



HAL
open science

Particules libres photons et particules “ charge pure ”

Al. Proca

► **To cite this version:**

Al. Proca. Particules libres photons et particules “ charge pure ”. Journal de Physique et le Radium, 1937, 8 (1), pp.23-28. 10.1051/jphysrad:019370080102300 . jpa-00233468

HAL Id: jpa-00233468

<https://hal.science/jpa-00233468>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PARTICULES LIBRES PHOTONS ET PARTICULES « CHARGE PURE »

Par AL. PROCA.
Institut Henri-Poincaré, Paris.

Sommaire. — L'auteur écrit les valeurs des principales grandeurs, énergie, moments, charge, etc..., attachées à une particule quelconque qui se meut dans le vide, en l'absence de champ extérieur, d'après les lois générales établies dans un article antérieur (*Journal de Physique*, 1936, 7, p. 347.).

Les résultats sont appliqués au photon. On en déduit que ce dernier est une particule « composée » comme dans la théorie de de Broglie, mais que les particules composantes ne sont pas des neutrinos. La théorie de la lumière entre par cette voie dans le cadre d'une mécanique quantique générale qui englobe notamment les électrons négatifs et les positons.

L'auteur insiste sur le nouveau type de particule ainsi introduit, la particule « charge pure », caractérisée par une masse au repos nulle et par une charge égale au quantum d'électricité, éléments qui semblent devoir faciliter sa mise en évidence expérimentale.

1. Introduction. — Cet article a pour but de mettre en relief certaines conséquences de la théorie quantique générale des particules que nous avons esquissée dans un travail antérieur⁽¹⁾, conséquences susceptibles d'acquiescer un certain intérêt si la théorie en question s'avère exacte.

Nous admettons que les équations que nous avons établies sont tout à fait générales et nous essaierons de les appliquer aux photons. Nous aboutirons à une théorie de la lumière dans laquelle le photon est bien une particule « composée », ainsi que le veut la théorie de de Broglie, Jordan et Kronig, les particules composantes n'étant cependant pas des neutrinos. Nous serons ainsi conduits tout naturellement à envisager l'existence d'une nouvelle particule caractérisée — comme le neutrino, — par une masse au repos nulle,

mais ayant en même temps une charge électrique positive ou négative, égale au quantum d'électricité. Un photon résulterait donc de deux particules de ce genre, l'une chargée positivement, l'autre négativement, et tout phénomène faisant intervenir le rayonnement devrait pouvoir se traduire en phénomènes concernant ces particules, ainsi que Jordan l'a proposé pour les neutrinos. Il semble d'ailleurs assez probable que, si la théorie générale des particules quelconques est exacte, c'est-à-dire si elle constitue une traduction de celle de Dirac mais sans énergies négatives, la théorie de la lumière proposée plus haut ne sera autre chose que la traduction analogue de celle de de Broglie ou de Jordan-Kronig. L'avantage de l'introduction de ces nouvelles particules serait, outre naturellement l'élimination de toute énergie négative, la possibilité d'ima-

⁽¹⁾ *Journal de Physique* 1936, t. 7, p. 347.

A ce sujet, nous devons mentionner qu'en 1928, en même temps que le mémoire fondamental de Dirac paraissait un travail de FRENKEL (*Zeitschrift für Physik*, 1928, 47, p. 786) dont le but était de traduire, en mécanique quantique, la théorie classique de l'électron pivotant que cet auteur avait établie précédemment. On trouve dans ce mémoire une tentative d'analyse de la « polarisation » des ondes électroniques au moyen d'une fonction d'onde à plusieurs composantes. En faisant état de l'analogie avec le photon, l'auteur prend comme équations fondamentales, des équations du type de Maxwell avec un potentiel, vecteur d'univers, et qui par conséquent sont, à très peu de chose près, identiques aux nôtres. M. Frenkel montre qu'elles correspondent bien aux équations classiques de l'électron doué d'un moment électromagnétique. Faisant uniquement appel à des raisonnements de correspondance, sa démonstration n'est peut-être pas probante, mais il semble aisé de la reprendre à rebours et prouver que la particule ainsi définie jouit des propriétés d'un électron doué de spin.

