« LES EXTRAITS DE LA REVUE SCIENTIFIQUE »

LA THÉORIE DE L'INTERACTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE WHEELER & FEYNMAN

PAR

OLIVIER COSTA DE BEAUREGARD

FONDÉE EN 1863

EXTRAIT DU N° 3305, JANVIER-MARS 1950,
FASCICULE 1 DE LA 88e ANNÉE DE LA REVUE SCIENTIFIQUE. *PAGES 34 A 40*

PUBLIÉS PAR « LES ÉDITIONS DE LA REVUE SCIENTIFIQUE »

LA THÉORIE DE L'INTERACTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE WHEELER & FEYNMAN

Par Olivier COSTA DE BEAUREGARD

I. — INTRODUCTION.

NOTRE but, en publiant l'exposé que nous avons fait de la théorie de Wheeler & Feynman [9, 10] au Séminaire du professeur Louis de Broglie (1), n'est que de faciliter la discussion des idées intéressantes et curieuses mises en avant par ces auteurs, grâce à la simple réfraction qu'elles peuvent subir à travers un esprit autre que ceux dont elles sont émanées.

La théorie dont il s'agit, à laquelle Wheeler & Feynman ont donné sa forme cohérente, synthétise un certain nombre d'idées dues à divers auteurs : Schwarzshild [7], Tetrode [8], Fokker [3, 4, 5], Frenkel [6], Dirac [1, 2], Wheeler & Feynman [9, 10]. Physiquement, elle découle entièrement des trois postulats suivants :

P. I. — **Il n'existe pas d'auto-action des charges élémentaires, qui sont ponctuelles.** Ce postulat, dont Frenkel, notamment, s'est servi, ne peut naturellement pas être considéré comme une affirmation de fond ; mais, en limitant le problème électromagnétique à celui des mutuelles interactions, il constitue simplement un procédé pour mettre systématiquement de côté des questions théoriques difficiles, et inaccessibles à l'expérience macroscopique et préquantique à laquelle on se limite.

P. II. — **L'expression du potentiel créé par une charge est symétrique par rapport à la coordonnée temps,** donc symétrique en termes des potentiels avancés et retardés. Le but de ce postulat est d'assurer à la théorie, qui est relativiste, la complète réversibilité temporelle que connaissait la mécanique newtonienne. Un aspect de cette réversibilité, qui consistait dans la *conservation de l'énergie* des systèmes isolés, sera retrouvée ici, sous l'aspect de l'absence d'énergie rayonnée par des systèmes isolés.

P. III. — **L'univers physique, schématiquement assimilé à un ensemble de charges ponctuelles, est supposé être totalement absorbant pour les radiations électromagnétiques.** Par ce postulat, qui leur est propre, Wheeler & Feynman retrouvent les formules de la théorie de l'électron ponctuel rayonnant de Dirac, et ils écartent l'objection fondamentale qui se dressait devant la théorie de Schwarzshild, de Tetrode et de Fokker : celle d'ignorer l'irréversibilité physique du rayonnement.

II. — COURANTS ET POTENTIELS.

Nous utilisons les notations

$$x^u = x_u (u = 1, 2, 3), \qquad x^4 = x_4 = ict, \tag{1}$$

et nous introduisons la *fonction de* Dirac *d'un argument purement imaginaire* par la définition

$$\int_a^b f(x^4)\,\delta(x^4)\,dx^4 = \begin{cases} ic \cdot f(o) \\ o \end{cases}, \tag{2}$$

suivant que le segment ab porte ou non le point o.

$\mathfrak{C}(a^i)$ $(i = 1, 2, 3, 4)$ désignant la trajectoire d'Univers d'une charge ponctuelle $Q_a = Q$, on lui liera le quadricourant symbolique

$$j^i = Q \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\prod_i^4 \delta(x^k - a^k)\right] da^i ; \tag{3}$$

en prenant $\mathfrak{C}$ parallèle à Ox^4, intégrant sur a^4 la composante $j^4 \equiv ic \cdot q$ puis, à temps constant, l'expression $\iiint q\,\delta u \equiv Q$, l'on vérifie sans peine que cette formule est correcte.

Posant

$$r^i = x^i - a^i, \qquad r^s = r^i r_i , \tag{4}$$

on introduit, conformément au Postulat II, le potentiel temporellement symétrique

$$A = -\frac{1}{4\pi} Q \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(r^s)\,da^i , \tag{5}$$

dont l'expression s'apparente étroitement à celle, bien connue, du potentiel de Dirac-Wentzel (1). Elle en diffère par les deux simplifications qui, précisément, rendent ce potentiel temporellement symétrique : la suppression du double signe $\pm$ en liaison avec le signe de r^4, la substitution de la somme $\int_{-\infty}^{+\infty}$ aux sommes $\int_{-\infty}^{\alpha}$ ou $\int_{\alpha}^{+\infty}$; α désignera dorénavant un paramètre unicursal de la trajectoire $\mathfrak{C}$.

Invoquant une identité démontrée par Dirac [1] :

$$\partial_i^i \delta(r^s) = -4\pi \left[\prod_i^4 \delta(x^k - a^k)\right], \tag{6}$$

on déduit, des définitions (5) et (3),

$$\partial_i^i A^k = j^k , \tag{7}$$

ce qui montre la cohérence de ces définitions.

La définition symétrique (5) de A^i contient implicitement la demi-somme des potentiels retardé et avancé de Liénard-Wiechert, dont nous rappelons l'expression relativiste :

$$A^i_{\text{ret, av}} = \frac{Q}{4\pi} \frac{a'^i}{a'_k (x^k - a^k)_{\text{ret, av}}} ; \tag{8}$$

par $(x^k - a^k)_{\text{ret, av}}$, on désigne les deux quadrivecteurs isotropes

(1) Séance du 14 février 1950.

