



HAL
open science

Sur la masse des particules élémentaires

A. Proca, S. Goudsmit

► **To cite this version:**

A. Proca, S. Goudsmit. Sur la masse des particules élémentaires. Journal de Physique et le Radium, 1939, 10 (5), pp.209-214. 10.1051/jphysrad:01939001005020900 . jpa-00233660

HAL Id: jpa-00233660

<https://hal.science/jpa-00233660>

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

SUR LA MASSE DES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

Par A. PROCA (Institut Henri Poincaré, Paris)
et S. GOUDSMIT (Univ. of Michigan, Ann Arbor, Mich. U. S. A.).

Sommaire. — Cet article constitue l'esquisse d'une théorie *classique* des particules libres, se raccordant à la dynamique de la relativité restreinte. L'hypothèse fondamentale consiste à définir le mouvement par les géodésiques d'un espace de configuration comportant, outre les coordonnées ordinaires, deux autres « coordonnées » correspondant, l'une à la charge, l'autre au spin.

D'après cette théorie, la masse accessible à l'expérience dépend de sa « quantité de matière », de sa charge et de son spin. La théorie rend toute naturelle la différence de masse constatée entre le neutron et le proton, fournit un critérium pour distinguer entre les particules lourdes et légères et complète le rapprochement entre photons et électrons mis en lumière par la théorie de Fermi. Enfin, la masse du mésoton (de spin 1), calculée d'après cette théorie, coïncide avec celle de la particule de Yukawa.

1. Introduction. — Le nombre des particules qu'on peut considérer comme « élémentaires » en Physique a augmenté ces dernières années dans de telles proportions que le besoin s'est fait sentir d'un retour vers l'unité.

On a maintes fois exprimé l'opinion que les masses au repos des particules élémentaires constituaient, en réalité, les valeurs propres d'un seul et même opérateur et que les différentes particules pouvaient être considérées comme divers états d'un même système fondamental. Récemment, Neddermeyer a repris cette idée et lui a donné plus de force en y englobant l'électron lourd. Néanmoins, il n'a pas été possible jusqu'à présent de s'engager plus avant dans la voie ouverte par cette hypothèse, c'est-à-dire de réaliser effectivement la « quantification de la masse » suivant les principes généraux de la mécanique quantique.

Plus récemment encore, P. Jordan a tenté de ramener les diverses particules connues à deux éléments fondamentaux : l'électron et le neutrino ⁽¹⁾.

Un examen, même superficiel, de ce problème fait ressortir certaines particularités qui semblent dignes d'attention et méritent une étude approfondie parce qu'elles permettent de présenter la question sous un jour nouveau.

La trop grande généralité du problème et la faible possibilité de vérifications expérimentales rendent malaisé, sinon impossible, l'établissement d'une théorie indiscutable. Le lecteur voudra bien ne considérer les suggestions suivantes que comme une série d'hypo-

thèses, soumises à sa critique dans le but d'éliminer celles qui se heurteraient à de trop grosses difficultés. Le point de vue adopté est celui d'un principe de correspondance ; il est, en effet, inutile d'aller plus loin — de tenter, par exemple, la quantification — avant d'être assuré que la théorie dans ses lignes générales, ne rencontre pas d'obstacle insurmontable.

2. Énergie au repos des particules élémentaires. — Tout le problème est dominé par le principe d'Einstein de l'équivalence entre la masse et l'énergie, qu'on peut considérer comme le résultat le plus substantiel de la relativité restreinte.

On peut faire à son sujet une remarque très générale. Dans la physique moderne, la « masse au repos » est, au fond, définie uniquement par l'intermédiaire de l'« énergie au repos ». Il en est ainsi évidemment en physique nucléaire ; il en est ainsi également en relativité restreinte, où m est un coefficient, tel que mc^2 soit l'énergie au repos. Or, toutes les mesures de masse en physique, sont justiciables de l'un ou l'autre de ces deux chapitres : physique nucléaire ou relativité restreinte ; il est clair donc que ce que nous mesurons d'habitude en évaluant la masse est, dans tous les cas, un nombre proportionnel à une *énergie au repos*. En divisant par le carré de c , nous en déduisons la masse ; pour des raisons qui apparaîtront clairement dans un instant, nous appellerons le nombre ainsi obtenu la « *masse apparente* » de la particule.