Ce travail, qui malheureusement n'a pas été suivi, nous avait échappé au moment de la rédaction de notre premier article ; nous tenons expressément à réparer cette omission.

On doit mentionner que M. H. A. Kramers a étudié également

la théorie classique d'un électron pivotant (*Physica*, 1935, 4, p. 825, et *Verhandelingen, aangeboden aan P. Zeemann*, 1935, p. 403) et en a effectué la première quantification. Celle-ci implique un léger degré d'arbitraire dans le choix de l'hamiltonien. En prenant un hamiltonien complexe (ce qui implique l'existence d'un moment électrique imaginaire bien connue en théorie de Dirac) on obtient après quantification l'équation de Dirac elle-même ainsi qu'il est montré dans le second des articles cités plus haut. Mais, à la fin de cet article, M. Kramers signale en quelques lignes la possibilité de prendre un autre hamiltonien, réel celui-là, et dont le choix, par conséquent, « peut sembler plus naturel lorsqu'on se place à un point de vue physique ». On aboutirait ainsi à « quatre équations du second ordre entre quatre composantes de la fonction d'onde » (deux variables de spin prenant chacune 2 valeurs seulement), qui ne sont d'ailleurs pas données dans l'article cité. Notre théorie correspond, à cette seconde alternative et découle, semble-t-il, de la théorie classique tout aussi bien que la théorie de Dirac.

Les raisonnements de Frenkel et Kramers sont extrêmement précieux autant pour vérifier la forme définitive de l'hamiltonien, que pour dissiper les doutes au sujet de la signification des grandeurs moment électromagnétique et spin, définies dans notre travail en partant d'un point de vue totalement différent.

gner plus facilement qu'avec des neutrinos, des expériences destinées à les déceler (1).

L'exposé qui suit est divisé en deux parties. Dans la première, on applique les résultats généraux de la théorie à une particule quelconque qui n'est soumise à l'influence d'aucun champ extérieur et qui se trouve dans un état déterminé; ces résultats nous seront d'ailleurs utiles pour un travail ultérieur. Dans la seconde partie, nous particulariserons davantage ces résultats en les appliquant aux photons et aux « charges pures ».

I. Particules libres en général.

2. **Equations fondamentales.** — Considérons le cas de l'absence de champ extérieur; les équations fondamentales sont (2) :

$$\partial_r F_{rs} = k^2 \psi_s^* \quad \partial_r G_{rs} = k^2 \psi_s \quad (4)$$

où

$$\left. \begin{aligned} F_{rs} &= \partial_r \psi_s^* - \partial_s \psi_r^* & G_{rs} &= \partial_r \psi_s - \partial_s \psi_r \\ \psi_r &= \text{vecteur d'univers; } k = \frac{mc}{h}; \\ h &= \frac{\text{constante de Planck}}{2\pi}. \end{aligned} \right\} (2)$$

Considérons une particule représentée par une onde plane.

$$\psi_s = a_s e^{i(b_1 x_1 + b_2 x_2 + b_3 x_3 + b_4 x_4)} \quad (3)$$

a_s et b_r sont des vecteurs d'univers constants, le premier complexe, le second réel.

Les équations (4) sont alors équivalentes aux suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \left(k^2 + \sum_1^4 b_r^2 \right) a_s^* &= b_s (a_r^* b_r) \\ \left(k^2 + \sum_1^4 b_r^2 \right) a_s &= b_s (a_r b_r) \end{aligned} \right\} (4)$$

desquelles on déduit par multiplication avec b_s et sommation

$$k^2 (a_s^* b_s) = 0 \quad k^2 (a_s b_s) = 0. \quad (5)$$

Donc : 1° Si $k \neq 0$ les équations sont :

$$a_s^* b_s = 0 \quad a_s b_s = 0, \quad (6)$$

les b_r satisfaisant à la condition :

$$\sum_1^4 b_r^2 + k^2 = 0. \quad (7)$$

(1) Il ne semble pas que des essais aient été tentés en ce sens. Cependant, la possibilité logique de l'existence de ces particules « charges pures » a été signalée par EINSTEIN et ROSEN. *Phys. Rev.*, 1935, 48, p. 73.

