Annales de la Fondation Louis de Broglie
Vol. 2, n° 1, 1977

RÉALITÉ PHYSIQUE DU POTENTIEL MASSE DU PHOTON
ET RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE

par MM. James PAVAGEAU et Richard RUTILY

Laboratoire de Physique Théorique
Université de Lyon I
69621 - Villeurbanne

Résumé. Nous examinons quelques conséquences de l'hypothèse de la réalité physique du potentiel. Nous montrons que le principe de moindre action conduit aux nouvelles équations de Louis de Broglie de l'électromagnétisme. Une solution générale et entièrement covariante est établie pour le quadri-potentiel d'une charge électrique en mouvement quelconque, solution qui met en évidence un effet héréditaire. Cette solution est ensuite appliquée à quelques sources périodiques simples. Nous montrons, outre la présence d'ondes longitudinales, l'existence d'un seuil de fréquence pour le rayonnement de la source qui peut être interprétée en attribuant une masse propre au photon. Enfin, la relation de Planck est redécouverte comme conséquence absolument nécessaire de cette théorie de forme pourtant entièrement classique.

Travail exposé au Séminaire de la Fondation Louis de Broglie, le 10 Janvier 1977

I - INTRODUCTION

On sait que, dès les années 1930, Louis de Brogie a introduit et défendu les hypothèses indissolublement liées d'une masse propre du photon non rigoureusement nulle et de la réalité physique du potentiel [1]. Le but était de faire sortir le photon de sa position singulière et de le soumettre au formalisme général de la méthode de fusion élaboré pour la représentation de toutes les particules. Nous ne nous attarderons pas sur ces développements bien connus. Rappelons seulement qu'à partir de la fonction d'onde trouvée pour le photon, L. de Broglie a formé seize grandeurs : dix maxwelliennes (les quatre composantes du quadri-potentiel A^i et les six éléments non nuls du tenseur F^{ij} du champ électromagnétique) et six grandeurs non maxwelliennes dont l'interprétation nous échappe encore. Mais les grandeurs maxwelliennes obéissent à des équations qui diffèrent de celles de Maxwell par l'adjonction de termes supplémentaires. Ainsi, dans le vide

$$\partial_j F^{ij} + k^2 A^i = \mu_o C^i \qquad (1)$$

$$\partial_j \partial^j A^i - k^2 A^i = -\mu_o C^i \qquad (2)$$

Ces équations reliant les champs au quadri-courant source C^i ne coïncident avec celles de Maxwell que si l'on annule la masse propre m_o du photon car

$$k = \frac{m_o c}{\hbar} .$$

Outre la satisfaction intellectuelle de tirer le photon de son isolement singulier, cet électromagnétisme broglien offre plusieurs aspects séduisants.

Le potentiel, apparaissant explicitement dans la nouvelle équation (1), au même rang que les champs, cesse de constituer un simple intermédiaire mathématique de calcul pour acquérir une réalité physique plus en conformité avec la place essentielle que lui assignent la mécanique quantique et l'électromagnétisme quantique plus spécialement. Les expériences réelles d'Aharonov-Bohm [2] et Boersch [3], les expériences de pensée de Costa de Beauregard [4] semblent bien confirmer la réalité d'un effet-potentiel.

On connaît la difficulté qui se manifeste quand on considère la relation de commutation

$$\left(A_i(\vec{r}')\ \mathrm{div}\ \vec{E}(r)\right) = j\ \hbar c\ \partial_i\ \delta(r-r')$$

qui ne peut être vérifiée si l'on admet classiquement div $\vec{E} = 0$ dans le vide. Au contraire, en électromagnétisme broglien div $\vec{E} = k^2 V$, V : potentiel électrique, et la difficulté disparaît.

Intéressante également apparaît la possibilité, à partir du quadri-vecteur A^i et du tenseur F^{ij}, de former par multiplication contractée un quadri-vecteur assimilable au vecteur densité-flux d'un fluide, aboutissant ainsi à une certaine image hydrodynamique d'un champ de photons.