3. Remarque fondamentale. — Considérons donc

⁽¹⁾ P. JORDAN. *Z. Physik*, **114**, 1938, p. 498.

une particule matérielle. En relativité restreinte, cette particule est parfaitement définie lorsqu'on se donne, outre sa masse au repos m , ses quatre coordonnées x^r ($x^4 = ix^0 = ict$) et ses quatre moments conjugués

$$p_r = m \frac{dx^r}{d\tau} = mu_r,$$

où $cd\tau$ est l'élément de longueur de l'univers à 4 dimensions :

$$\begin{aligned} c^2 d\tau^2 &= g_{ik} dx^i dx^k = - \sum_1^4 (dx^r)^2 \\ &= c^2 dt^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2. \end{aligned}$$

Essentiellement, la particule est définie *uniquement* par 4 coordonnées et 4 moments conjugués. Or, nous savons bien que, *physiquement, il n'en est pas ainsi*. Nous savons, par exemple, qu'une particule matérielle possède encore au moins deux caractéristiques indépendantes des précédentes, à savoir *son spin et sa charge*, auxquelles il faudra ajouter très probablement son *moment magnétique*. Toute théorie complète doit en tenir compte. La relativité restreinte les ignore ; il faut donc la compléter sur ce point.

4. Théorie générale. — Pour traiter ce cas général, il suffira de faire appel, en modifiant légèrement le point de vue, à une conception extrêmement puissante et originale mise en avant particulièrement par Klein [cf. Kaluza et Klein (1), Klein (2), Mandel (3) et autres]. Cette conception a été utilisée jusqu'à présent dans un but qui n'est pas celui du présent article. On peut caractériser la différence de ces deux attitudes en disant que jusqu'à présent on s'est efforcé de l'utiliser pour étudier des problèmes d'interaction électromagnétique ; ici, par contre, nous voulons établir d'abord une théorie des particules libres et, ensuite seulement, traiter le cas de l'interaction.

Quoi qu'il en soit, considérons une particule matérielle libre. Son mouvement sera décrit par sa position dans l'espace-temps, c'est-à-dire par ses coordonnées x^i ($i = 1, 2, 3$) et $x^0 = ct$; par un ensemble de variables x^s qui rendent compte de son spin et enfin par un autre ensemble de variables x^e qui expriment qu'elle est chargée électriquement. L'existence simultanée d'un spin et d'une charge entraîne pour la particule l'existence certaine d'un moment électro-magnétique. On peut s'imaginer alors que la particule la plus générale sera caractérisée par un moment électrique et magnétique *quelconque*, dont le précédent ne constituerait qu'une partie. Cependant, une trop grande généralité étant nuisible, nous nous en tiendrons pour commencer aux deux caractères déjà cités : spin et charge ; au surplus, les raisonnements que nous serons amenés à faire pourront être immédiatement généralisés aux cas où l'on tien-

drait compte d'autres caractéristiques *nouvelles*, indépendantes des grandeurs actuellement connues.

L'« espace de configuration » de la particule ne sera plus l'univers x^r , mais sera défini par

$$\begin{aligned} x^r, x^s, x^e \quad (r = 1, 2, 3, 4); \\ ds^2 = c^2 dt^2 - \sum_1^3 (dx^i)^2 + \lambda_s \sum (dx^s)^2 + \lambda_e (dx^e)^2. \end{aligned} \quad (1)$$

5. Formules de transformation. Principe de relativité étendu. — Les hypothèses des paragraphes précédents, et particulièrement celles qui sont condensées en (1), posent un problème d'ordre général très important.

A l'heure actuelle, toute la physique est dominée par le principe de relativité ; lorsqu'on néglige la gravitation, l'invariance par rapport aux transformations de Lorentz est un critère qui permet d'établir un choix parmi toutes les hypothèses possibles et d'éliminer sans appel celles qui n'y satisfont pas. Étant donné que, maintenant, le nombre des variables est supérieur à quatre, on peut se demander s'il n'y a pas lieu de modifier le principe de relativité *restreinte*, et chercher si les phénomènes naturels n'obéissent pas à un principe *étendu* qu'on formulerait ainsi : *les lois naturelles sont invariantes par rapport aux transformations qui n'altèrent pas la forme (1)*.

Ces transformations sont définies d'après Minkowski. Si $n > 4$ est le nombre total de variables, éventuellement imaginaires, caractérisant une particule matérielle, les transformations en question sont les rotations d'un certain espace à n dimensions, c'est-à-dire celles qui laissent invariante la longueur $\sum_{i=1}^n (dx^i)^2$.