(2) Cf. notre premier article, *loc. cit.*

2° Si $k = 0$, on a simplement :

$$\left. \begin{aligned} a_s^* \left(\sum_1^4 b_r^2 \right) &= b_s (a_r^* b_r) \\ a_s \left(\sum_1^4 b_r^2 \right) &= b_s (a_r b_r). \end{aligned} \right\} (8)$$

La discussion détaillée de ces deux cas conduit au résultat suivant :

k est donné. Si les b_r satisfont à la condition

$$\sum_1^4 b_r^2 + k^2 = 0 \quad (7)$$

la solution des équations fondamentales est celle du système (6), quelle que soit la valeur, nulle ou non nulle, de k .

Si la condition précédente (7) n'est plus satisfaite, il n'y a plus de solution, sauf pour $k = 0$; dans ce cas,

c'est-à-dire pour $k = 0$, $\sum_1^4 b_r^2 \neq 0$, il y a une solution singulière, à savoir

$$a_r = \lambda b_r \quad (8)$$

(tous les a_r sont proportionnels aux b_r et par conséquent F_{rs} , G_{rs} identiquement nuls).

Nous nous occuperons d'abord de la solution régulière. Celle-ci est donnée par :

$$a_r^* b_r = 0, \quad a_r b_r = 0, \quad \sum_1^4 b_r^2 + k^2 = 0.$$

Pour des b_r donnés, il y a donc trois arbitraires complexes, donc six grandeurs réelles qu'on peut choisir arbitrairement, au lieu des quatre de la théorie correspondante de Dirac. Cela tient au fait que notre théorie n'impose pas *a priori* une valeur nulle pour le moment électrique d'un électron au repos. On peut se donner dans un système quelconque de coordonnées des valeurs *quelconques* pour les composantes du moment électromagnétique. Ces valeurs (cinq, indépendantes) et une condition de normalisation achèvent de définir la particule considérée.

Des équations (6) et (7) découle une inégalité très importante pour la suite, à savoir :

$$a_r^* a_r \geq 0 \quad (9)$$

l'égalité ayant lieu dans le cas singulier (comme toujours on effectue la sommation sur les indices muets). En effet, le calcul montre que

$$a_r^* a_r = \frac{\sum_{\text{circ. } 1,2,3} (a_m^* b_n - a_n^* b_m) (a_m b_n - a_n b_m) - k_2 a_4^* a_4}{b_1^2 + b_2^2 + b_3^2}$$

d'où l'on voit que le module d'univers du vecteur a_r est positif, même si $k = 0$.

Cela étant, calculons les diverses grandeurs attachées à la particule.

3. Densité de courant et de charge. — L'expression générale des composantes du courant

$$j_s = ehc \cdot i (\psi_r^* G_{rs} - \psi_r F_{rs}) \quad (10)$$

donne

$$j_s = 2ehc \cdot b_s (a_r^* a_r) \quad (11)$$

et en particulier pour la densité de charge j_0 ($j_i = \varepsilon j_0$, $\varepsilon^2 = -1$) :

$$j_0 = 2ehc \cdot b_0 (a_r^* a_r). \quad (12)$$

Le courant est proportionnel au vecteur b_s ; la charge est proportionnelle à b_0 et suit le signe de ce dernier puisqu'en vertu de (9), $a_r^* a_r > 0$.

A ce propos et pour éviter toute méprise, rappelons un fait connu. Dans l'expression (10) de j_s , la charge e de l'électron apparaît en facteur. Sa présence est indispensable : la condition de divergence du tenseur d'énergie $\partial_r T_{rs} = j_r H_{sr}$ (H_{sr} le champ extérieur) ne saurait être satisfaisante si e n'était pas facteur de j_r .

Elle provient des termes $\frac{ie}{hc} \varphi_s$ qui, dans les équations fondamentales, décrivent l'action du champ extérieur. Néanmoins, ici comme dans tous les autres cas, elle ne représente pas la charge proprement dite de la particule (c'est-à-dire la charge avec son signe) : c'est simplement une constante donnée une fois pour toutes en grandeur *et en signe* au moment de l'établissement de l'équation fondamentale.