Bien d'autres raisons, que nous ne pouvons passer en revue, rendent attrayant ce nouvel électromagnétisme broglien. Pourtant, bien qu'il date de plusieurs décennies, il n'a pas suscité un très fort courant de recherche et l'on n'a guère pris la peine de dépasser le stade de considérations très générales. Nous nous sommes proposé de lui apporter une contribution aussi précise que possible en donnant d'abord une solution rigoureuse générale et covariante à l'équation du potentiel pour une source ponctuelle en mouvement quelconque - l'équivalent par conséquent de la solution de Liénard-Wiechert - puis, à partir de là, en étudiant le rayonnement par une source typique. Nous verrons se dégager des conclusions intéressantes.

Mais avant d'entreprendre ce travail et afin de bien préparer les discussions que soulèvent certaines conclusions, nous allons revenir sur l'établissement des équations (1) et (2) et modifier l'économie de la théorie broglienne dans le sens suivant. Au lieu de partir de l'aspect corpusculaire du rayonnement électromagnétique et de postuler l'existence d'une masse propre du photon, nous nous placerons plutôt dans le cadre tout à fait classique de la théorie du champ en introduisant la seule hypothèse nouvelle de la réalité physique du potentiel. Nous verrons que l'application du principe de moindre action nous conduit aux équations (1) et (2).

II - CONVENTIONS PRELIMINAIRES

L'espace utilisé sera l'univers de Minkowski où la dimension temporelle $x_4 = jct$.

La source sera caractérisée par le quadri-vecteur courant $C^i(\vec{I}, jc\rho)$, $\vec{I}$ densité de courant, ρ densité de charge.

Le potentiel sera représenté par le quadri-vecteur A^i $(\vec{A}, j\,V/c)$ $\vec{A}$: potentiel-vecteur magnétique, V : potentiel électrique. Le champ électromagnétique s'exprime par le tenseur

$$F_{ij} = \partial_i A_j - \partial_j A_i$$

Les équations de l'électromagnétisme seront écrites dans le système de notations et d'unités de Giorgi rationnalisé.

III - PRINCIPE VARIATIONNEL ET EQUATIONS DU POTENTIEL

Nous admettons donc l'hypothèse que le potentiel n'est pas seulement un intermédiaire de calcul mais qu'il possède, au même titre que les champs électrique et magnétique, une réalité physique c'est à dire qu'il est en principe accessible à la mesure.

On sait que les équations de Maxwell peuvent se déduire d'un principe variationnel (5), en rendant extrémale l'intégrale d'action

$$S = S_{mec} - \frac{j}{\mu_o c} \int A_i C^i \, d\Omega_{(4)} + \frac{j}{4\mu_o c} \int F_{ij} F^{ij} \, d\Omega_{(4)} \qquad (4)$$

où le premier terme, non explicité, représente l'action mécanique de la source, le dernier, l'action propre du champ sous forme d'une intégrale sur tout l'univers de Minkowski et le terme médian l'interaction entre le champ électromagnétique et sa source.

L'intégrale d'action doit être un scalaire invariant. Si l'on admet la linéarité des équations du champ, elle ne peut comporter que des termes quadratiques. Attachons-nous plus spécialement à l'action du champ propre. Du point de vue traditionnel, puisque seul le tenseur F^{ij} a une réalité physique, il est manifeste que l'unique scalaire quadratique invariant que l'on puisse former est bien $F_{ij}F^{ij}$.

Mais si le potentiel est promu au même rang de réalité que le champ, un autre scalaire peut être formé, $A_i A^i$, et doit inéluctablement figurer dans l'action propre du champ. Nous substituons donc à (4) l'expression

$$S = S_{mec} - \frac{j}{c} \int A_i C^i \, d\Omega_{(4)} + \frac{j}{4\mu_o c} \int (F_{ij}F^{ij} + 2k^2 A_i A^i) d\Omega_{(4)} \qquad (5)$$

où k est un coefficient encore indéterminé mais ayant le même statut de constante universelle que μ_o et c.