(1) [2], équations 41, 46, 43.

joignant le point d'épreuve x^k à la trajectoire $\mathfrak{C}(a^k)$. Cela étant, la formule (5) se transforme suivant

$$A^i = -\frac{Q}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\frac{d}{d\alpha}(a^i)}{\frac{d}{d\alpha}(r^2)}\,\delta(r^2)\,dr^2$$

ou encore, puisque, dans un déplacement da^i,

$$\frac{d}{d\alpha}(r^2) = 2(a^i - x^i)\,a'_i = -2(x^i - a)\,a'_i, \tag{9}$$

suivant

$$A^i = \frac{Q}{8\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a'^i}{a'_k(x^k - a^k)}\,\delta(r^2)\,dr^2;$$

éliminant par intégration le $\delta(r^2)$ et se reportant à la formule classique (8), il vient, la seconde expression de A^i résultant d'une convention d'écriture que nous utiliserons dorénavant,

$$A_i = \frac{1}{2}(A^i_{ret} + A^i_{av}) \equiv \frac{1}{2}(\underset{\sim}{A}^i + \overline{A}^i). \tag{10}$$

Montrons enfin que A^i satisfait à la condition de LORENTZ et, pour cela, notons d'abord que (compte tenu des (4))

$$\partial_i(r^2) = 2(x_i - a_i); \tag{11}$$

(5) donne alors

$$\partial_i A^i = -\frac{Q}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\frac{d}{dr^2}\,\delta(r^2)\right\} 2(x_i - a_i)\,da^i,$$

puis, compte tenu de (9),

$$\partial_i A^i = -\frac{Q}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d[\delta(r^2)] = \left\{-\frac{Q}{4\pi}\,\delta(r^2)\right\}_{-\infty}^{+\infty}; \tag{12}$$

on a donc bien, pour tout point à distance finie, et en admettant qu'il n'existe aucune trajectoire $\mathfrak{C}$ à l'infini,

$$\partial_i A^i = 0. \tag{13}$$

De (7), de (13), de la définition bien connue du champ

$$B^{ij} = \partial^j A^i - \partial^i A^j, \tag{14}$$

et de l'expression de la densité de force de LORENTZ ou, ce qui revient au même, de celle de l'impulsion pondéromotrice d'Univers,

$$f^k = B^{kl} j_l, \qquad dp^k = Q\,B^{kl}\,da_l, \tag{15}$$

résulte toute la théorie classique de MAXWELL-LORENTZ, à la différence importante près que, dans l'intégration de (7), la solution retardée usuelle est remplacée par la demi-somme des solutions retardée et avancée, fait que nous indiquons symboliquement suivant

$$\frac{1}{2}(\underset{\sim}{A}^i + \overline{A}^i) \rightleftarrows \underset{\sim}{A}^i. \tag{16}$$

Dans tous les problèmes de charges stationnaires et de courants permanents, les deux expressions (16) ont exactement les mêmes conséquences. Il n'en va nullement de même dans les problèmes de charges accélérées et de courants variables, où la seconde expression (16) est la seule physiquement correcte. L'objet du § VII sera de montrer comment la théorie des potentiels temporellement symétriques se libère de cette importante difficulté.

Posant, par définitions de l'*impulsion-énergie électromagnétique* $p^{*i}_{(a)}$ et de l'*impulsion-énergie totale* $P^i_{(a)}$ d'une charge Q_a,

$$p^{*i}_{(a)} = -Q_{(a)}A^i_{(a)}, \qquad P^i_{(a)} = p^i_{(a)} + p^{*i}_{(a)}, \tag{17}$$

on tire immédiatement, comme il est bien connu, de (14) et (15_2) la conséquence

$$dP^i_{(a)} = -Q_{(a)}\,\partial^i A^j_{(a)}\,da_j \tag{18}$$

où, conformément au Postulat I, $A^j_{(a)}$ désigne le potentiel créé en a par toutes les autres charges.

III. — ACTION ET RÉACTION.

On raisonne, pour simplifier le discours, avec deux charges a et b seulement. Posant

$$r^i = a^i - b^i, \qquad \partial^i_{(a)}\,\delta(r^2) = 2\,\delta'(r^2)\,r^i, \tag{19}$$

où δ' désigne essentiellement la dérivée de la fonction δ par rapport à son argument, et remplaçant, au second membre de (18), A^j d'après (5), il vient

$$\begin{cases} dP^i_{(a)} = \dfrac{Q_a Q_b}{2\pi}\displaystyle\int_{\beta=-\infty}^{\beta=+\infty} \delta'(r^2)\,r^i\,da_j\,db^j, \\ dP^i_{(b)} = -\dfrac{Q_a Q_b}{2\pi}\displaystyle\int_{\alpha=-\infty}^{\alpha=+\infty} \delta'(r^2)\,r^i\,da_j\,db^j. \end{cases} \tag{20}$$

Ainsi, *les variations élémentaires d'impulsion-énergie électromagnétique pour la charge a et pour la charge b s'obtiennent, à un changement de signe près, par intégration sur β et sur α de la même fonction*

$$\delta'(d\alpha, d\beta)^i \equiv \frac{Q_a Q_b}{2\pi}\,\delta'(r^2)\,r^i\,da_j\,db^j. \tag{21}$$

La fonction δ', contenue en facteur, peut être transformée en fonction δ au moyen d'intégrations par parties, puis supprimée par des intégrations qui feront apparaître les r^i retardé et avancé. Tels sont les caractères fondamentaux du *théorème relativiste de l'action et de la réaction :* l'action et la réaction s'échangent par ondes dans les deux sens à la vitesse c; l'énoncé classique n'est retrouvé que sous la forme analogique exprimée par les intégrales (20), forme qui ne subsiste pas après suppression de la fonction δ' par intégrations, pour la simple raison que $\frac{\partial}{\partial\alpha}\,\delta'(d\alpha, d\beta)^i$ et $\frac{\partial}{\partial\beta}\,\delta'(d\alpha, d\beta)^i$ sont deux expressions différentes.

Un calcul analogue au précédent donne

$$dp^{*i}_{(a)} = \frac{Q_a Q_b}{2\pi}\int_{\beta=-\infty}^{\beta=+\infty} \delta'(r^2)\,r^k\,da_k\,db^i \tag{22}$$

et

$$0 \equiv -\frac{Q_a Q_b}{4\pi}\,da^i\int_{\beta=-\infty}^{\beta=+\infty} d\delta(r^2) = \frac{Q_a Q_b}{2\pi}\int_{\beta=-\infty}^{\beta=+\infty} \delta'(r^2)\,r^k\,db_k\,da^i; \tag{23}$$

posant alors symboliquement, pour l'expression symétrique ainsi obtenue sous le signe $\int$,

$$\delta'\left\{d\alpha, d\beta\right\}^i \equiv \frac{Q_a Q_b}{2\pi}\,\delta'(r^2)\left\{r^i\,da_j\,db^j - r^j(da_j\,db^i + db_j\,da^i)\right\}, \tag{24}$$

les (17), (20), (22), (23), (24) et (19) montrent que l'on a

$$\begin{cases} dp^i_{(a)} = \displaystyle\int_{\beta=-\infty}^{\beta=+\infty} \delta'\left\{d\alpha, d\beta\right\}^i, \\ dp^i_{(b)} = -\displaystyle\int_{\alpha=-\infty}^{\alpha=+\infty} \delta'\left\{d\alpha, d\beta\right\}^i. \end{cases} \tag{25}$$

La signification de ces expressions est la même que celle indiquée à propos des (20).