Dans ce qui va suivre, nous la prendrons positive,

$$e > 0 \quad (7)$$

et naturellement égale à la valeur absolue de la charge de l'électricité. Rien ne nous empêcherait de prendre $e < 0$; cela signifierait cependant que nous partons d'un *autre* système d'équations fondamentales. Dans le cas de l'absence de champ, les termes $ie\varphi_s/hc$ disparaissent des équations, mais e subsiste dans l'expression de j_s ; c'est pour cette raison qu'il importe de préciser.

La densité de charge est donc

$$j_0 = 2ehc \cdot b_0 (a_r^* a_r)$$

avec $e > 0$ et $(a_r^* a_r) > 0$,

donc :

$$\frac{j_0}{e} = 2hc \cdot b_0 (a_r^* a_r). \quad (14)$$

Pour les b_1, b_2, b_3 donnés, j_0 est proportionnel à b_0 , avec un facteur $2ehc \cdot (a_r^* a_r)$, toujours positif. Dans le cas de Dirac, il y a proportionnalité de la même façon, mais le facteur est

$$\frac{\Omega_1}{mc^2} \quad \text{avec} \quad \Omega_1 = \tilde{\psi}^* \alpha_4 \psi$$

et Ω_1 peut être positif ou négatif. En fait, la densité de charge ρ

$$\rho = \frac{W}{mc^2} \cdot \Omega_1 \quad (W \text{ énergie})$$

est toujours positive parce que W et Ω_1 ont toujours le même signe.

Le carré de la longueur d'univers du vecteur j_s est :

$$\sum_1^4 j_s^2 = (2ehc)^2 (a_r^* a_r)^2 \sum_1^4 b_s^2 = - (2ehc \cdot a_r^* a_r)^2 \cdot k^2$$

donc

$$j_1^2 + j_2^2 + j_3^2 - j_0^2 < 0; \quad (15)$$

c'est un vecteur du *genre temps*.

Enfin, la charge elle-même est

$$\text{charge} = \int j_0 dV = 2ehc \cdot b_0 \int \psi_r^* \psi_r dV. \quad (16)$$

En valeur absolue elle doit être égale à e . La « condition de normalisation » sera donc

$$\int \frac{j_0}{e} dV = \pm 1 \quad \text{suivant le signe de } b_0,$$

qu'on peut écrire

$$\int \frac{j_0}{e} dV = \frac{|b_0|}{b_0}, \quad (17)$$

donc

$$2hc \cdot |b_0| \int \psi_r^* \psi_r dV = +1 \quad (18)$$

et dans le cas général

$$ihc \varepsilon \int (\psi_r^* G_{r4} - \psi_r F_{r4}) dV = \pm 1. \quad (19)$$

4. Fonction de Lagrange. — La valeur de la fonction de Lagrange

$$L = h^2 c^2 \left[\frac{1}{2} F_{rs} G_{rs} + k^2 \psi_r^* \psi_r \right]$$

est zéro, $L \equiv 0$, pour une onde plane du type considéré.

On a donc pour une telle onde, que b_0 soit positif ou négatif :

$$-F_{rs} G_{rs} = \left(\frac{mc}{h} \right)^2 \frac{1}{hc \cdot |b_0|} > 0. \quad (20)$$

5. Tenseur énergie-quantité de mouvement. — Le tenseur $T_{r\varrho}$ s'écrit

$$T_{r\varrho} = 2h^2 c^2 (a_r^* a_r) \cdot b_r b_\varrho. \quad (21)$$

En particulier, la *densité d'énergie*

$$W = -T_{44} = -2h^2 c^2 (a_r^* a_r) b_4^2. \quad (22)$$

Elle est positive. On peut aussi l'écrire, en vertu de (14)

$$W = hc \cdot \frac{j_0}{e} \cdot b_0. \quad (23)$$

De même, la densité de quantité de mouvement se déduit de T_{ri} , par

$$cP_r = \frac{T_{r1}}{\varepsilon} = T_{r0};$$

on a

$$cP_r = 2h^2c^2 (a_r^* a_r) b_0 \cdot b_r, \quad (24)$$

soit encore

$$cP_r = hc \cdot \frac{j_0}{e} \cdot b_r. \quad (25)$$

L'énergie elle-même $E = \int W dV$, en vertu de $\int \frac{j_0}{e} dV = \frac{|b_0|}{b_0} = \pm 1$ est :

$$\boxed{E = hc |b_0|} \quad (26)$$

et la quantité de mouvement

$$\mathfrak{P}_r = \int P_r dV = h \cdot b_r \cdot \frac{|b_0|}{b_0}. \quad (27)$$