Imaginons alors que, sans altérer le mouvement des sources, donc sans changer S_{mec} et C^i, nous donnions des variations δA^i au potentiel. On calcule aisément la variation consécutive de l'action

$$\delta S = \frac{j}{\mu_o c} \cdot \int (-\mu_o C^i + \partial_j F^{ij} + k^2 A^i) \, \delta A_i \, d\Omega_{(4)}$$

D'après le principe de moindre action, celle-ci reste stationnaire, donc $\delta S = 0$, quelles que soient les variations δA^i au voisinage de l'état réel du champ. On retrouve donc ainsi la loi broglienne

$$\partial_j F^{ij} + k^2 A^i = \mu_o C^i \quad , \qquad (6)$$

loi mixte où figurent à la fois F^{ij} et A^i.

Cherchons maintenant la loi du potentiel en éliminant F^{ij}.

D'après (3)

$$\partial_j{}^i A^j - \partial_j{}^j A^i + k^2 A^i = \mu_o C^i \quad . \qquad (7)$$

Mais remarquons que si l'on dérive (6) par rapport à x^i

$$\partial_{ij} F^{ij} + k^2 \partial_i A^i = \mu_o \partial_i C^i .$$

Or $\partial_i C^i = 0$ d'après la loi de continuité traduisant la conservation de la charge électrique et $\partial_{ij} F^{ij} = 0$ puisque l'opérateur ∂_{ij} symétrique est appliqué à un tenseur antisymétrique. Par conséquent

$$\partial_i A^i = 0 \qquad (8)$$

et (7) se réduit à

$$\partial_j{}^j A^i - k^2 A^i = - \mu_o C^i \qquad (9)$$

qui est bien l'équation de L. de Broglie.

Par conséquent, nous voyons que le principe de moindre action, appliqué en attribuant une réalité physique au potentiel, conduit nécessairement aux nouvelles lois brogliennes de l'électromagnétisme (6), (8) et (9) qui, en langage tridimensionnel, se traduisent par

$$\mathrm{rot}\, \vec{B} + k^2 \vec{A} = \mu_o \vec{I}, \qquad \mathrm{div}\, \vec{E} + k^2 V = \frac{\rho}{\varepsilon_o} ,$$

$$\mathrm{div}\, \vec{A} + \frac{1}{c^2} \partial_{tt} V = 0 \quad , \qquad (10)$$

$$\Delta \vec{A} - k^2 \vec{A} = - \mu_o \vec{I}, \qquad \Delta V - k^2 V = \frac{\rho}{\varepsilon_o} \quad .$$

Seule l'équation (8) n'a pas une forme nouvelle. C'est ce que l'on appelle traditionnellement la condition de jauge de Lorentz. Toutefois, il faut bien souligner le statut tout à fait différent qu'il convient de lui accorder. Selon le point de vue traditionnel, c'est une condition commode, mais arbitraire, que l'on impose au potentiel afin de limiter son indétermination fondamentale. Elle se manifeste au contraire dans notre construction comme une conséquence absolument nécessaire de la conservation de la charge électrique. Le potentiel doit donc satisfaire simultanément, sans aucun arbitraire, aux deux équations (8) et (9) et se trouve ainsi bien déterminé. On vérifie en effet immédiatement qu'il n'est plus loisible d'ajouter à la solution un quadri-gradient $\partial^i \psi$ quelconque.

IV - EXPRESSION COVARIANTE DU POTENTIEL

De l'équation (9) on ne connaît guère que la solution statique de Yukawa relative à une charge immobile

$$V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} \frac{e^{-kR}}{R} .$$

Proposons-nous de déterminer le potentiel A^i engendré par une distribution quelconque de charges et de courants. Nous ne donnerons pas ici le détail des calculs que l'on pourra trouver dans une autre publication [6]. Indiquons seulement la conduite générale de la résolution. Sans accroître la difficulté, bien au contraire, on peut rester dans l'univers quadri-dimensionnel de Minkowski ce qui permet d'aboutir à une solution sous sa forme générale covariante.

