}^{\infty} (i\alpha)^n y_n(x),$$

et en la remplaçant dans (4), on trouve, en arrêtant le développement à $n = 1$,

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt[4]{b_2 - E}} \exp\left(\frac{\pm i}{\alpha} \int^x \sqrt{b_2 - E}\, dx\right) \tag{5}$$

Dans ce cas on doit avoir d'après d., $W = |f|^2 = C_o/v$, $v = \sqrt{2(E - U(x))}/\sqrt{m}$, d'où l'on trouve facilement à l'aide de (5) $b_2 - E = 2(E - U)/m\, C_o^2$, et le dernier terme de l'équation (4) devient ainsi $A \quad (E - U(x))f$, $A = 2/mC_o^2\alpha^2$.

Conformément à la condition f. appliquons l'équation ainsi trouvée (4) à l'oscillateur harmonique, $U = \frac{k}{2} x^2$, $(-\infty \leq x \leq \infty)$. Elle est de type connu. Ses fonctions propres sont données par les polynômes d'Hermite et ses valeurs propres E_n par les relations $\sqrt{2A/k}\, E_n = 2n + 1$, $(n = 0, 1, 2, \ldots)$. En écrivant que ces valeurs E_n sont égales aux valeurs connues $E_n = n k \nu$, (en négligeant 1 devant $2n$, puisque n est grand) on trouve $A = 8\pi^2 m/h^2$, et finalement pour l'équation (4), que l'on appellera ici équation de distribution de probabilité $(\hbar = h/2\pi)$

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))f = 0 \tag{6}$$

c'est-à-dire l'équation d'amplitude de Schrödinger dans le cas à une dimension.

L'équation de continuité valable d'après c. reste évidemment invariante si l'on remplace f_k par $f_k \exp(i\,\gamma_k(t))$, puisque $W_k = |f_k|^2$. On peut donc, en accord avec a. et la formule de Planck b., essayer de lier la fréquance ν_k

à l'état A_k , en posant

$$\psi_k(x\ ,\ t) = f_k(x)\exp(iE_k t/\hbar) \tag{7}$$

En éliminant E_k de (7) et de (6) (pour $E = E_k$) on arrive à l'équation temporaire de distribution de probabilité (équation de Schrödinger). A l'aide de (g) on peut généraliser facilement les résultats trouvés pour le cas de deux ou de trois dimensions, et aussi pour plusieurs corpuscules.

2. Formalisme mathématique de la mécanique quantique.

Nous avons montré que l'on peut retrouver certains résultats de la mécanique quantique concernant le mouvement d'un corpuscule microscopique μ dans un champ $U(x)$ en admettant d'autres hypothèses que celles de la mécanique ondulatoire. Pour simplifier on considère le cas à une dimension. On a admis que le champ du support matériel (l'éther) se compose de corpuscules ÆE et que dans ce champ peuvent se créer des formations Φ_k $(k = 1\ ,\ 2\ ,\ \ldots)$. Le corpuscule peut se trouver dans des états stationnaires A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $W_k(x)$. On a introduit la fonction complexe $f_k(x)$, avec $|f_k|^2 = W_k$, et la fonction $\psi_k(x\ ,\ t) = f_x(x)\exp(i\ E_k\ t/\hbar)$ vérifiant l'équation temporaire de distribution des probabilités de présence (l'équation de Schrödinger). On va généraliser ici ces résultats.

Le mouvement mécanique d'un corpuscule est caractérisé par une suite de grandeurs-fonctions des variables canoniques q , p (ici x , p_x) . On doit admettre dans le cas quantique, à cause de l'effet des formations Φ_k et des fluctuations, que ces grandeurs doivent également subir des variations compliquées et chaotiques, et que ces variations sont soumises, comme la coordonnée x de μ , à des lois statistiques. En cas d'état stationnaire elles auront des valeurs fixes différentes avec des probabilités correspondantes. On va rechercher d'abord leurs valeurs moyennes.