Remarquons bien que toutes ces considérations sur l'action et la réaction relativistes supposent essentiellement, comme il est *a priori* évident, le Postulat I, mais beaucoup moins le

Postulat II. Si l'on remplaçait les potentiels de WHEELER-FEYNMAN par les potentiels de DIRAC-WENTZEL, tout le commentaire des équations (20) subsisterait. Une différence importante existe néanmoins entre les deux cas, car, avec les potentiels de WHEELER-FEYNMAN, le paramètre α ne figure pas explicitement dans les expressions de $dP^i_{(a)}$ et de $dp^i_{(a)}$, tandis qu'il le ferait avec les potentiels de DIRAC-WENTZEL. Il faut voir là une manifestation typique de la différence entre les cas d'un système conservatif et d'un système rayonnant.

IV. — IMPULSION-ÉNERGIE D'INTERACTION.

Toujours dans le cas simple de deux charges a et b, introduisons, avec WHEELER & FEYNMAN, l'opérateur

$$\left\{\ \right\} = \left\{ -\int_{-\infty}^{\alpha}\int_{\beta}^{+\infty} + \int_{\alpha}^{+\infty}\int_{-\infty}^{\beta} \right\}. \tag{26}$$

appliquons-le à l'expression $\delta'(d\alpha, d\beta)^i$ introduite au § III précédent (éq. 21), et posons

$$P^i_{ab} \equiv \left\{\ \right\} \delta'(d\alpha, d\beta)^i; \tag{27}$$

compte tenu de (19_2), (5) et (18), il vient

$$\frac{\partial}{\partial\alpha} P^i_{ab} = -\frac{d}{d\alpha} P^i_a, \qquad \frac{\partial}{\partial\beta} P^i_{ab} = -\frac{d}{d\beta} P^i_b,$$

ce qui montre que, P^i_o désignant un quadrivecteur constant, l'on a

$$P^i_a + P^i_b + P^i_{ab} = P^i_o. \tag{28}$$

Remarquons que l'expression P^i_{ab} n'est définie qu'à une constante additive près et que, par exemple, l'opérateur (26) pourrait être remplacé par l'un des trois opérateurs

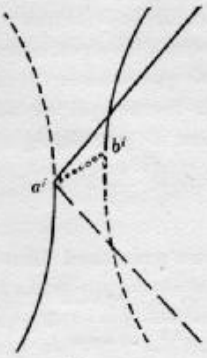

Fig. 1.

$$\left\{ -\int_{-\infty}^{\alpha}\int_{-\infty}^{-\beta} + \int_{\alpha}^{\infty}\int_{-\beta}^{\infty} \right\}, \qquad \left\{ -\int_{-\alpha}^{\infty}\int_{\beta}^{\infty} + \int_{-\infty}^{-\alpha}\int_{-\infty}^{\beta} \right\},$$

$$\left\{ -\int_{-\alpha}^{\infty}\int_{-\infty}^{-\beta} + \int_{-\infty}^{-\alpha}\int_{-\beta}^{\infty} \right\}.$$

Montrons, en partant de la formule (22) précédemment obtenue, que l'expression

$$p^{*i}_a = \frac{Q_a Q_b}{4\pi}\int_{\beta=-\infty}^{\beta=+\infty} \delta(r^2)\, db^i$$

peut être transformée de manière à ce qu'apparaissent les intégrales doubles de l'opérateur $\left\{\ \right\}$.

Prenant essentiellement le quadrivecteur $r^i = a^i - b^i$ du genre espace, et associant suivant le schéma ci-dessus les arcs des trajectoires $\mathfrak{C}_a$ et $\mathfrak{C}_b$, ainsi que les nappes du cône isotrope issu de a^i, distinguons dans dp^{*i}_a la partie *retardée* et la partie *avancée* de l'action de b sur a, suivant

$$dp^{*i}_a = d\underline{p}^{*i}_a + d\overline{p}^{*i}_a. \tag{29}$$

Compte tenu du schéma ci-contre (fig. 1), l'intégration de la formule (22) donne

$$\overline{p}^{*i}(\alpha) - \overline{p}^{*i}(-\infty) = \frac{Q_a Q_b}{2\pi}\int_{-\infty}^{\alpha}\int_{\beta}^{+\infty} \delta'(r^2)\, r_k\, da^k\, db^i,$$

$$\underline{p}^{*i}(\alpha) - \underline{p}^{*i}(-\infty) = -\frac{Q_a Q_b}{2\pi}\int_{\alpha}^{+\infty}\int_{-\infty}^{\beta} \delta'(r^2)\, r_k\, da^k\, db^i.$$

Négligeant les constantes additives $p^{*i}(\pm\infty)$ (qui sont d'ailleurs nulles si les charges sont initialement et finalement très-séparées), l'on voit que

$$p^{*i}_a = -\left\{\ \right\}\left\{\ \right\} \delta'(r^2)\, r_k\, da^k\, db^i \tag{30}$$

et par conséquent, compte tenu des (17) et de (24), que, si l'on pose

$$p^i_{ab} = \left\{\ \right\}\left\{\ \right\}\delta'\left\{\ \right\} d\alpha, d\beta\left\{\ \right\}^i, \tag{31}$$

l'on a

$$p^i_a + p^i_b + p^i_{ab} = P^i_o. \tag{32}$$

En vertu de la remarque faite à propos de la formule (28), le quadrivecteur constant P^i_o doit être considéré comme le même que précédemment. Naturellement, la formule (32) aurait pu être déduite de la définition (31) par le même calcul simple que précédemment, mais nous avons préféré mettre en évidence la structure intime des expressions p^{*i}.

Revenant finalement au cas général des n charges, l'on obtient le *théorème de l'impulsion-énergie totale* du système, sous l'une ou l'autre des formes équivalentes

$$\sum_a P^i_a + \sum_{a\neq b} P^i_{ab} = P^i_o, \tag{33}$$

$$\sum_a p^i_a + \sum_{a\neq b} p^i_{ab} = P^i_o. \tag{34}$$

Il figure, dans ces expressions, une *impulsion-énergie potentielle d'interaction* formée de C^2_n termes. Il s'agit là d'une transposition relativiste de l'expression newtonienne de la conservation de l'énergie, où l'énergie potentielle du système des n *points matériels* est supposée cencentrée dans ces *points matériels* pris deux à deux.