Il est commode d'introduire

$$\mathcal{A}^i(x_\nu) = A^i(x_n)\, e^{-jkx_5}$$

où nous utiliserons comme précédemment un indice latin, n, allant de 1 à 4, et un indice grec ν allant de 1 à 5. Nous passons donc, transitoirement, dans un espace à cinq dimensions - mais faut-il voir là autre chose qu'un artifice mathématique ? - afin que l'équation (9) prenne la forme plus simple

$$\partial_\nu{}^\nu \mathcal{A}^i = -\mu_0 C^i e^{-jkx_5}$$

Or, la solution de l'équation

$$\partial_\nu{}^\nu U = -8\pi^2 \delta(x_\nu) \quad ,$$

où $\delta(x_\nu)$ représente la distribution pentadimensionnelle de Dirac, se trouve sans difficulté

$$U = (x^\nu x_\nu)^{-3/2}$$

et $\mathcal{A}^i$ s'obtient par le produit de convolution

$$\mathcal{A}^i = \frac{\mu_0}{8\pi^2}(x^\nu x_\nu)^{-3/2} * C^i e^{-jkx_5} \quad .$$

D'ores et déjà, on vérifie aisément que A^i obéit aussi à l'équation (8) du fait du caractère conservatif de C^i de sorte qu'il suffit de poursuivre la résolution de (9).

Mais x_5 étant arbitraire, la fonction de Green la plus générale relative à l'équation (9) est

$$G(r_n) = \int_{(C)} (r^\nu r_\nu)^{-3/2} e^{jkr_5} dr_5$$

avec $r_\nu = x_\nu - \xi_\nu$ et le contour d'intégration (C) dans le plan complexe de r_5 devant être choisi de façon à respecter les conditions habituelles de rayonnement et le principe de causalité voulant que $G = 0$ pour $r_n r^n > 0$, aucun signal ne pouvant se propager à une vitesse supérieure à c. On trouve

$$G(r_n) = 4\, j\pi\, \delta(\ell) - 2\, jk\pi \frac{J_1(k\ell)}{\ell} \Upsilon(\ell) \qquad (11)$$

où

$$\ell = \sqrt{-r_n r^n} \qquad (12)$$

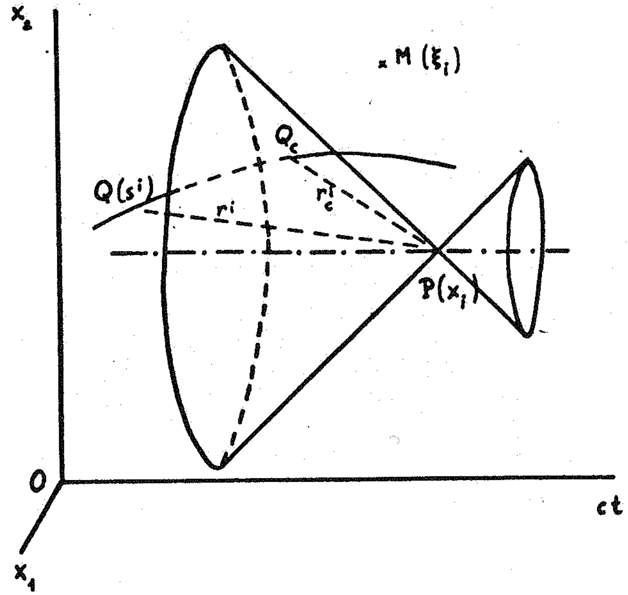
J_1 désigne la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1, Υ l'échelon unité de Heaviside et δ la distribution de Dirac.

Par conséquent, le potentiel s'exprime par le produit de convolution

$$A^i(x_n) = \frac{\mu_0}{8\pi^2} C^i * G. \qquad (13)$$

C'est là une solution générale applicable à toute source. On retrouve naturellement la solution classique si l'on annule k. La fonction de Green (11) se réduit en effet à son premier terme en $\delta(\ell)$ qui engendre la solution habituelle du potentiel retardé : d'après (12) il correspond à un signal appartenant au cône du passé, c'est à dire se propageant à la vitesse c de la lumière.

Par contre, pour k non nul, le second terme de (11) en $\Upsilon(\ell)$ exprime qu'une source émet des signaux se propageant à des vitesses inférieures à c. Le rayonnement d'une source manifeste donc un effet de "traîne" : le front d'onde se propageant à la vitesse c est suivi d'une traîne plus lente. Nous en verrons les conséquences dans le cas d'une source ponctuelle.