Cette généralisation évidente n'a pas le caractère banal qu'on serait tenté de lui attribuer au premier abord. Néanmoins, son étude sort du cadre de cet article ; aussi, nous bornerons-nous à n'admettre pour le moment que l'invariance *par rapport aux transformations de Lorentz proprement dites* ; nous supposons donc que, dans ces circonstances, le ds^2 défini par (1) reste invariant.

6. Equations générales des particules libres. — L'hypothèse la plus naturelle pour trouver les équations du mouvement libre consiste évidemment à admettre qu'elles définissent des géodésiques de l'espace de configuration. Or, dans l'espace de Riemann défini par

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad (i, k = 0, 1 \dots n-1), \quad (2)$$

ces équations peuvent s'écrire sous la forme

$$\frac{d}{ds} \left[\frac{\partial L}{\partial \left(\frac{dx^i}{ds} \right)} \right] - \frac{\partial L}{\partial x^i} = 0 \quad (3)$$

avec la fonction de Lagrange

$$L = \frac{1}{2} g_{ik} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds}. \quad (4)$$

(1) KALUZA et KLEIN. *Sitz. Ber.*, Berliner Akad., 1921, p. 966.

(2) KLEIN. *Z. Physik*, **37**, 1926, p. 895 ; **46**, 1927, p. 188.

(3) MANDEL. *Z. Physik*, **39**, 1926, p. 136 ; **45**, 1927, p. 285.

Dans notre cas particulier, nous admettons donc que le mouvement est régi par une fonction de Lagrange, définie d'ailleurs à un facteur numérique près A :

$$L = \frac{A}{2} g_{ik} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds}. \quad (5)$$

Nous définirons les moments canoniquement conjugués à x^i de la façon habituelle :

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \left(\frac{dx^i}{ds} \right)} = A g_{ik} \frac{dx^k}{ds}. \quad (6)$$

La fonction de Hamilton sera :

$$H = \sum p_i \frac{dx^i}{ds} - L = + \frac{A}{2} g_{ik} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds}. \quad (7)$$

Les équations fondamentales peuvent s'écrire par conséquent sous la forme connue :

$$\frac{dx^i}{ds} = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad \frac{dp_i}{ds} = - \frac{\partial H}{\partial x^i}.$$

7. Formules fondamentales. — Nous classons donc nos éléments caractéristiques en deux catégories : coordonnées x^i et moments p_i . A la première appartiennent les coordonnées cartésiennes x, y, z et le temps, $x^0 = ct$, à la seconde la quantité de mouvement et l'énergie. Il n'y a aucun doute quant à la catégorie dans laquelle il faut ranger la charge et le spin : *elles appartiennent de toute évidence à la classe des moments* à cause de leur caractère, et en particulier à cause du fait expérimental qu'elles obéissent à des lois de conservation. x^s et x^e sont à ranger dans la catégorie des coordonnées.

Revenons à notre ds^2 particulier (1), c'est-à-dire, posons :

$$g_{00} = +1, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1, \quad g_{44} = \lambda_s, \\ g_{55} = \lambda_e, \quad g_{ik} = 0 \quad (i \neq k). \quad (8)$$

En divisant par ds^2 et en tenant compte de (6), on trouve, en général :

$$\sum_r \frac{p_r^2}{g_{rr} A^2} = 1. \quad (9)$$

Pour un p_k déterminé, on en déduit :

$$p_k = A \sqrt{g_{kk}} \sqrt{1 - \sum_l' \frac{p_l^2}{A^2 g_{ll}}} \quad (10)$$

la somme portant sur tous les l , à l'exception de k .