Comparons l'expression (34) à l'expression relativiste classique du même théorème (1) :

$$\sum_a p^i_a + \iiint_\Sigma T^{ij}\, \delta u_j = P^i_o; \tag{35}$$

dans (34), l'expression de l'impulsion-énergie d'interaction est donnée au moyen d'intégrales de ligne du genre temps, prises

(1) Voir, par exemple, O. COSTA DE BEAUREGARD : *La théorie de la relativité restreinte*, formules IV-135, p. 129. Paris, Masson, 1949.

Il est utile de remarquer que, *dans la formule classique* (35), *le quadrivecteur* $\iiint T^{ij}\,\delta u_j$ *est le même pour toutes les hypersurfaces* Σ *qui coupent les* $\mathfrak{C}_a$ *aux mêmes instants-points* (fig. 2), cela, du fait que la quadridivergence $\partial_j T^{ij}$ n'est différente de zéro que le long des $\mathfrak{C}_a$. En effet, Σ_1 et Σ_2 désignant deux hypersurfaces jouissant de la propriété précédente, l'expression

$$\iiint_{\Sigma_1+\Sigma_2} T^{ij}\,\delta u_j = \iiiint \partial_j T^{ij}\,\delta\omega$$

est partout nulle dans le domaine Ω compris entre Σ_1 et Σ_2. Si les deux Σ du genre espace sont supposées partout orientées de la même manière, le signe de $\delta\omega$ doit changer suivant que, dans la région de Ω considérée, Σ_1 se trouve *avant* ou *après* Σ_2.

le long des $\mathfrak{C}$ couplées deux à deux, tandis qu'elle est donnée, dans (35), au moyen d'une intégrale triple du genre espace. Conformément à un double point de vue bien connu de la

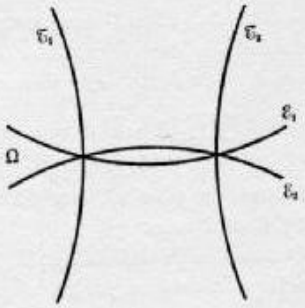

Fig. 2.

théorie électromagnétique, les formules (34) et (35) considèrent respectivement l'impulsion-énergie d'interaction comme concentrée dans les charges ponctuelles, ou comme répartie dans l'espace qui les baigne (1).

Contrairement à ce qui avait lieu dans le § III précédent, les calculs du présent § IV reposent essentiellement sur le Postulat de symétrie temporelle II; il en va de même de ceux du § V suivant.

V. — LE PRINCIPE D'ACTION STATIONNAIRE DE FOKKER.

L'expression fokkerienne de l'*action totale* du système est, de même que la formule (34) de l'impulsion-énergie totale, constituée de manière analogue à l'énergie en mécanique newtonienne; elle s'écrit

$$(36)\qquad \mathcal{A} = \sum_a \int_{-\infty}^{+\infty} p^i\, da_i + \sum_{a\neq b} \frac{Q_a Q_b}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(r^2)\, da_i\, db^i .$$

Faisons varier une seule des $\mathfrak{C}$, soit $\mathfrak{C}_a$, entre les instants points 1 et 2, qui sont donc fixes; compte tenu de la définition (5) du potentiel $A^i_{(a)}$ créé en a par toutes les autres charges et des définitions (17) de l'*impulsion-énergie totale de la charge a*, il vient

$$(37)\qquad \delta_{(a)}\mathcal{A} = \delta \int_1^2 (p^i_{(a)} - Q_{(a)} A^i_{(a)})\, da_i = \delta \int_1^2 \mathrm{P}^i_{(a)}\, da_i = \delta . \mathcal{A}_{(a)} ,$$

$\mathcal{A}_a$ désignant l'expression bien connue de l'*action totale de la charge a*. Or comme, ainsi qu'il est bien connu (2), les équations (18) du mouvement sont conséquences nécessaires et suffisantes du principe d'action stationnaire

$$(38)\qquad \delta . \mathcal{A}_{(a)} = 0 ,$$

l'on voit que, pour le système global des n charges, elles le seront du *principe de* Fokker

$$(39)\qquad \delta . \mathcal{A} = 0 .$$

VI. — LE TENSEUR DE MAXWELL DE LA PRÉSENTE THÉORIE.

On fera apparaître son expression M^{ij} à partir de la formule (15_1) de la densité de force de Lorentz par le calcul bien connu (3); seulement, les Postulats I et II de la présente théorie auront les conséquences suivantes :

1° Le champ total B étant considéré comme une somme de champs $\mathrm{B}^{(a)}$ créés par chacune des charges a, l'expression du tenseur M sera seulement une somme de produits deux à deux de $\mathrm{B}^{(a)}$ différents entre eux;

2° Les B figurant dans l'expression de M seront les demi-sommes $(\underline{\mathrm{B}} + \overline{\mathrm{B}})/2$ des champs retardé et avancé, au lieu des $\underline{\mathrm{B}}$ classiques.

Compte tenu de ces indications, l'expression M_{ij}, donnée initialement par Frenkel [6], sera

$$(40)\qquad \mathrm{M}_{ij} = \sum_{a\neq b} \left(- \mathrm{B}^{(a)}_{ik}\, \mathrm{B}^{(b)k}_{j} + \frac{1}{4} \mathrm{B}^{(a)}_{kl}\, \mathrm{B}^{(b)kl}\, \delta_{ij} \right) ;$$

l'absence ici des termes $\sum_{a=a}$, qui étaient présents dans la classique théorie du champ, entraîne la conséquence qu'en certains instants-points le champ total B peut être nul sans que le tenseur M le soit; mais, comme le Postulat I n'est rien de plus, on l'a dit, qu'un artifice de calcul, sa conséquence précédente n'a aucune portée de fond.

Il est bien connu que le tenseur de Maxwell n'est défini qu'à un tenseur additif près de divergence nulle. Wheeler & Feynman ont profité de cet arbitraire pour substituer au M précédent de Frenkel un autre M^* qui leur est utile.