Soit $F(x)$ une fonction donnée de x . Puisque $|\psi(x\ ,\ t)|^2\,dx$ est la densité de probabilité de présence de μ dans l'intervalle dx , la valeur moyenne de F sera donnée, d'après la théorie des probabilités, par l'expression

$$\overline{F} = \int F\,\psi^*\psi\,dx \tag{1}$$

Pour trouver la valeur moyenne d'une fonction de p_x , on fera usage du principe de correspondance [2]. Dans le cas d'un point de masse m animé d'un mouvement classique sur OX dans un champ $U(x)$, on a défini la probabilité de présence "classique" pendant le temps T dans l'intervalle x_1 , x_2 par $dW = dt/T = m\,dx/Tp_x$

[1]. On en tire, pour la valeur moyenne classique d'une fonction $B(x\ ,\ p_x)$:

(2) $$\overline{B} = \frac{m}{T}\int_{x_1}^{x_2} B\ (x\ ,\ p_x)\frac{dx}{p_x}\ ,\quad \overline{p}_x = \frac{m}{T}(x_2 - x_1)$$

cette dernière formule correspondant aux cas $B = p_x$. D'un autre côté on avait pour l'approximation classique de ψ(2)

(3) $$\psi(x\ ,\ t) = \frac{C'}{\sqrt{\overline{p}_x}}\exp\left(\frac{i}{\hbar}\ (\overline{p}_x\ x - E\ t)\right)\ ,\quad |C'|^2 = \frac{m}{T}$$

où l'on trouve la valeur de la constante $|C'|^2$ en égalisant $|\psi|^2\ dx$.(3) à dW. En remplaçant Ψ(3) dans (1) on voit que l'on retombe à la formule (2) avec $B = F$.

Soit maintenant $B = p_x$. La formule (1), d'après l'expression (3) de Ψ, suggère facilement la pensée suivante. Si l'on remplace dans (1), Ψ par l'expression (3), et F par la dérivée $\partial/\partial x$ agissant sur l'un des deux facteurs Ψ^* ou Ψ, on trouve à l'aide de calculs simples, en négligeant sous l'intégrale le membre de l'ordre plus élevé par ~~rapport~~ à $\hbar$ $(\hbar \to 0)$, la valeur moyenne classique $\overline{p}_x$ (2), multipliée par $\frac{i}{\hbar}$. On trouve par conséquent la valeur exacte de $\overline{p}_x$ (2) en remplaçant dans l'opérations indiquée F par $-i\hbar\partial/\partial x$, à savoir

(4) $$\overline{p}_x = \int \psi^*\ P_x\,\psi\ dx\ ,\quad P_x = -\ i\hbar\ \frac{\partial}{\partial x}\ ,$$

où P_x est l'opérateur (4). Il est facile de vérifier que l'on trouve la même valeurs $\overline{p}_x$ en interchangeant dans (4) ψ et Ψ et en même temps P_x et P_x^*, ce qui conduit à l'idée que P_x (4)est un opérateur hermitien. Si B en (2) est un polynôme de p_x on peut vérifier que l'on trouve la moyenne classique $\overline{B}$ (2) par une formule de la forme de (4), où P_x est remplacé par un opérateur linéaire que l'on trouvera en remplaçant formellement p_x dans $B(x\ ,\ p_x)$ par P_x. Il est clair aussi que la formule (1) est de la même forme que (4). Il s'ensuit que dans le cas quantique pour chaque fonction rationnelle entière $B(x\ ,\ p_x)$ on peut écrire la formule suivante donnant la valeur moyenne de B et étant en accord avec le principe de correspondance

(5) $$\overline{B} = \int \psi^* B(x\ ,\ P_x)\psi\ dx$$

La généralisation des résultats précédents pour les cas de deux et de trois dimensions est immédiate.

Soit maintenant $B(x , \ldots , p_x , \ldots)$ une grandeur mécanique d'opérateur correspondant B que l'on sait former et de valeur moyenne correspondante $\overline{B}$ (5). Comment trouvera-t-on les valeurs possibles de B dans le cas quantique ? Nous avons trouvé que les valeurs que prenait l'énergie étaient données par les valeurs propres de l'équation de la distribution des probabilités (l'équation de Schrödinger) qui d'après la théorie générale des équations différentielles linéaires peut être écrite sous la forme $Hf = Ef$, H étant l'opérateur de la fonction energie. Cela suggère l'idée d'admettre que les valeurs possibles de B seraient les valeurs propres d'une équation de ce dernier type, à savoir

$$Bq(x , y , z) = bq(x , y , z) \tag{6}$$

(On peut également calculer les probabilités de ces valeurs en utilisant les propriétés des fonctions q (6) et Ψ)

On peut appuyer cette affirmation par les arguments supplémentaires suivants :

1° D'après notre hypothèse en (1) la raison principale provoquant la quantification de l'énergie était l'interaction entre le corpuscule μ et les formations Φ_k dont on ignore la dynamique interne, ainsi que le caractère plus précis de ces interactions. Il est probable que ces mêmes raisons imposent à toutes les grandeurs mécaniques liées à μ des valeurs déterminées, possédant des probabilités données, par des équations de la même forme générale (6).