Les b_r sont donc proportionnels aux composantes de la quantité de mouvement et de l'énergie. On vérifie que la relation fondamentale,

$$\left(\frac{E}{c}\right)^2 = m^2c^2 + \mathfrak{P}_1^2 + \mathfrak{P}_2^2 + \mathfrak{P}_3^2 \quad (28)$$

est satisfaite en vertu de la condition

$$\sum_1^4 b_r^2 + k^2 = 0, \quad k = \frac{mc}{h}.$$

6. Moments propres magnétique et électrique.

— La densité m_{rs} du tenseur moment électromagnétique est en général

$$m_{rs} = iehc (\psi_r^* \psi_s - \psi_s^* \psi_r);$$

elle devient

$$m_{rs} = iehc (a_r^* a_s - a_s^* a_r). \quad (29)$$

7. **Spin.** Pour la densité de spin, nous avons indiqué dans l'article précédent deux expressions entre lesquelles le choix définitif doit se faire au moment de la seconde quantification. Nous réservons cette question et nous indiquerons les deux valeurs proposées (à un facteur près) :

$$M_1 = \psi_e F_{4r} + \psi_r F_{e4} + \text{conjugué}$$

$$M_2 = \psi_e F_{4r} + \psi_r F_{e4} + \psi_4 F_{re} + \text{conjugué}$$

qui deviennent

$$M_1 = (b_r m_{4e} + b_e m_{r4} + b_4 m_{re}) + ia_4 (a_e^* b_r - a_r^* b_e) + \text{conjugué}$$

$$M_2 = (b_r m_{4e} + b_e m_{r4} + b_4 m_{re}) + \text{conjugué}.$$

III. Théorie de la lumière. Particules « charge pure ».

8. **Photons.** — Par hypothèse, les résultats généraux de l'article précédent sont valables pour une particule quelconque de masses au repos m et de charge $+e$ (lorsqu'on adopte des conditions de normalisation convenables). En choisissant des valeurs particulières pour m et e nous aurons les divers cas connus, par exemple le cas de l'électron positif ou négatif, ou encore le cas du neutrino (pour $e=0$, $m=0$). Nous avons vu plus haut que lorsqu'on se donne b_1 , b_2 , b_3 , deux valeurs de b_0 sont possibles. Les deux particules ainsi définies ont la même énergie, $hc \cdot |b_0|$, mais diffèrent par le signe de la charge. A une énergie donnée correspondent deux possibilités, caractérisées par les signes $+$ et $-$ de la charge si celle-ci est finie, et naturellement une seule si la charge est nulle. Ce dernier cas ne peut être réalisé dans l'hypothèse de l'onde plane unique envisagée plus haut, mais nous pouvons essayer de l'analyser dans le cas général. Effectivement, l'examen de l'expression générale de la densité de courant

$$j_s = iehc (\psi_r^* G_{rs} - \psi_r F_{rs})$$

suggère l'étude d'un autre cas particulier qui s'avère très important. La densité de charge d'une particule quelconque (dont la fonction d'onde n'est pas nécessairement une onde plane)

$$j_4 = iehc (\psi_r^* G_{r4} - \psi_r F_{r4})$$

peut être nulle dans deux cas particuliers, à savoir : soit à cause de $e=0$, — ce qui signifie que nous avons admis dès le début qu'un champ électromagnétique n'a aucune action sur cette particule, — soit lorsque la fonction d'onde est réelle $\psi_r^* = \psi_r$, — ce qui signifie qu'une telle action existe mais qu'elle est compensée par un effet de structure.