Résumons symboliquement la formule (40) suivant

$$(41)\qquad \mathrm{M} = \sum_{a\neq b} (\mathrm{B}\cdot\mathrm{B}) .$$

Remplaçant les B en fonction des champs retardé $\underline{\mathrm{B}}$ et avancé $\overline{\mathrm{B}}$, chacun des termes de la $\sum$ précédente s'écrit

$$(\mathrm{B}\cdot\mathrm{B}) \equiv \frac{1}{4} \left\{ (\underline{\mathrm{B}} + \overline{\mathrm{B}})(\underline{\mathrm{B}} + \overline{\mathrm{B}}) \right\} = \frac{1}{4} \left\{ (\underline{\mathrm{B}}\cdot\underline{\mathrm{B}}) + 2(\underline{\mathrm{B}}\cdot\overline{\mathrm{B}}) + (\overline{\mathrm{B}}\cdot\overline{\mathrm{B}}) \right\} .$$

Introduisons alors, avec Wheeler & Feynman, le tenseur dont les éléments sont

$$\frac{1}{4} \left\{ (\underline{\mathrm{B}} - \overline{\mathrm{B}})(\underline{\mathrm{B}} - \overline{\mathrm{B}}) \right\} = \frac{1}{4} \left\{ (\underline{\mathrm{B}}\cdot\underline{\mathrm{B}}) - 2(\underline{\mathrm{B}}\cdot\overline{\mathrm{B}}) + (\overline{\mathrm{B}}\cdot\overline{\mathrm{B}}) \right\} .$$

Ainsi qu'on l'expliquera plus en détail au § VII suivant, ce tenseur est toujours et partout sans singularités, et de divergence identiquement nulle; en le retranchant du précédent, puis en sommant sur tous les $a \neq b$, on fera apparaître le *tenseur de* Wheeler & Feynman dont l'expression symbolique est

$$(42)\qquad \mathrm{M}^* = \sum_{a\neq b} (\underline{\mathrm{B}}\cdot\overline{\mathrm{B}}) .$$

Contrairement à ce qui arrivait avec le M de Frenkel, les éléments du M^* ne sont pas symétriques par rapport aux indices a et b des charges; la symétrie est seulement rétablie lors de la sommation $\sum$.

VII. — L'IRRÉVERSIBILITÉ DU RAYONNEMENT SELON DIRAC, WHEELER & FEYNMAN.

Résumé de la théorie de l'électron ponctuel rayonnant de Dirac.

Soit a une charge ponctuelle; décomposons le *champ électromagnétique total* B en le *champ incident sur la particule*, B_{in}, et le *champ retardé créé par la particule* $\underline{\mathrm{B}}$:

$$(43)\qquad \mathrm{B} = \mathrm{B}_{in} + \underline{\mathrm{B}} ;$$

« toute théorie fondamentale devrait être symétrique en $\underline{\mathrm{B}}$ et $\overline{\mathrm{B}}$ », écrit Dirac, qui définit alors le *champ sortant de a*, B_{ex}, au moyen du *champ avancé créé par a*, $\overline{\mathrm{B}}$, suivant

$$(44)\qquad \mathrm{B} = \mathrm{B}_{ex} + \overline{\mathrm{B}} ,$$

et ensuite le *champ rayonné par a*, suivant

$$(45)\qquad \mathrm{B}_{rad} = \mathrm{B}_{ex} - \mathrm{B}_{in} \equiv \underline{\mathrm{B}} - \overline{\mathrm{B}} .$$

(1) Notons bien, toutefois, que, tant qu'on n'a pas su écrire la partie *potentielle* du *moment cinétique et barycentrique total* du système des n points (O. Costa de Beauregard, *op. cit.*, formule IV, 135_8) sous une forme analogue à (31), la conception d'une *interaction concentrée dans les charges* n'est pas substituable à celle d'une *interaction répartie dans le champ*.

(2) O. Costa de Beauregard, *op. cit.*, p. 154.

(3) O. Costa de Beauregard, *op. cit.*, p. 82.

Ainsi, ce *champ rayonné*, que DIRAC introduit d'une manière intuitive au moyen de la définition (45_1), s'exprime, grâce à (45_2), en fonction des seules caractéristiques de la trajectoire $\mathfrak{T}_a$; de plus, les singularités sur $\mathfrak{T}_a$ de $\underline{B}$ et de $\overline{B}$ se détruisant par soustraction, B_{rad} est dénué de singularités dans tout l'Univers, et de divergence identiquement nulle. DIRAC [1] a calculé B_{rad} au point courant de $\mathfrak{T}_a$ et a trouvé, les dérivées étant prises par rapport au *temps propre* $\tau = s/ic$ (1),

$$B^{ij}_{rad} = \frac{4Q}{3c^5}[\dddot{a}^i\dot{a}^j - \ddot{a}^j\ddot{a}^i]. \tag{46}$$

Ensuite, après avoir tenu compte de l'auto-action de la charge ponctuelle au moyen d'une *renormalisation* de sa masse, DIRAC trouve, pour équations du mouvement,

$$\dot{p}^i_{(a)} = Q_{(a)}B^{ij}_{(a)}\dot{a}_j, \tag{47}$$

avec

$$B_{(a)} = \frac{1}{2}(B_{in} + B_{ex}), \tag{48}$$

et par conséquent, compte tenu de la définition (45),

$$B_a = B_{in} + \frac{1}{2}B_{rad}. \tag{49}$$

Tenant compte alors de l'expression (46) de B_{rad}, il vient enfin

$$\dot{p}^i = Q\,B^{ij}_{in}a_j - \frac{2Q^2}{3c^3}\left(\dddot{a}^i + \frac{1}{c^2}\ddot{a}^k\dot{a}_k\dot{a}^i\right), \tag{50}$$

ce qui est bien, comme on le sait depuis LORENTZ, l'équation du mouvement d'une charge, compte tenu de l'amortissement résultant du rayonnement; l'expression (2)

$$\dot{p}^i_{am} \equiv \frac{1}{2}B^{ij}_{rad}\dot{a}_j = -\frac{2Q^2}{3c^3}\left(\dddot{a}^i + \frac{1}{c^2}\ddot{a}^k\dot{a}_k\dot{a}^i\right) \equiv -\frac{2Q^2}{3c^3}\left(\dddot{a}^i - \frac{1}{c^2}\ddot{a}^k\ddot{a}_k\dot{a}^i\right) \tag{51}$$

est, par définition, la *quadriforce d'amortissement*, ou *quadriforce réactive*.

Interprétation des calculs de Dirac par Wheeler & Feynman.

Faisons jouer, dans l'ordre qui convient, les trois postulats rappelés au § I.

D'après le P. III, le champ B sera identiquement nul à l'extérieur d'une sphère S supposée enfermer toutes les charges de l'univers; l'expression de ce champ étant fournie, d'accord avec le P. II, par la formule (10), on doit avoir

$$\sum_{\text{tous } b}(\underline{B}^{(b)} + \overline{B}^{(b)}) \equiv 0 \qquad \text{à l'extérieur de S.} \tag{52}$$

Remarquons bien que la définition (52) de l'*absorption* est temporellement symétrique. Cette *absorption* affecte les champs avancés aussi bien que les champs retardés.