On obtient aussi, aisément, la formule :

$$p_k = \frac{A g_{kk}}{\sqrt{g_{kk} + \sum_l' g_{ll} \left(\frac{dx^l}{dx^k} \right)^2}}. \quad (11)$$

Appliquées à notre cas particulier, et pour $k = 0$, $x^0 = ct$, ces formules donnent :

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= \sqrt{A^2 + p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 - \frac{p_s^2}{\lambda_s} - \frac{p_e^2}{\lambda_e}} \\ p_0 &= \frac{A}{\sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right] + \frac{\lambda_s}{c^2} \left(\frac{dx^s}{dt} \right)^2 + \frac{\lambda_e}{c^2} \left(\frac{dx^e}{dt} \right)^2}} \end{aligned} \right\} (12)$$

Enfin, pour une particule au repos $dx^i/dt = 0$ et $p_i = 0$ et l'on aura :

$$p_0 = \sqrt{A^2 - \frac{p_s^2}{\lambda_s} - \frac{p_e^2}{\lambda_e}} \quad (13)$$

$$p_0 = \frac{A}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_s}{c^2} \left(\frac{dx^s}{dt} \right)^2 + \frac{\lambda_e}{c^2} \left(\frac{dx^e}{dt} \right)^2}}. \quad (14)$$

8. Conséquences immédiates de la théorie. — Les formules (13) et (14) ont été déduites d'hypothèses très générales et qui semblent parfaitement acceptables. On en tire des conséquences très importantes.

p_0 est le moment conjugué de $x^0 = ct$; c'est donc, par définition, l'énergie totale de la particule, divisée par c , $p_0 = E/c$. D'autre part, si nous faisons $p_s = p_e = 0$, on retombe sur la relativité restreinte classique; on a alors :

$$p_0 = \frac{E}{c} = \frac{A}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \text{donc} \quad A = \mu_0 c,$$

où μ_0 est la « masse au repos ». Le terme « masse » signifie ici « coefficient tenant compte de la quantité de matière » que représente une particule *sans charge, sans spin et sans autres caractéristiques* que celle d'un « point matériel ». Aussi appellerons-nous μ_0 la « masse matérielle » au repos de la particule considérée.

Cela étant (13) peut s'écrire :

$$E = \sqrt{\mu_0^2 c^4 - \frac{c^2 p_s^2}{\lambda_s} - \frac{c^2 p_e^2}{\lambda_e}}. \quad (15)$$

Donc, l'énergie au repos d'une particule *peut être différente de $\mu_0 c^2$* : cette dernière expression ne représente que la contribution purement matérielle à la masse apparente totale E/c^2 . Il peut y avoir encore une contribution de la charge, c'est-à-dire une « masse électromagnétique », une contribution du spin, etc. La formule (13) précise que le carré de la masse (ou de l'énergie) au repos est formée par une somme de carrés représentant les contributions : matérielle proprement dite, du spin, de la charge, etc. On fait donc une certaine erreur lorsqu'en calculant l'énergie au repos E (par exemple au moyen d'une réaction nucléaire), on en conclut que la masse matérielle est E/c^2 ; ce dernier nombre représente la masse totale,

qui englobe l'effet du spin, de la charge, de la quantité de matière, etc.

Appelons M la masse apparente E/c^2 et μ la masse purement matérielle ; on aura :

$$M^2 = \mu^2 - \frac{p_s^2}{c^2 \lambda_s} - \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} \quad (16)$$

Deux particules renfermant la même quantité de matière mais différemment chargées auraient donc des masses totales différentes ; il en serait de même pour le spin, etc.

9. Applications. Particules lourdes, proton et neutron. — Les résultats précédents nous permettent d'affirmer que les masses mesurées du proton et du neutron doivent être différentes, même si l'on suppose que ces deux particules contiennent la même quantité de matière, c'est-à-dire ont la même masse vraie μ .

Supposons donc que μ soit le même ; le spin est $1/2$ pour les deux. Enfin, admettons que les moments magnétiques soient en réalité égaux et que la divergence des résultats de mesure soit due à un effet d'échange tel que l'ont envisagée Fröhlich, Heitler et Kemmer ⁽¹⁾, d'après la proposition de Wick ⁽²⁾. Dans ce cas, on peut écrire, M_P étant la masse du proton et M_N celle du neutron :

$$\left. \begin{aligned} M_P^2 &= \mu^2 - \frac{p_s^2}{c^2 \lambda_s} - \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} \\ M_N^2 &= \mu^2 - \frac{p_s^2}{c^2 \lambda_s} \\ M_N^2 &= M_P^2 + \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

En prenant les chiffres choisis par Bethe ⁽³⁾, on a, en unités atomiques :

$$\left. \begin{aligned} M_N &= 1,008\ 97 \\ M_P &= 1,008\ 13 \end{aligned} \right\} \quad (17a)$$