V - POTENTIEL D'UNE CHARGE EN MOUVEMENT QUELCONQUE.

Considérons une charge électrique ponctuelle q animée d'un mouvement quelconque $s^i(\tau)$, τ désignant son temps propre. On peut attacher à une telle source le quadri-courant

$$C^i(\xi_n) = j\, c\, q \int u^i(\tau)\, \delta\big(\xi_n - s_n(\tau)\big) d\tau$$

u^i étant la quadri-vitesse de la charge.

En introduisant cette expression dans (13), on trouve sans difficulté

$$A^i(x_n) = -\frac{\mu_0 c q}{4\pi}\left(\frac{u^i(\tau_c)}{(r_p u^p)_c} + k\int_{-\infty}^{\tau_c} \frac{u^i(\tau)}{\ell} J_1(k\ell)\, d\tau\right) \qquad (14)$$

où maintenant

$$r_p = x_p - s_p(\tau)$$

et où l'indice c se rapporte à l'intersection Q_c de la ligne d'univers de la charge avec le cône du passé issu du point $P(x_n)$ où l'on calcule le potentiel (fig. 1). Nous n'avons retenu classiquement que la solution retardée.

Le premier terme de (14) n'est autre que le potentiel habituel. Mais le second terme montre un effet héréditaire, conséquence de l'effet de traîne constaté pour la fonction de Green. Le potentiel dépend de tout le passé de la charge source.

VI - POTENTIEL D'UN DIPOLE OSCILLANT

Appliquons notre solution générale à une source simple de grand interêt pratique, le dipôle oscillant. Celui-ci est conçu comme un doublet de Hertz constitué par deux charges opposées q et - q oscillantes

$$q = Q \exp(jKct) \quad ,$$

en notation complexe usuelle, reliées par un courant

$$I = \frac{dq}{dt}.$$

Le calcul de (13) et (14) soulève quelques difficultés mathématiques pour lesquelles nous renvoyons le lecteur intéressé à ([6]). La clé de la résolution est l'établissement de la relation

$$\int_0^\infty \frac{e^{-jK\sqrt{\ell^2+R^2}}}{\sqrt{\ell^2+R^2}} J_1(k\ell)\, d\ell = \frac{1}{kR}\left(e^{-jkR} - e^{-jR\sqrt{K^2-k^2}}\right) \qquad (14)$$

avec la convention

$$\sqrt{K^2-k^2} = -j\sqrt{k^2-K^2} \qquad \text{si} \quad K < k \qquad (15)$$

On trouve alors le potentiel à la distance R du dipôle, caractérisé par son moment électrique maximum $\vec{M}$,

$$\vec{A} = -j\frac{\mu_0 Kc}{4\pi}\vec{M}\, e^{j(Kct - R\sqrt{K^2-k^2})} \quad ,$$

$$V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\vec{M}.\vec{R}}{R^3}\left(1 - R\sqrt{K^2-k^2}\right) e^{j(Kct - R\sqrt{K^2-k^2})} \qquad (16)$$

VII - RAYONNEMENT PAR UNE SOURCE PERIODIQUE

Nous nous sommes limités ici au calcul du potentiel engendré par un dipôle oscillant. Mais on vérifie facilement que la structure de la solution (16) subsiste pour toute source limitée périodique, notamment son facteur exponentiel

$$F = e^{j(Kct - R\sqrt{K^2-k^2})} \qquad (17)$$

qui sera le plus important pour notre discussion.

a) Seuil de radiation

D'après la convention (15), on voit que si $K < k$

$$F = e^{-R\sqrt{k^2 - K^2}}\, e^{jKct}$$

Physiquement, cela signifie que si la source oscille avec une fréquence trop basse, le champ qu'elle engendre, tout en étant périodique, reste purement stationnaire et que son amplitude va en s'atténuant exponentiellement avec la distance radiale. Il n'y a donc pas de rayonnement ; le champ est un champ strictement lié à la source.