Comme la destruction identique de $\underline{B}$ et $\overline{B}$ par interférences est impossible dans un domaine fini de l'espace-temps, l'on doit avoir

$$\sum_{\text{tous } b}\underline{B} \equiv 0 \quad \text{et} \quad \sum_{\text{tous } b}\overline{B} \equiv 0 \qquad \text{à l'extérieur de S,} \tag{53}$$

et par conséquent

$$\sum_{\text{tous } b}(\underline{B} - \overline{B}) \equiv 0 \qquad \text{à l'extérieur de S.} \tag{54}$$

Mais chaque $\underline{B} - \overline{B} \equiv B_{rad}$ étant toujours et partout sans singularités, est solution des équations de MAXWELL pour l'Univers vide. Il suit alors de (54) que l'on a

$$\sum_{\text{tous } b}(\underline{B} - \overline{B}) \equiv 0 \qquad \text{dans tout l'Univers.} \tag{55}$$

On verra bientôt que ce résultat traduit l'égalité des deux expressions (43) et (44) de DIRAC.

Maintenant, en vertu des Postulats I et II, le champ agissant sur une charge particulière a non périphérique est

$$B_{(a)} = \frac{1}{2}\sum_{b\neq a}(\underline{B}^{(b)} + \overline{B}^{(b)}), \tag{56}$$

expression qu'il faut rapprocher de celle (48) de la théorie de DIRAC, et qu'on peut décomposer identiquement sous la forme

$$B_{(a)} = \sum_{b\neq a}\underline{B} + \frac{1}{2}(\underline{B}^{(a)} - \overline{B}^{(a)}) - \frac{1}{2}\sum_{\text{tous } b}(\underline{B}^{(b)} - \overline{B}^{(b)}). \tag{57}$$

Dans (57), le troisième terme du second nombre est nul en vertu du P. III; le second est le $\frac{1}{2}$ B_{rad} de DIRAC (éq. 45), et le premier représente, compte tenu du Postulat I, le *champ incident* B_{in} de DIRAC :

$$B_{in} = \sum_{b\neq a}\underline{B}^{(b)}. \tag{58}$$

Finalement, la formule (57) de WHEELER & FEYNMAN coïncide avec la formule (49) de la théorie de DIRAC, et entraîne la même conséquence physique très-importante (50).

Discussion. — Peut-on dire que les précédentes théories de DIRAC et de WHEELER-FEYNMAN *démontrent* l'irréversibilité du processus de radiation? Non, et voici pourquoi : des formules symétriques (48) et (45) de DIRAC, on déduit aussi bien, à la place de (49),

$$B_a = B_{ex} - \frac{1}{2}B_{rad}, \tag{59}$$

résultat qu'on retrouve, en théorie de WHEELER-FEYNMAN, à partir de (56), avec

$$B_{ex} = \sum_{b\neq a}\overline{B}^{(b)}. \tag{60}$$

Dans ces deux dernières formules, les champs avancés convergeant vers a remplacent les champs retardés divergeant de a, et la quadriforce réactive figure avec le signe opposé à son signe habituel. Et cela n'est pas tout. Nous allons montrer que si l'on retourne la flèche du temps, c'est-à-dire le sens de parcours de la trajectoire $\mathfrak{T}_a$ ainsi que le sens du quadrivecteur impulsion-énergie propre de la charge Q_a, ce qui revient à considérer un *état à énergie négative* de cette charge; que si, de plus, on change le signe de Q_a, et par conséquent celui de son impulsion-énergie électromagnétique, la formule ordinaire (49) s'échange avec la formule retournée (59), et *vice versa*. En effet dans (50) on a, d_1 et d_2 désignant respectivement les différentielles prises dans les sens des temps propres τ croissants et décroissants,

$$d_1p^i \equiv p^i_2 - p^i_1 = (-p^i_1) - (-p^i_2) \equiv d_2(-p^i), \qquad d_2\tau = -d_1\tau,$$

et, pour les différentielles des divers ordres, $d_2x^i = -d_1x^i$. Compte tenu, alors, de l'échange $Q_2 = -Q_1$, et de la transformation évidente $B_{1\,in} = B_{2\,ex}$, il vient bien le résultat annoncé.

Finalement, la formule (50) qui, dans les calculs de LORENTZ, semblait caractéristique de l'irréversibilité du rayonnement,

(1) Chez DIRAC et dans le premier article de WHEELER & FEYNMAN [9], on a entre la charge e et notre Q, $e = Q/c$; dans le second article de WHEELER & FEYNMAN [10] $e = cQ$; chez DIRAC, WHEELER & FEYNMAN les dérivées sont prises par rapport à $c\tau$.

(2) Le passage de (51_2) à (51_4) se fait en vertu de

$$\dot{a}^k\dot{a}_k = -c^2, \qquad \dot{a}^k\ddot{a}_k = 0, \qquad \dot{a}^k\dddot{a}_k + \ddot{a}^k\ddot{a}_k = 0.$$

n'apparaît plus telle dans ceux de DIRAC et de WHEELER & FEYNMAN. Faut-il conclure brutalement de là que les théories temporellement symétriques de DIRAC et de WHEELER-FEYNMAN échouent dans leur tentative de justifier l'irréversibilité expérimentale du phénomène du rayonnement? Avant de se prononcer, il convient de se remémorer quelques traits des théories classiques de la thermodynamique et la la mécanique statistique.

La démonstration élémentaire du théorème de CARNOT sur l'impossibilité du mouvement perpétuel de seconde espèce repose sur un postulat explicite, l'impossibilité d'une génération monotherme d'énergie, et sur un postulat généralement implicite, le fait que la chaleur s'écoule des thermostats à température plus élevée vers les thermostats à température moins élevée. *Les énoncés de ces deux postulats sont temporellement irréversibles;* on ne peut donc pas dire que le théorème de CARNOT *démontre* l'irréversibilité thermodynamique à partir de prémisses qui ne la contiendraient pas, puisque, au contraire, cette irréversibilité est contenue essentiellement dans les prémisses.

La démonstration, constamment perfectionnée, du *Théorème H* de BOLTZMANN s'applique équivalemment, non pas seulement aux instants croissants à partir de l'instant t_0 de l'hétérogénéité initiale, mais aussi aux instants décroissants avant t_0. Cette démonstration n'entraîne l'irréversibilité des processus physiques que dans la mesure où elle se donne, indépendamment, le sens de la *flèche psychologique* du temps; prise à la lettre, elle aboutit à une conception purement subjective de l'irréversibilité, où les fluctuations vers l'hétérogénéité sont inobservées parce que rien ne les annonce à l'avance (1).