On en déduit que la constante fondamentale λ_e est positive,

$$\lambda_e > 0$$

Quant à p_e , c'est un moment attaché à la charge et ayant une relation déterminée avec e , à laquelle il est probablement proportionnel ; pour trouver sa valeur numérique, il semble indispensable de faire intervenir la quantification. Quoi qu'il en soit, on déduit de (17) et (17a) :

$$\frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} = 1,69436 \times 10^{-3}. \quad (18)$$

10. Electrons et particules légères. — Les

particules fondamentales qu'on connaît aujourd'hui se classent en deux catégories distinctes, les particules lourdes : proton, neutron, et particules légères : électrons (positifs et négatifs, légers et lourds), neutrino, neutretto. L'énorme différence de masse apparente les distingue nettement, mais il n'existe aucun critérium, même qualitatif, qui délimite d'une façon précise la frontière entre ces deux catégories.

D'autre part, le développement de la physique nucléaire a mis en évidence un fait qui semble définitivement acquis : dans le noyau, les électrons perdent leur individualité d'une manière totale, absolue ; ils s'évanouissent comme les photons absorbés par la matière. Suivant une hypothèse que Heisenberg a émise le premier, seules les particules lourdes jouent un rôle fondamental dans la constitution des noyaux ; elles n'ont pas la faculté de disparaître totalement en aucune circonstance, mais se retrouvent toujours avec leurs masses, compte tenu des énergies de liaison.

Ces deux faits ne sont pas plus inacceptables ou plus inexplicables que beaucoup d'autres résultats expérimentaux connus. Néanmoins, lorsqu'on les examine à la lumière de la théorie précédente, ils apparaissent sous un jour tout à fait nouveau ; cette théorie semble pourvoi fournir un commencement d'explication, un critérium relatif à la division en deux catégories, particules lourdes et particules légères.

En effet, de ce point de vue, une nouvelle hypothèse se présente immédiatement : on peut supposer que les particules lourdes sont les seules particules matérielles, au sens habituel du terme, tandis que les particules légères ne le sont pas. Autrement dit, les particules lourdes possèdent seules effectivement une masse matérielle vraie, tandis que les particules légères ont une masse matérielle nulle ; pour ces dernières, le terme A des formules précédentes est égal à zéro.

Les particules légères ont bien une masse apparente, mais qui n'est pas d'origine matérielle ; elle découle de l'existence d'une charge, d'un spin, ou éventuellement d'autres grandeurs caractéristiques. Seules, les particules lourdes sont de la matière véritable ; les particules légères ne sont qu'électricité, spin, etc.

S'il en était ainsi, il est clair qu'une particule légère qui aurait abandonné sa charge et son spin s'évanouirait, sa masse ayant été réduite à zéro. Sa contribution à la « quantité de matière » d'un noyau serait inexistante ; elle ne fournirait que l'apport de la charge et du spin à la masse apparente totale. D'autre part, les particules lourdes pourraient perdre leur charge et leur spin mais garderaient toujours une masse correspondant à la matière qu'elles contiennent. En un sens, il serait donc étymologiquement incorrect d'appeler « dématérialisation » l'annihilation d'une paire d'électrons, puisqu'en fait il n'y aurait pas de destruction de masse matérielle mais seulement de charge et de spin, c'est-à-dire de masse apparente.

Traduisons ce qui précède en formules. Il faut supposer que la constante A de nos formules générales est nulle. Pour que les p_k ne soient pas tous nuls, il

⁽¹⁾ Proc. Roy. Society, **166**, 1938, p. 154.

⁽²⁾ C. R. Accad. Lincei, **21**, 1935, p. 170.

⁽³⁾ Reviews of modern Physics, **8**, 1936.

faut qu'en même temps $ds^2 = 0$, c'est-à-dire que, au repos, on ait :

$$\lambda_s \left(\frac{dx^s}{dt} \right)^2 + \lambda_e \left(\frac{dx^e}{dt} \right)^2 + c^2 = 0.$$

Avec cette condition p_s et p_e pourront avoir des valeurs quelconques, compatibles avec certaines conditions de quanta. L'équation fondamentale (16) donnant la masse de la particule devient alors pour une particule légère :

$$m^2 = - \frac{p_s^2}{c^2 \lambda_s} - \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e}. \quad (19)$$

Un premier résultat se lit sur cette formule. On sait que $\lambda_e > 0$; il s'ensuit que

$$\lambda_s < 0,$$

ce qui permet de fixer définitivement le caractère de la forme quadratique fondamentale ds^2 .