Pour qu'une source périodique rayonne, il faut donc que sa fréquence soit supérieure à un certain seuil, tel que $K > k$. Alors (17) montre que l'on a bien une onde progressive.

b) Ondes longitudinales

Supposons donc une source périodique qui rayonne. A partir de l'expression (16) du potentiel on peut aisément calculer champ électrique et induction magnétique rayonnés et voir notamment apparaître un nouveau mode radiatif longitudinal. Mais ce sujet des ondes longitudinales a déjà suscité une abondante littérature (7)(8) et nous n'insisterons pas.

VIII - MASSE PROPRE DU PHOTON

Considérons une source périodique de fréquence supérieure au seuil de radiation. Elle émet donc des ondes progressives de phase

$$\phi = Kct - R\sqrt{K^2 - k^2}$$

d'après (17), phase qui se propage à la vitesse

$$U_\phi = \frac{cK}{\sqrt{K^2 - k^2}}$$

supérieure à c. On sait qu'il n'y a pas là contradiction avec la relativité. En effet, une onde parfaitement sinusoïdale est une pure abstraction et ne transporte pas d'énergie. Si donc, de façon plus réaliste, on considère que la source émet un train d'ondes résultant de la superposition d'un spectre de fréquences, l'énergie dans ce train d'ondes se trouve concentrée dans la région où les oscillations correspondant à toutes les fréquences se produisent en accord de phase, ce que l'on traduit par

$$\frac{d\phi}{dK} = ct - \frac{RK}{\sqrt{K^2 - k^2}} = 0$$

Cette zône de concentration énergétique, ce "paquet d'énergie" se déplace donc à la vitesse

$$U = c\,\frac{\sqrt{K^2 - k^2}}{K} \qquad (18)$$

qui, elle, est bien inférieure à c.

Si nous appelons photon ce paquet d'énergie, sa vitesse est donc bien inférieure à c. Le photon apparaît ainsi comme une particule qui ne se singularise nullement, de ce point de vue, parmi les objets usuels de notre univers. Par conséquent, il possède une masse propre non nulle.

La constante usuelle c constitue, d'après (18), la vitesse limite des photons émis par une source dont la fréquence augmenterait indéfiniment.

IX - REDECOUVERTE DE LA RELATION DE PLANCK

Si le photon a une masse propre m_o, il possède d'après la dynamique relativiste, l'énergie

$$W = \frac{m_o c^2}{\sqrt{1 - U^2/c^2}}$$

Compte tenu de (18) ,

$$W = \frac{m_o c^2}{k} K$$

ou, en l'exprimant non en fonction du nombre d'ondes K mais de la fréquence ν de l'onde ,

$$W = \frac{2\pi\ m_o c}{k} \nu \qquad (19)$$

L'énergie W d'une particule et la fréquence ν d'une onde ayant la même variance relativiste, le coefficient de proportionnalité qui les lie est un scalaire invariant. Donc m_o doit être un scalaire invariant, indépendant de ν. En d'autres termes, il n'existe qu'une seule sorte de photons de masse propre m_o indépendante de la nature de la source ou de la structure de l'onde électromagnétique qui les porte.

Dans ces conditions, nous redécouvrons la quantification de l'énergie car (19) n'est autre que la relation de Planck dont on identifie la constante

$$h = \frac{2\pi m_o c}{k}$$

X - CONCLUSIONS

En apportant une solution générale à l'équation du potentiel dans le cadre de l'électromagnétisme broglien nous pensons fournir une base mathématique pour un développement de cette théorie plus précis et plus approfondi.

D'ores et déjà, une particularité physique du rayonnement a été mise en évidence, l'existence d'un seuil de radiation c'est-à-dire d'une fréquence minimale avec laquelle toute source périodique doit osciller

pour émettre un rayonnement. Ce seuil s'interprète si l'on considère que l'émission électromagnétique doit comporter la création d'un photon puis sa libération c'est à dire la fourniture d'une énergie supérieure à l'énergie de repos $m_o c^2$ du photon.

Le premier champ d'application va consister naturellement en la recherche des situations les plus favorables à la mise en évidence et à la mesure de l'éventuelle masse propre du photon. Nous n'avons pas encore opéré de sélection précise des expériences possibles, le choix demandant une analyse serrée des conditions et des incertitudes expérimentales. Il ne faut pas se dissimuler l'extrême difficulté de l'entreprise, ce que nous savons du photon lui interdisant une masse supérieure à 10^{-47} g. et peut-être beaucoup moins encore.