2° Dans plusieurs cas l'équation de E en différentes coordonnées se décompose en deux ou trois équations du même type exprimant de leur côté la quantification d'autres grandeurs mécaniques.

Les résultats ci-dessus joints à ceux de (2) expriment les principes fondamentaux de la mécanique quantique à l'aide desquels on peut développer, comme on le sait, tout son formalisme mathématique. Ils ont cependant été établis à la suite d'un schéma physique, d'après lequel le corpuscule en mouvement μ possède à chaque instant une position et une vitesse bien déterminées et une trajectoire qui n'est pas de type classique et qui a des traits communs avec celle d'un corpuscule brownien. On arrive ainsi à une interprétation causale de la mécanique quantique. Des considérations plus détaillées de ces résultats paraîtront ailleurs.

3. Sur l'interprétation de la mécanique quantique.

Dans ce paragraphe nous nous efforcerons de trouver une nouvelle base physique et une interprétation causale des résultats de la mécanique quantique en utilisant l'hypothèse d'un support matériel du champ que nous appellerons éther ,et que nous

nous avons introduit en [1] et [2]. Aussi nous contenterons-nous ici d'une image qualitative de ces idées, en laissant pour un travail suivant, l'exposé du côté mathématique.

Nous admettrons que l'éther possède une structure discontinue, et nous appellerons ces éléments des particules AE (atomes d'éther). Elles sont elles-mêmes des édifices composés. Quand elles sont en état d'excitation et organisées suivant une certaine manière, elles déterminent un champ ordinaire U macroscopique, électromagnétique ou autre. Les particules microscopiques "élémentaires" (électrons, etc.) que nous appellerons des corpuscules μ, sont constituées par des particules AE. Dans certaines conditions du mouvement d'un corpuscule μ (par exemple électrons dans un atome) le champ U se décompose en groupements ou formation de corpuscules AE, que nous appellerons des formations Φ_k($k = 1, 2, \dots$) d'énergie maximum $E_{k'} \cdot \mu_{k'}$ (μ et Φ pouvant échanger leur énergie). Chaque Φ_k possède une dynamique interne comportant un phénomène périodique de fréquence ν_k, E_k et ν_k étant liée par la formule de Planck $E_k = h\nu_k$. Si une formation Φ se décompose en formation Φ_ℓ d'ordre inférieur $(1 < k)$, la différence entre leurs énergies est rayonnée sous forme de corpuscule-photon $\Phi_{k\ell}$ d'énergie $E_{k\ell} = E_k - E_\ell = h\nu_{k\ell}$. Une particule μ possède aussi sa dynamique interne comportant un phénomène périodique. Ce dernier induit un phénomène périodique dans un domaine σ de l'éther englobant μ. Nous représenterons ce phénomène en première approximation par une onde stationnaire φ (φ_+, φ_-) s'évanouissant à de grandes distances de μ, φ_+ venant μ, φ_- allant vers μ). Il existe entre les deux phénomènes périodiques un équilibre dynamique sans rayonnement (l'électrodynamique de Maxwell n'est pas valable ici). S'il se produit une irrégularité dans la structure de l'onde φ (par exemple due à un obstacle), il en résulte une force mécanique déterminée agissant sur μ, et qui influence son mouvement. Les particules AE (les Φ_k aussi) sont soumises à des fluctuations, d'où il résulte que toutes les grandeurs du champ subissent des fluctuations. Quand on peut négliger la structure discontinue du champ on retombe dans le domaine de validité de la mécanique classique.

Voyons maintenant les conséquences que les hypothèses ci-dessus auront sur le mouvement d'une particule μ se mouvant par exemple suivant OX quand le potentiel U(x) détermine une force attractive dirigée vers l'origine O. Admettons qu'il n'existe que la première formation Φ_1. Sous l'influence de Φ_1 et des fluctuations la particule μ sera soumise à un mouvement compliqué que l'on ne peut pas décrire par l'équation de mouvement de la mécanique classique, quoique μ possède toujours une position x et une vitesse v bien déterminées. On peut naturellement se poser la question de savoir quelle est la distribution statistique des positions de μ , en admettant qu'il en existe une. On dira alors que μ se trouve dans un état stationnaire A_1 . Supposons que durant un temps T le corpuscule μ se trouve dans l'intervalle $(x , x + \Delta x)$ pendant les intervalles de temps Δt_1 , Δt_2 , ... , $\Delta t \doteq \sum_i \Delta t_i \ll T$. Alors on va définir la densité de la probabilité de présence w_1 de μ d'après la formule de la mécanique statistique classique