Que peut-on dire sur les termes en p_s et p_e ? Une réponse précise à cette question ne saurait être fournie avant la quantification. Il semble naturel de supposer que ces « moments » sont respectivement proportionnels au spin et à la charge; et que, si deux particules, indifféremment lourdes ou légères, ont, par exemple, même charge, les termes correspondants sont les mêmes, c'est-à-dire les masses partielles, contribution de la charge, sont égales.

Si la charge d'une particule est k fois celle d'une autre, la masse apparente* (le terme $p_e^2/c^2\lambda_e$) devrait être k^2 fois plus grande. Pour le spin, comme il s'agit de la somme des carrés des composantes, on sera plus près de la vérité en écrivant :

$$\frac{p_s^2}{c^2 \lambda_s} = l(l+1) \frac{S^2}{c^2 \lambda_s}$$

où l est la valeur relative du spin. Pour un spin k fois plus grand, on aura :

$$\frac{p'_s{}^2}{c^2 \lambda_s} = kl(kl+1) \frac{S^2}{c^2 \lambda_s}$$

le rapport de ces termes sera donc : $k(kl+1)/(l+1)$ au lieu de k^2 .

Appliquons ces raisonnements, au cas du mésonon considéré comme particule légère.

11. Masse du mésonon. — L'électron lourd ne diffère de l'électron ordinaire que par son spin, qui est 1 au lieu d'être $1/2$; donc $l = \frac{1}{2}$, $k = 2$.

En admettant, comme jusqu'à présent, que le

moment magnétique n'intervient pas ⁽¹⁾, la masse de l'électron lourd sera donnée par :

$$m_Y^2 = - 2 \frac{S^2}{c^2 \lambda_s} - \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} \quad (20)$$

celle de l'électron ordinaire étant :

$$m_e^2 = - \frac{3}{4} \frac{S^2}{c^2 \lambda_s} - \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e}. \quad (19)$$

Comme $\lambda_s < 0$, on voit que la masse de l'électron de spin unité est plus grande que celle de l'électron ordinaire, $m_Y > m_e$, ce qui n'était pas évident a priori.

La raison se trouve dans le fait que $\lambda_e > 0$, c'est-à-dire en fin de compte dans le fait que la masse du neutron est plus grande que celle du proton, constatation expérimentale bien établie.

Calculons le rapport de la masse des deux électrons. Des équations (19) et (20), on déduit :

$$\left. \begin{aligned} m_e^2 - m_Y^2 &= \frac{5}{4} \frac{S^2}{c^2 \lambda_s} \\ \frac{3}{4} m_Y^2 - m_e^2 &= \frac{5}{4} \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

En unités atomiques, la masse de l'électron ordinaire est :

$$m_e = 5,48 \times 10^{-4} \quad m_e^2 = 30,03 \times 10^{-8}.$$

Donc, la seconde des équations (21) compte tenu de (18) :

$$\frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} = 1,694 \times 10^{-3} \quad (18)$$

donne :

$$m_Y \cong 100. m_e.$$

La masse d'une particule de spin 1 serait donc du même ordre que celle d'une particule de Yukawa. Dans l'état actuel aussi bien de la théorie que de l'expérimentation, il n'est pas possible de dire s'il s'agit ou non d'une coïncidence fortuite.

L'ordre de grandeur est correct, malgré qu'a priori, il eût facilement pu être 10 ou 1 000. Remarquons qu'on ne peut même pas opposer au résultat précédent le chiffre expérimental de 200 m_e qui semble avoir actuellement la plus grande probabilité de représenter la masse des particules lourdes trouvées dans le rayonnement cosmique; en effet, on ne sait encore rien sur le spin de ces particules.

Tant qu'il s'est agi de l'étude des forces nucléaires, donc de mésonons (spin 1), les évaluations (Yukawa, Fröhlich, Heitler et Kemmer), ont été en faveur du chiffre 100 m_e , comme plus haut. Les résultats expérimentaux, par contre, présentent une grande dispersion (on trouve des valeurs échelonnées entre 100

⁽¹⁾ Les résultats obtenus plus loin subsisteraient, même en tenant compte du moment magnétique pourvu que celui-ci augmentât dans les mêmes proportions que le spin, quand on passe de l'électron au mésonon.

et m_e) et ne semblent pas converger vers une valeur unique. On attribue cette grande dispersion aux difficultés de mesure et cela doit être exact en grande partie. Il est néanmoins possible, aussi, que dans le rayonnement cosmique existe non pas un seul type de mésoton, mais *tout un spectre*, de masses différentes, caractérisé chacun par un spin différent. D'après les formules précédentes, une particule de spin 1 aurait bien la masse $100 m_e$, mais celle de spin 2 aurait une masse d'environ $200 m_e$. Nous ne savons pas encore quel est le spin des particules dont la masse a été effectivement mesurée et cela laisse le champ libre à toutes les hypothèses.