En réalité, la conception du système physique fini et parfaitement isolé de la mécanique statistique est une fiction et, comme y a insisté É. BOREL (2), l'interaction de ce système avec le reste du monde doit être considérée; cette interaction est inévitable dans la mesure même où l'on observe le système et où l'on agit sur lui. En fait, l'état d'hétérogénéité initiale résulte toujours d'une interaction provoquée entre le système et le reste du monde, par exemple de la classique « ouverture d'un robinet ». Or le processus idéal du *couplage* entre systèmes antérieurement isolés apparaît comme foncièrement irréversible, et la mécanique ondulatoire n'a fait que confirmer ce point (3).

Il apparaît finalement qu'aucune des théories de la physique macroscopique n'arrive proprement à *démontrer* l'irréversibilité des phénomènes telle qu'on l'observe. Toutes les *démonstrations* dont il s'agit impliquent, d'une manière ou d'une autre, l'introduction de la notion d'irréversibilité dans leurs prémisses mêmes. Si l'on *retourne* temporellement les prémisses en question, le formalisme mathématique se révèle lui-même réversible.

A cet égard, la théorie relativiste et préquantique de l'électromagnétisme, telle que l'ont synthétisée WHEELER & FEYNMAN, est logée à la même enseigne que toutes les théories macroscopiques : elle parvient à *justifier*, elle ne *démontre* pas l'irréversibilité des phénomènes.

VIII. — APPENDICE.

Le processus qui, dans la théorie précédente, est décrit mathématiquement comme l'émission d'une onde divergente vers les temps décroissants, se manifesterait physiquement comme l'absorption d'une onde convergente. WHEELER & FEYNMAN ont voulu montrer comment la généralité même du processus de l'absorption efface statistiquement ces ondes convergentes, dont ils postulent l'existence. Peut-être l'étude d'un exemple physique simple illustrera-t-elle utilement toute cette théorie de WHEELER & FEYNMAN.

Imaginons qu'on dispose d'une plaque F recouverte uniformément de matière fluorescente qui, après avoir été uniformément exposée à une source de lumière intense, émette de la lumière dans une bande de fréquences $\nu, \Delta\nu$ bien délimitée, et qu'on dispose aussi d'une matière M qui, prise en épaisseur suffisante, soit complétement opaque aux radiations R de la bande $\nu, \Delta\nu$. Dire que la matière M est opaque aux radiations R, c'est dire qu'elle les absorbe; si elle ne les absorbait pas, elle se laisserait traverser par elles, et, conformément aux idées de WHEELER & FEYNMAN, ces radiations seraient ultérieurement absorbées quelque part dans l'univers. Considérant symétriquement les deux notions d'*émission* et d'*absortion*, l'on voit que c'est la généralité même du processus de l'absorption qui, selon WHEELER & FEYNMAN, interdit l'existence de la notion qui serait symétrique de celle d'une matière à la fois *opaque* et *non émissive* dans la bande spectrale $\nu, \Delta\nu$.

Mais il reste permis d'imaginer fictivement que la matière M, opaque aux radiations R, est complétement diffusante pour ces radiations; on peut admettre aussi que la plaque F jouit de cette même propriété; en effet, on sait que les spectres d'excitation et de réémission d'une matière fluorescente sont distincts, et il arrive en particulier qu'ils couvrent des bandes $\nu, \Delta\nu$ complétement séparées. Avec cette hypothèse, si l'on enferme dans une chambre absolument close faite de la matière M la plaque F préalablement excitée, il arrivera, dans la théorie de WHEELER & FEYNMAN, que cette plaque restera indéfiniment excitée; l'on pourra la retirer de la chambre après une durée très-longue, bien supérieure à sa vie moyenne normale, et la trouver encore excitée; à vrai dire, il faudra tenir compte de ce que la diffusion de la radiation R par les parois de la chambre M est un processus d'absorption et de réémission, en sorte qu'une partie W_1 de l'énergie latente W dans la plaque lui sera soustraite, et répartie dans la matière de la chambre M et de la plaque F. Malgré tout, si l'on admet qu'une fois le régime stationnaire établi, la quantité W_1 est inférieure à W, la plaque F ne se « déchargera » pas complétement, et, quand on la retirera de la chambre, il restera en elle une énergie de radiation latente $W - W_1$.

Maintenant, il est bien certain que, si un pareil phénomène existait réellement, il y a longtemps qu'on l'aurait observé. En fait, il n'existe pas de matière parfaitement diffusante pour une radiation $\nu, \Delta\nu$. En mettant les choses au mieux, l'on peut admettre un coefficient d'absorption de 0,1 pour un seul processus d'absorption et de réémission, c'est-à-dire un coefficient de réémission de 0,9. Supposons alors que les dimensions de la chambre M soient telles que le libre parcours moyen de la lumière entre deux impacts sur les parois de M soit de l'ordre de 3 m; il est difficile d'admettre, pour la chambre M, des dimensions très-supérieures à celles-là, car on doit évidemment supposer qu'un vide très-parfait existe en son intérieur, faute de quoi les absorptions et réémissions de la radiation R par les molécules des gaz enfermés réduiraient énormément la valeur précédente de son libre parcours moyen. Avec cette valeur, la lumière traverse la chambre en 10^{-8} sec et, dans le même temps, son intensité est réduite dans le rapport 0,9; par conséquent la vie moyenne optimum de la plaque F, telle qu'elle est limitée par les caractéristiques physiques de la chambre M, sera

$$x \cdot 10^{-8} \text{ sec}, \quad \text{avec} \quad (0,9)^x = 0,5.$$

On trouve aisément que $x \simeq 6,5$, en sorte que la vie moyenne

(1) O. COSTA DE BEAUREGARD et B. D'ESPAGNAT ont discuté ces questions en détail *in Revue des questions scientifiques*, Louvain, 8, 1947, p. 351.

(2) *Traité de Calcul des Probabilités*, t. 11, fasc. 3, *Mécanique statistique classique*, Paris, 1925, chap. III.

(3) Voir notamment J. von NEUMANN : *Les fondements mathématiques de la mécanique quantique*, traduction A. PROCA, Paris, 1946, chap. IV, V, VI.

optimum de la plaque F enfermée dans la chambre M, extrêmement brève, sera de l'ordre de

$$\tau_{max} \simeq 6{,}5 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

Il ne faut pas s'étonner, dans ces conditions, que les ondes convergentes de WHEELER & FEYNMAN n'aient jamais été mises en évidence, même s'il se trouve qu'elles existent réellement.