Considérons alors le cas particulièrement intéressant où la particule envisagée a aussi une masse au repos nulle ; deux des particules connues sont dans ce cas : le neutrino et le photon. Ce qui est plus est, toutes les deux ont par hypothèse une charge électrique nulle, de sorte que ces deux éléments, charge et masse au repos, sont insuffisants pour nous permettre de faire la discrimination. Montrons que les deux alternatives précédentes correspondent respectivement au neutrino et au photon.

La première $e=0$, $m=0$ correspond évidemment au neutrino ; il est aisé de voir qu'on ne peut avoir $e=0$ pour un photon. Pour cela, écrivons l'équation d'un photon non plus libre, mais se mouvant dans un champ électromagnétique donné. Dire que $e=0$ signifie qu'une certaine constante e étant nulle dans ces équations, un champ électromagnétique extérieur quelconque ne peut avoir aucune influence sur le photon. Il n'y a aucune interaction entre la lumière et le champ extérieur, quel qu'il soit ; en particulier, si ce champ est lui-même une onde lumineuse, il n'y peut y avoir

aucune action de la lumière sur la lumière. Or, il existe au moins un cas où l'on peut parler d'une telle action: Halpern et Debye ont remarqué et Euler ainsi que Euler et Kockel ⁽¹⁾ ont étudié *la diffusion de la lumière sur la lumière*. En effet, en vertu du phénomène *incontestable* de la production des paires, on peut s'imaginer que deux photons donnent naissance à une telle paire (réelle ou virtuelle) laquelle s'annihile immédiatement après, produisant deux autres photons qui peuvent être différents des premiers sans que le principe de conservation de l'énergie soit mis en défaut.

En résumé, il semble probable qu'un photon plongé dans le champ d'une onde électromagnétique puisse subir son influence; d'autre part, *aucune* influence de ce genre n'est imaginable si l'on admet dès le début que la constante e qui intervient dans les équations fondamentales est nulle. Donc, le fait que le photon à une charge totale nulle ne provient certainement pas de la relation $e = 0$.

L'alternative $e = 0$ étant exclue, cherchons ce que donne la seconde. Définissons donc une particule par les conditions suivantes :

1. Sa masse au repos est nulle, $m = 0$, donc $k = 0$;
2. Sa fonction d'onde est réelle, $\psi_r^* = \psi_r$.

En nous reportant aux formules générales de l'article cité, nous voyons que cette particule :

- a) A une charge électrique nulle et ne donne lieu à aucun courant, $j_s = 0$;
- b) N'a pas de moment électromagnétique, $m_{rs} = 0$;
- c) A une énergie finie;
- d) A un spin en général différent de zéro;
- e) A une fonction d'onde qui satisfait aux équations

$$\partial_r F_{rs} = 0, \quad F_{rs} = \partial_r \psi_s - \partial_s \psi_r, \quad \psi_r = \text{réel},$$

lesquelles ne sont autres que les *équations de Maxwell pour le vide*. Etant données ces propriétés, il est tout à fait naturel d'admettre, comme nous le ferons par la suite, que cette particule représente un quantum de lumière.

Considérons-la de plus près et supposons d'abord qu'elle soit un véritable photon de fréquence unique ν . Cela signifierait, s'il s'agissait d'une particule élémentaire, que le développement de ψ_r ne devrait comporter qu'un seul terme, lequel serait nécessairement de la forme

$$\psi_r = a_r e^{i \Sigma b_s x_s}.$$

Mais ce ψ_r ne peut représenter un photon *puisque'il n'est pas réel* et que par conséquent la charge serait différente de zéro. Un photon sera décrit par la fonction d'onde *réelle* $\psi_r + \psi_r^*$, c'est-à-dire par

$$a_r e^{i \Sigma b_s x_s} + a_r^* e^{-i \Sigma b_s x_s} \quad (32)$$

où

$$|b_0| = \frac{\nu}{c}.$$

⁽¹⁾ HALPERN. *Phys. Rev.*, 1934, 44, p. 885; EULER. *Ann. Physik*, 1936, 26, p. 393; EULER et KOCKEL. *Naturwiss.*, 1935, 23, p. 246.

hb_1, hb_2, hb_3 , sont les composantes de la quantité de mouvement comme on peut le vérifier; au surplus, la masse doit être nulle, $\sum_1^4 b_r^2 = 0$.