12. Autres particules. Particules neutres. — La formule des particules légères :

$$m^2 = -l(l+1) \frac{S^2}{c^2 \lambda_s} - \frac{p_e^2}{c^2 \lambda_e} \quad (\lambda_e > 0)$$

montre que, tant que la particule au repos est caractérisée *uniquement* par sa charge et son spin, l doit être différent de zéro. *Il n'existe donc pas de particule élémentaire chargée de spin nul.* La forme approximative de la théorie interdit l'existence de cette particule ; bien entendu, cette conclusion ne se maintiendra dans une théorie plus exacte que si aucune des autres caractéristiques de la particule ne permet d'introduire un terme *positif* assez grand dans la formule précédente.

Par contre, l'inverse est toujours possible : il existe *des particules neutres douées de spin.*

Soit, en général, s le spin de la particule élémentaire et k le nombre des charges électriques qu'elle porte (à supposer qu'elle puisse en posséder plusieurs). Sa masse en fonction de celle de l'électron sera :

$$m \sim m_e \sqrt{\frac{4}{3}s(s+1) + 5642 \left[\frac{4}{3}s(s+1) - k^2 \right]}$$

Pour une particule neutre :

$$m \sim 86,8 \sqrt{s(s+1)} \cdot m_e$$

Cette masse n'est *nulle* que pour $s = 0$, c'est-à-dire pour la particule de spin zéro qu'on peut donc identifier avec le *photon*.

Pour $s = \frac{1}{2}$ et $s = 1$ on a respectivement

$$m \sim 75 m_e \quad m \sim 125 m_e$$

Donc, la théorie sous sa forme actuelle ne rend pas compte du neutrino, particule de spin 1/2 et de masse

très petite ; elle attribue au neutretto une masse $125 m_e$ et signale l'existence d'une particule intermédiaire de masse $75 m_e$.

Revenant aux équations (17), on déduit que la masse matérielle μ est donnée par :

$$\mu^2 = M_P^2 + m_e^2 = M_N^2 - \left| \frac{p_s^2}{c^2 \lambda_s} \right|$$

Sa valeur est comprise entre celle du neutron et celle du proton.

Cette masse est celle d'une *particule lourde, neutre et de spin zéro*, qui apparaît ainsi comme la seule particule fondamentale.

Enfin, le « proton lourd » de Wentzel serait donné par l'équation

$$M_L^2 = M_P^2 + \frac{5}{3} (M_N^2 - \mu^2)$$

13. Remarques finales. — Il est superflu d'attirer l'attention, une fois encore, sur le degré d'arbitraire des raisonnements précédents.

Les résultats ne pourront être justes que lorsqu'on aura tenu compte de *toutes* les variables qui constituent « l'espace de configuration » complet.

En attendant, le schéma proposé sépare dans la valeur de la masse les diverses contributions ; il suggère l'absence complète de masse matérielle des particules légères et réduit, en quelque sorte, les particules lourdes à une seule, purement matérielle, neutre, de spin zéro et de masse intermédiaire entre celle du proton et celle du neutron.

Le neutrino ne trouve pas de place dans ce schéma, ce qui semble détruire la parfaite symétrie supposée par certains auteurs entre les groupes électron-neutrino, mésoton-neutretto et proton-neutron.

Il faut remarquer qu'indépendamment de toute théorie, les faits s'opposent en apparence, au moins sur un point, à une telle symétrisation. En effet, lorsqu'on passe de la particule chargée à la particule neutre, la masse *augmente* dans le cas des particules lourdes, mais *diminue* dans le cas des particules légères électron-neutrino.

En introduisant une particule légère autre que le neutrino, la théorie proposée réalise une symétrie que n'entache pas le défaut précédent.

L'un de nous (S. G.) désire exprimer ici ses remerciements à la John Simon Guggenheim Memorial Foundation qui a rendu possible son séjour à Paris.