Imaginons pourtant que cette difficulté puisse être surmontée, qu'on puisse disposer d'une matière M ayant un coefficient

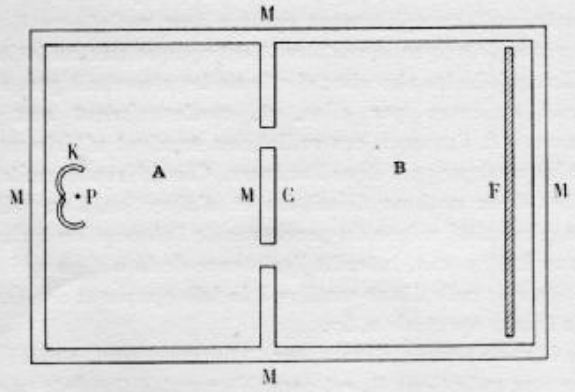

Fig. 3.

d'absorption considérablement plus faible que le précédent. Constituons alors, avec cette matière M, une chambre complétement close séparée en deux compartiments A et B, par une cloison plane C (fig. 3); cette cloison est supposée percée de deux fentes parallèles, qui seront des fentes d'YOUNG. Dans le compartiment B plaçons, non pas une source ponctuelle comme dans l'expérience d'YOUNG classique, mais un absorbant ponctuel P; pour des raisons qui apparaîtront dans un instant, nous avons besoin de supposer qu'à partir d'un certain instant t l'absorbant ponctuel P est mis hors service; cela peut être réalisé, par exemple, en refermant sur lui à l'instant t une petite boîte K contenue dans le compartiment B et faite de la matière M. Dans le compartiment A nous plaçons, parallèlement à la cloison C, la plaque fluorescente F préalablement excitée de manière uniforme; dans la théorie de WHEELER & FEYNMAN, une onde d'absorption va converger vers P, à travers les fentes d'YOUNG, en partant de la plaque F, de sorte que la « décharge » de cette plaque fera apparaître les franges d'YOUNG *à l'émission*, et non pas à la réception, comme dans l'expérience classique. Les franges qui, dans l'expérience classique, P étant une source et E un écran récepteur, seraient noires, seront ici « non déchargées », c'est-à-dire qu'elles resteront excitées; et les franges qui, dans l'expérience classique, seraient brillantes, seront ici « déchargées », c'est-à-dire ramenées à l'état non excité par la perte de la radiation qu'elles pouvaient émettre. Il est vrai qu'il faut tenir compte aussi de la diffusion de la lumière par les parois M de la chambre. En fait, tout chemin partant de la plaque et atteignant l'absorbant P après un nombre quelconque de diffusions sur M sera un « chemin désexcitant », de sorte qu'au bout d'un temps très-court tout le système primitif des franges sera brouillé; c'est exactement comme si, dans l'expérience classique, le dispositif était enfermé dans une boite parfaitement diffusante, et comme si l'écran d'YOUNG aussi était diffusant; l'expérience serait impossible, à ceci près que durant un temps très-court après l'allumage de la source, savoir le temps mis par la lumière pour aller de la source à l'écran par les trajets directs à travers les fentes, le système des franges d'YOUNG s'établirait; aux instants ultérieurs, tout point de M « s'allumerait » à son tour, et les franges disparaitraient. En principe, il en ira de même avec notre expérience inverse; seulement, le bref laps de temps pendant lequel le système des franges s'instaurera se produira aussitôt *avant* « l'extinction » de l'absorbant, laquelle pourra être accomplie à l'instant t au moyen du dispositif qu'on a dit. Pour en rester à l'exemple numérique précédent, supposons que les dimensions intérieures des deux compartiments A et B soient de l'ordre de 3 mètres, ce qui entraîne une distance de l'ordre de 6 mètres entre l'écran F et l'absorbant P, distance parcourue par la lumière en $2 \cdot 10^{-8}$ sec; si donc, $2 \cdot 10^{-8}$ sec après le début de l'expérience, on escamote, comme il a été dit, l'absorbant ponctuel P, seul le système classique des franges d'YOUNG (franges à l'émission, répétons-le) aura le temps de s'établir; tous les autres parcours, comportant des diffusions par les parois M, étant plus longs, n'auront pas le temps d'être excités. Naturellement, l'obtention du résultat précédent suppose que la durée de vie moyenne normale de la plaque fluorescente excitée, τ_{min}, soit inférieure à $2 \cdot 10^{-8}$ sec. Ensuite, il se produira l'absorption parasite dans les parois M, par le mécanisme précédemment décrit, et, au bout de $6{,}5 \cdot 10^{-8}$ sec, les franges seront pratiquement abolies.

Toute la discussion précédente montre à l'évidence que les *ondes convergentes d'absorption*, ou *ondes avancées*, postulées par WHEELER & FEYNMAN, sont pratiquement impossibles à déceler dans une expérience macroscopique; l'on voit clairement aussi que, dans la théorie en question, c'est la généralité même de ces ondes convergentes qui les fait statistiquement s'effacer. Ce résultat est rassurant, et il fallait bien qu'une théorie admettant l'existence physique des ondes avancées expliquât pourquoi celle-ci n'a jamais été soupçonnée dans le domaine expérimental. Mais la discussion précédente fait ressortir aussi que les hypothèses admises par WHEELER & FEYMAN ne peuvent pas manquer d'avoir quelques conséquences observables, tout à fait paradoxales aux termes des conceptions traditionnelles, mais qu'il devrait être possible de saisir au moyen d'expériences, particulièrement fines, imaginées à cette fin. Tant que ces expériences n'auront pas été conçues et exécutées, l'on en sera réduit à se demander si l'hypothèse, séduisante dans l'abstrait, d'une complète symétrie élémentaire des processus d'émission et d'absorption, hypothèse qu'on baptiserait avantageusement du nom d'*hypothèse des récepteurs actifs*, est autre chose qu'un élégant artifice rendant possibles des calculs simples qui seraient impossibles sans elle.

BIBLIOGRAPHIE

[1] DIRAC (P. A. M.) : *Proc. Roy. Soc.*, **A 167**, 1938, p. 148.

[2] DIRAC (P. A. M.) : *Ann. Inst. H. Poincaré*, 9, 1938, p. 13.

[3] FOKKER (A. D.) : *Zeit. f. Phys.*, 58, 1929, p. 386.

[4] FOKKER (A. D.) : *Physica*, 9, 1929, p. 33.

[5] FOKKER (A. D.) : *Physica*, **12**, 1932, p. 145.

[6] FRENKEL (J.) : *Zeit. f. Phys.*, **32**, 1925, p. 518.

[7] SCHWARZSHILD (K.) : *Gött. Nachr.*, **128**, 1903, p. 132.

[8] TETRODE (H.) : *Zeit. f. Phys.*, 10, 1922, p. 317.

[9] WHEELER (J. A.) & FEYNMAN (R. P.) : *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 1945, p. 157.

[10] WHEELER (J. A.) & FEYNMAN (R. P.) : *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 1949, p. 425.