Le photon apparaît donc comme une particule « composée »; sa fonction d'onde résulte de la superposition de deux autres

$$\psi_r^- = a_r e^{i \Sigma b_s x_s} \quad \psi_r^* = a_r^* e^{-i \Sigma b_s x_s} \quad (33)$$

correspondant à des particules qui ne sont pas des neutrinos.

En effet, ces particules, définies par (33) et la condition $m = 0$, ont une charge différente de zéro en général, tout en ayant une masse nulle. Elles sont en quelque sorte des « charges électriques pures » dépourvues de masse au repos. Leurs propriétés se déduisent des résultats généraux de la première partie, en y adjoignant la condition $m = 0$.

On voit aisément que la seconde particule

$$\psi_r^* = a_r^* e^{-i \Sigma b_s x_s} \quad a :$$

- a) La même énergie;
- b) La même quantité de mouvement;
- c) Le même spin

que la première particule $\psi_1 = a_r e^{i \Sigma b_s x_s}$, mais

- d) Une charge et
 - e) Un moment électromagnétique
- de signes contraires.

Dans cette théorie, un photon apparaît donc automatiquement comme formé par la superposition de deux particules « charges pures » ayant même énergie, même quantité de mouvement et même spin, mais des charges différentes et des moments électromagnétiques opposés; c'est un genre de « doublet » analogue à celui proposé autrefois par Bragg.

Le photon ainsi constitué a une charge totale, une masse et un moment électromagnétique nuls; son énergie n'est pas nulle et *en général son spin non plus*, puisqu'il est formé par la partie réelle d'une certaine expression, qui n'est pas affectée par le fait que ψ_r est réel. Le « spin » ainsi défini par une onde de lumière fait intervenir les potentiels et son étude mérite un examen spécial que nous n'entreprendrons pas ici ⁽¹⁾.

Une théorie de la lumière développée sur ces bases semble devoir être tout à fait parallèle à celle de de Broglie, Jordan et Kronig, avec l'avantage cependant de ne pas avoir recours aux antineutrinos; il suffit de considérer des particules constituantes de charges électriques opposées.

Tout phénomène dans lequel il y a interaction de

⁽¹⁾ Mentionnons que M. Henriot, dans un fascicule du *Mémoire des Sciences Physiques*, a introduit par de toutes autres considérations un « spin » analogue pour la lumière (cf. fascicule XXX, *Les couples de radiation et les moments électromagnétiques*, 1936, Paris, Gauthier-Villars).

la lumière et de la matière doit pouvoir se décrire en faisant intervenir uniquement les charges pures, puisqu'il suffira de le décrire au moyen des ψ_r ; c'est l'idée préconisée par Jordan pour les neutrinos. Remarquons aussi que, pourvu qu'on admette que les particules « charge pure » obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, les raisonnements thermodynamiques que Jordan a développés (1) pour justifier l'emploi des neutrinos dans l'explication des phénomènes lumineux, continuent à être applicables ici.

Il est difficile dans l'état actuel des théories modernes sur la lumière (de Broglie, Wentzel ou Jordan, Kronig, Born et Nath) de leur appliquer le raisonnement qualitatif indiqué plus haut relatif à l'action de la lumière sur la matière (qui comporte d'ailleurs une hypothèse sur l'exactitude de laquelle nous ne savons rien). Il est vrai que ce dernier phénomène n'a pas encore été mis en évidence expérimentalement, mais sa prévision est basée sur l'hypothèse des trous sur laquelle sont fondées précisément les théories précitées. D'autre part, si le champ électromagnétique doit être remplacé par des champs de neutrinos, il est évident qu'on peut admettre une action des neutrinos sur les neutrinos donc de la lumière sur la lumière; mais en tout cas cette action ne saurait être décrite par l'introduction de termes de la forme $ie \psi_r / hc$ où $e =$ charge de neutrino. Remarquons d'ailleurs que, sauf erreur, dans la théorie de Jordan, Kronig, on ne suppose explicitement à aucun instant que la charge des particules composantes doit être nulle et que dans la théorie de de Broglie on admet que la particule composante pourrait avoir une charge, d'ailleurs petite. Presque la totalité des raisonnements de ces auteurs peuvent donc être repris en supposant qu'une des particules composantes a une charge fixe d'un signe déterminé; il est probable que l'autre particule qui *correspond à un trou* aura alors une charge de signe contraire et par conséquent le photon une charge nulle.