Une autre application est peut être envisageable dans le domaine des interactions nucléaires, si l'on suppose que le champ nucléonique obéit au même schéma théorique que le champ électromagnétique. La masse du méson π considérablement plus grande que celle, éventuelle, du photon expliquerait la différence apparente de comportement entre les deux sortes de champs. Le seuil de radiation se situant à 10^{22} s^{-1} environ on comprendrait que le champ d'interaction forte entre nucléons ne se manifeste ordinairement que sous la forme statique.

Si infime que soit la masse propre du photon, sa prise en considération offre toutefois un grand interêt théorique. Nous l'avons déjà rappelé dans notre introduction et nous n'y reviendrons pas. Mais à l'issue de ce travail, nous aimerions souligner un aspect nouveau de cette théorie que nous avons dégagé en suivant un cheminement inverse de celui de Louis de Broglie. Celui-ci en effet partait du concept des quanta et a élaboré son nouvel électromagnétisme dans le cadre de la théorie quantique des champs. A l'opposé, nous avons volontairement adopté une attitude de béotien qui ignorerait jusqu'à l'existence d'une physique quantique - et donc d'une théorie quantique des champs - et qui n'aurait été formé qu'à la physique classique du continu et à la relativité restreinte. Notre point de départ a été l'hypothèse de la réalité physique du potentiel. Il a suffi alors d'admettre le principe de moindre action - ce qui ne soulèvera sans doute aucune objection de la part des physiciens - et la linéarité des équations de l'électromagnétisme - ce qui écarte évidemment un domaine de recherches non dénué d'interêt - pour aboutir aux équations de L. de Broglie. Résolvant ces équations et les appliquant à une source périodique, nous avons trouvé que l'énergie rayonnée se propage à une vitesse inférieure à c ce qui montre que, comme toute autre forme d'énergie; elle possède une masse propre non nulle. Sans autre hypothèse supplémentaire, nous avons montré de plus qu'elle est proportionnelle à la fréquence de l'onde. Les deux grandeurs ainsi reliées ayant même variance relativiste leur coefficient de proportionnalité est certainement invariant. Donc il n'existe qu'une sorte de "paquets d'énergie" ou photons - qui ne sont pas nécessairement des corpuscules ponctuels localisés - de masse indépendante de la fréquence et tout échange d'énergie électromagnétique ne peut donc s'effectuer que par quanta $h\nu$. On voit ainsi que la notion de quanta et la relation de Planck apparaissent, non plus comme des corps étrangers à l'électromagnétisme, imposés par la thermodynamique du rayonnement, mais naturellement et nécessairement au terme d'un développement mené entièrement dans le cadre le plus classique de la théorie du champ. Il y a là, sur le plan fondamental, conceptuel, une manière nouvelle d'envisager l'enchaînement des faits et le passage de la physique du continu à celle des quanta qu'il nous a semblé intéressant d'élaborer.

BIBLIOGRAPHIE

(1) L. de BROGIE, Une nouvelle théorie de la lumière. La mécanique ondulatoire du photon, Hermann, Paris, 1940.

(2) Y. AHARONOV, D. BOHM, Phys.Rev., 115, 485 (1959).

(3) H. BOERSGH, H. HAMISCH, K. GROHMANN, D. WOHLLEBEN, Zeit. Phys., 165, 79 (1961).

(4) O. COSTA DE BEAUREGARD, Cahiers de Physique, 21, 373 (1967).

(5) L. LANDAU, E. LIFCHITZ, Théorie du champ, Ed. de la Paix, Moscou, 101 .

(6) J. PAVAGEAU, R. RUTILY, Ann. Inst. H. Poincaré, à paraître prochainement .

(7) L. de BROGLIE, Mécanique ondulatoire du photon et théorie quantique des champs, Gauthier - Villars, Paris, 1957.

(8) A. GOLDHABER, M. NIETO, Rev. Mod. Phys., 43, 277 (1971).