C. R. Acad. Sc. Paris, t. 270, p. 1089-1091 (27 avril 1970). Série B

ÉLECTROMAGNÉTISME THÉORIQUE. — *Nouvel argument favorable à la réalité physique des potentiels : flux d'énergie et densité d'impulsion dans l'onde évanescente associée à la réflexion totale.* Note (*) de M. OLIVIER COSTA DE BEAUREGARD, présentée par M. Louis de Broglie.

L'unique densité d'impulsion-énergie canoniquement associée à l'opérateur $i\hbar\partial^\lambda$ est celle de L. de Broglie $A_\rho[\partial^\lambda]B^{\mu\rho}$. Si l'on peut trouver une situation physique où ce tenseur sera : 1° non égal au tenseur de Maxwell et 2° déterminable univoquement par la mesure de certaines de ses composantes non invariantes de jauge, la jauge se trouvera fixée. Cette circonstance remarquable se présente avec les flux d'énergie dans l'onde évanescente de Fresnel [1] biunivoquement liés aux déplacements longitudinal de Goos-Hänchen [2] et latéral par effet inertial de spin du photon [3] [4] mesuré par Ch. Imbert [5]. Le potentiel ainsi sélectionné est tel que $V_0 = 0$ et $\mathbf{k}.\mathbf{A}_0 = 0$ dans le repère lié au dioptre ($\mathbf{k}$ étant complexe dans l'onde évanescente) [1].

Étant admis que l'opérateur d'impulsion-énergie du photon *dans le vide* est $i\hbar\partial^\lambda$ sans quadrivecteur additif (aucun tel quadrivecteur ne saurait exister dans le vide sinon à l'échelle des corrections radiatives quantiques qui sont beaucoup trop faibles pour s'appliquer aux phénomènes que nous allons discuter), la *seule* densité d'impulsion-énergie associée est, $[\partial^\lambda] \equiv \overrightarrow{\partial^\lambda} - \overleftarrow{\partial^\lambda}$ désignant l'opérateur de Schrödinger-Gordon et

$$B^{\lambda\mu} \equiv \partial^\mu A^\lambda - \partial^\lambda A^\mu$$

le champ associé au potentiel A^λ ($\lambda, \mu, \nu, \rho = 1, 2, 3, 4$; $x^4 = ict$), le tenseur de L. de Broglie [6] que nous écrivons d'abord en champs réels

$$T^{\lambda\mu} = A_\rho[\partial^\lambda]B^{\mu\rho}. \tag{1}$$

En effet, du postulat posé résulte que l'opérateur $[\partial^\lambda]$ doit figurer, l'indice λ étant libre, une fois et une seule. Le tenseur T devant être de rang 2 et quadratique en les A et B, A^λ et $B^{\mu\nu}$ doivent figurer chacun une fois, deux de leurs indices étant contractés, d'où nécessairement l'écriture (1) (à un facteur près, qui, en fait, vaut 1).

Dire que le tenseur d'impulsion-énergie est (1) confère une certaine réalité physique au potentiel. Celle-ci s'affirmera si l'on trouve une situation physique où certaines composantes non invariantes de jauge de $T^{\lambda\mu}$ seront mesurables, car la jauge sera alors fixée. Ceci n'a *pas* lieu dans l'onde plane de 4-fréquence k^λ, qui est telle que

$$iB^{\mu\nu} = k^\mu A^\nu - k^\nu A^\mu, \qquad k_\lambda A^\lambda = 0, \qquad k_\lambda k^\lambda = 0, \tag{2}$$

car alors (1) se récrit

$$T^{\lambda\mu} = 4 A_\rho A^\rho k^\lambda k^\mu, \tag{3}$$

expression indépendante du potentiel de jauge

$$\mathcal{A}^\lambda = a k^\lambda e^{jk_\rho x^\rho} \qquad (a \text{ arbitraire}) \tag{4}$$