Grossièrement, et sans y attacher une importance quelconque, on peut faire le raisonnement suivant. Il existe une action de la lumière sur la matière; si la lumière est formée de neutrinos, nous en concluons qu'un champ électromagnétique peut agir sur un neutrino, c'est-à-dire sur une particule qui n'est pas chargée, donc qui, par définition, est soustraite à l'action d'un tel champ. On peut imaginer une telle action, mais rien ne nous y oblige; il semble *plus facile, plus simple*, de remplacer le neutrino par une particule « charge pure » et le « trou » correspondant, par une particule de signe opposé.

En d'autres termes, on peut admettre qu'un champ, tout en n'ayant aucune action sur un neutrino, en ait une sur un couple neutrino-antineutrino. Cela est

admissible; mais il est incontestablement plus *simple* de remplacer les neutrinos par des charges pures et admettre l'action d'un champ non seulement sur une paire constituant un photon, mais aussi sur chacune des particules constituantes.

Il apparaît donc que, sous réserve des difficultés d'application, les théories de de Broglie ou Jordan Kronig, ne s'opposent pas à l'introduction de l'hypothèse des charges pures et on peut même espérer qu'elles en retireront certains avantages. L'existence des particules « charge pure » *libres*, c'est-à-dire non englobées deux par deux dans un photon n'a pas été démontrée expérimentalement et à part la mention citée de Einstein et Rosen, il ne semble pas qu'elle ait attiré l'attention des chercheurs jusqu'à présent. Cependant, étant donné la charge qu'elles portent, elles devraient pouvoir être mises en évidence beaucoup plus facilement que, par exemple, le neutrino. En tout cas, il n'est pas exclu que l'interprétation des phénomènes où intervient le rayonnement devienne plus facile et plus intuitive si l'on fait appel à cette notion, pourvu naturellement que des expériences précises viennent l'étayer.

Pour conclure, revenons à la théorie esquissée au début et faisons deux remarques finales.

1. En premier lieu, nous avons défini un photon par les deux conditions $m = 0$ et $\psi_r^* = \psi_r$, et nous avons observé (condition e) que, dans ce cas, les équations fondamentales prenaient exactement la forme des équations de Maxwell dans le vide. Il convient de remarquer que ce résultat *ne signifie rigoureusement rien jusqu'à nouvel ordre*, c'est-à-dire qu'il ne constitue pas un argument en faveur de l'identification de la particule en question avec un quantum de lumière. Le F_{rs} correspondant *n'est pas le champ* attaché au photon, mais une combinaison des ψ_r et, comme telle, inobservable; le champ lui-même est une observable fournie vraisemblablement par une combinaison quadratique des ψ_r sur laquelle nous reviendrons. Remarquons seulement que dans cette théorie, le *principe de superposition reste valable pour les ψ , mais n'est plus valable pour les champs*; corrélativement, *les équations de Maxwell dans le vide ne sont plus satisfaites par le champ, mais nous avons vu qu'elles le sont par les F_{rs} déduites des ψ_r* .

2. En second lieu, on voit aisément que le cas $\psi_r^* = \psi_r$ et $m \neq 0$, correspond à des particules qui sont des « doublets » et qui jouissent de la plupart des propriétés des photons; seules, la masse et les équations du mouvement les distinguent. On a d'ailleurs déjà proposé d'assimiler les photons à de pareils couples (Bragg; positon-négaton, cf. Destouches, Placinteanu, Jordan). Il existe une infinité de pareils doublets, suivant leur masse; le photon est le doublet de masse nulle.

(1) JORDAN. *Z. Physik*, 1936, 98, p. 739.