$$W_1(x)\Delta x = \Delta x \lim_{T \to \infty} \frac{\Delta t}{T} \qquad (1)$$

Les fluctuations plus importantes étant plus rares, les valeurs de $w_1(x)$ doivent être petites pour de grandes valeurs de $|x|$. On peut donc admettre les conditions aux limites suivantes $W_1(\pm \infty) = 0$, ainsi que la condition de normalisation

$$\int_{-\infty}^{\infty} W_1(x)dx = 1 \qquad (2)$$

Si une quelconque des formations Φ_k $(k = 1 , 2 , ...)$ existait isolément on aurait un état stationnaire A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $w_k(x)$ définie plus haut. S'il existait un échange de photons avec le milieu extérieur, donc des créations ou des disparitions successives d'états stationnaires, le corpuscule passerait par ces états d'équilibre A_k en restant un certain temps dans chacun d'eux. Alors la densité de probabilité de présence deviendrait une fonction $w(x , t)$ de x et de t avec la condition de normalisation (2) toujours satisfaite. On peut étendre ces considérations au cas de deux ou trois dimensions. Le tableau qui vient d'être esquissé correspond également aux états stationnaires d'un atome.

Si $U = Cte$ (mouvement uniforme classique de vitesse v) on aura dans notre cas une vitesse variable à cause des fluctuations des corpuscules AE , mais pour $-\infty \leq x \leq \infty$ leur effet moyen sera nul, la vitesse moyenne de μ sera constante, ainsi que la probabilité $w(x) = Cte$.

Considérons un mur de potentiel $(U = 0$ pour $x < 0$, $U = U^o = Cte$ pour $x \geqslant 0)$ et un corpuscule μ en mouvment uniforme venant de $x = -\infty$. Puisque la hauteur U^o du mur subit des fluctuations en différents points, μ a une certaine probabilité d'être réfléchi par le mur ou d'y pénétrer à une profondeur arbitraire. Puisque les ondes (φ_+ , φ_-) du domaine σ se déforment en entrant ou en sortant du mur, une force mécanique variable agira sur μ. Elle déterminera une vitesse variable $v(x)$ de μ , ainsi qu'une probabilité variable $w(x)$. On pourra faire des considérations semblables dans le cas d'une barrière de potentiel que le corpuscule μ aura toujours une chance de traverser ou de s'y réfléchir.

Considérons aussi l'expérience de YOUNG. Soit μ un corpuscule animé d'un mouvement uniforme perpendiculairement à un écran B, muni de deux orifices O_1, O_2, derrière lequel se trouve un autre écran C parallèle à B. Les ondes (φ_+ , φ_-) accompagnant le corpuscule μ seront partiellement réfléchies par B et passeront en partie par O_1, O_2, en créant dans l'éther des mouvements ayant la nature d'interférences (les fluctuations y existant toujours). Il s'en suivra l'action d'une force variable sur le corpuscule μ, qui passera par exemple par l'orifice O_1 et tombera quelque part sur l'écran C. Le phénomène décrit ci-dessus aura un caractère probabiliste stationnaire et possèdera une certaine stabilité pendant le temps où μ se trouve aux environs de O_1, O_2, à cause des dimensions finies du domaine σ. Evidemment ce phénomène sera différent suivant qu'il existe un ou plusieurs orifices O_i. Ainsi le corpuscule μ, passant par un orifice "saura-t-il" l'existence des autres, et la distribution de la probabilité aux environs des orifices dépendra-t-elle de tout le dispositif expérimental. L'expérience effectuée à l'aide de plusieurs corpuscules identiques tels que μ conduira à une distribution de leur densité moyenne décrite par la probabilité $w(x, y, z)$ liée au corpuscule unique μ. On peut qualitativement traiter d'une façon analogue toutes les expériences effectuées sur des corpuscules élémentaires exprimées par une terminologie ondulatoire. Cependant pour avoir une description quantitative de ces phénomènes il est nécessaire de trouver dans tous ces cas la fonction de distribution $w(x, y, z)$ c'est ce que nous ferons dans un prochain travail.

BIBLIOGRAPHIE

[1] DATZEFF (Assène). - L'éther et la relativité restreinte, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 245, 1957, p. 827-829.

[2] DATZEFF (Assène). - L'éther et la relativité restreinte, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 245, 1957, p. 891-894.