La situation est toute différente dans le cas des « ondes planes inhomogènes » à 4-fréquence k^λ complexe satisfaisant toujours aux relations (2) et (4). Dans ce cas, $A^\lambda \to (A^\lambda + A^{\star\lambda})/2, \ldots$ et il faut remplacer (1) par

$$8\,T^{\lambda\mu} = A^{*}_{\rho}[\partial^\lambda]B^{\mu\rho} + \text{c. c.}, \tag{5}$$

en sorte que (3) devient

$$8\,T^{\lambda\mu} = A^{*}_{\rho}A^{\rho}(k^\lambda + k^{*\lambda})(k^\mu + k^{*\mu}) - (A^\mu A^{*}_{\rho}k^\rho + A^{*\mu}A_\rho k^{*\rho})(k^\lambda + k^{*\lambda}). \tag{6}$$

Le $T^{\lambda\mu}$ *d'une onde plane inhomogène est donc la somme d'un terme invariant de jauge symétrique en* λ, μ *et d'un terme non invariant de jauge asymétrique en* λ, μ $(k^{*}_{\rho}A^{\rho} \neq 0)$. C'est ce dernier terme qui, conformément à un récent calcul d'Imbert et Ricard (1), fixe univoquement la jauge en fonction des valeurs des flux d'énergie T^{4x} et T^{4y} dans l'onde évanescente de Fresnel, elles-mêmes mesurées au moyen des déplacements longitudinal l_x de Goos-Hänchen (2) et transversal l_y par effet inertial de spin du photon [(3), (4)] mesuré par Imbert (5).

Il est remarquable que la jauge ainsi univoquement fixée par l'expérience soit la jauge transverse dans le repère lié au dioptre :

$$\mathbf{k}.\mathbf{A}_0 = 0 \quad (\mathbf{k}\ \text{complexe}), \qquad V_0 = 0. \tag{7}$$

Rappelons que L. de Broglie (7) avait obtenu une conclusion semblable au moyen d'un argument moins contraignant concernant le moment angulaire d'une onde polarisée circulairement.

Remarque. — Lorsque l'onde plane incidente est du type $E_{\parallel}$, les composantes T^{x4}_0 de la densité d'impulsion et T^{4x}_0 du courant d'énergie de l'onde évanescente parallèles au plan d'incidence $y = 0$, calculées par J. Ricard (8) en insérant le potentiel « transversal » (7) dans le tenseur de L. de Broglie, ne sont pas égales entre elles. Cette circonstance est évidemment liée à la valeur non nulle dans ce cas de la composante σ^y de la densité de spin (8) ainsi qu'au fait corollaire que le vecteur $\mathbf{E} = -(j/c)\,\omega\mathbf{A}_0$ de l'onde évanescente décrit une ellipse *dans le plan* $y = 0$.

Il y a là en principe un nouveau moyen d'atteindre expérimentalement l'effet inertial de spin du photon. En effet, d'une part la valeur du flux d'énergie T^{4x}_0 a déjà été mesurée grâce à l'effet Goos-Hänchen, d'autre part celle de la densité d'impulsion T^{x4}_0 serait mesurée dans l'expérience sur les « photons-tachyons » que nous avons récemment proposée (9).

(*) Séance du 1er avril 1970.

(1) Ch Imbert et J. Ricard, *Comptes rendus* 270, série B, 1970, p. 1096.

(2) F. Goos et H. Hänchen, *Ann. Physik*, 1, 1947, p. 333 et 3, 1949, p. 251.

(3) O. Costa de Beauregard, *Cah. Phys.*, 18, 1964, p. 471; *Phys. Rev.*, 139, 1965, p. B 1443.

(4) CH. IMBERT, *Comptes rendus*, 267, série B, 1968, p. 1401.
(5) CH. IMBERT, *Comptes rendus*, 269, série B, 1969, p. 1227 et 270, série B, 1970, p. 529.
(6) L. DE BROGLIE, *Mécanique ondulatoire du photon et théorie quantique des champs*, Paris, Gauthier-Villars, 1949, p. 43.
(7) L. DE BROGLIE, *Ibid.*, p. 72-77.
(8) J. RICARD, *Comptes rendus*, 270, série B, 1970, p. 661.
(9) O. COSTA DE BEAUREGARD, *Comptes rendus*, 270, série B, 1970, p. 773 et 1004.

(*Laboratoire de Physique théorique associé au C. N. R. S., Institut Henri-Poincaré, 11, rue Pierre-et-Marie-Curie, 75-Paris, 5e.*)