

INSTITUT DE FRANCE.

ACADÉMIE DES SCIENCES

Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,
t. 256, p. 3390-3394, séance du 17 avril 1963.

Groupe 4

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Application de la théorie de la fusion au nouveau modèle étendu de particules élémentaires.* Note (*) de MM. **JEAN-PIERRE VIGIER** et **LOUIS DE BROGLIE**.

Partant du modèle du rotateur relativiste ⁽¹⁾, on développe l'idée que la fusion résulte des interactions fortes associées aux nouvelles invariances de jauge internes, toutes les particules non leptoniques résultant, suivant une suggestion de Yukawa ⁽²⁾, de la combinaison de quatre particules fondamentales.

Une des applications les plus remarquables de la théorie de la « fusion » ⁽³⁾ (proposée initialement par l'un de nous (Louis de Broglie) pour expliquer l'existence de spins 0 et 1 en composant deux particules de spin 1/2) est fournie aujourd'hui par des modèles dits composés de particules élémentaires ⁽⁴⁾. C'est ainsi, par exemple, que leur principal initiateur, Sakata ⁽⁵⁾, a proposé d'expliquer l'existence des bosons et des hypérons (résonances comprises) à partir de la fusion de trois particules fondamentales [les nucléons N (p, n) et Λ] et de leurs antiparticules.

Celles-ci peuvent être associées ⁽⁶⁾ en un « Sakaton »

$$(1) \quad \xi_\alpha = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \Lambda \end{pmatrix}$$

élément de base ⁽⁷⁾ d'une représentation du groupe isobarique $S U_3$. Les termes $\xi_\alpha \bar{\xi}_\alpha$ ($\bar{\Lambda}$ étant les antiparticules de Λ) donnent les bosons $\Pi(N\bar{N})$, $K(\bar{N}\Lambda)$, la combinaison de deux « sakatons » et d'un « antisakaton » fournissant $3^3 = 27$ hypérons (et résonances) parmi lesquels on retrouve les hypérons $\Sigma(N\bar{N}\Lambda)$ et $\Xi(\bar{N}\Lambda\Lambda)$ ainsi que de nombreuses résonances. Des combinaisons de 4 et 5 sakatons (ou plus) fournissent évidemment

des bosons et hypérons plus lourds associés à des représentations d'ordre plus élevé de $S U_3$.

Ceci revient en somme à analyser la structure interne des particules dites « élémentaires » en la considérant comme somme de particules et d'antiparticules fondamentales un peu à la manière dont on a expliqué la structure des noyaux atomiques à l'aide d'édifices nucléoniques. Il est également possible d'introduire dans cette étude des modèles (en couche, etc.) tirés de la théorie des modèles nucléaires, et même de construire (ce que nous ferons par la suite) une table « à la Mendelév » des particules possibles associées au modèle considéré.

Il faut toutefois remarquer que la théorie de Sakata, si impressionnante qu'elle soit par ses résultats, laisse ouvertes nombre de questions fondamentales : soit en particulier :

a. Quelle est la nature physique des nouveaux nombres quantiques internes $T(T_3)$, S et B attribués aux particules fondamentales N et Λ , et aux structures composées?

b. Est-il possible de justifier le choix fait par Sakata [ou Goldhaber ⁽⁸⁾ ou Markov ⁽⁹⁾] des particules fondamentales utilisées pour construire les edifices constituant les autres particules élémentaires ?

c. Quelle est la nature du lien (ou « glu » suivant l'expression des Américains) responsable d'une telle fusion? Sous une autre forme : quelle est la dynamique interne de telles structures composées? Cette question était également laissée ouverte dans la version initiale de la théorie de la fusion.

L'objet de la présente Note est de discuter la nature des réponses apportées aux questions précédentes par le nouveau modèle de particules étendues (dit du rotateur relativiste) élaboré récemment ⁽¹⁾. Nous nous proposons également, en appliquant de façon systématique les idées de base de la théorie de la fusion, de construire la table des particules possibles résultant d'une identification proposée par Yukawa ⁽²⁾ des quatre particules fondamentales associées au modèle du rotateur relativiste.

Comme on sait ⁽¹⁾ le modèle dont nous partons repose sur l'idée que les particules ne sont pas des points mathématiques (définis par leurs coordonnées x_μ dans l'espace de Minkowski), mais des structures matérielles étendues enfermées dans des hypertubes ayant les dimensions transversales du « cœur dur » de Hofstaedter ⁽¹⁰⁾. Leur comportement cinématique peut être décrit, en première approximation, par les coordonnées d'un point central [centre de matière ⁽¹¹⁾] et celles de deux systèmes d'axes (tétrapodes d'Einstein) L et T centrés sur lui. La rotation en bloc de L et T par rapport au repère de l'observateur correspond au spin. La rotation relative (interne) de L et T (définie par six paramètres nouveaux ω^*) peut être décrite ⁽¹⁾ dans le cadre des représentations du groupe bilatéral des rotations complexes à trois dimensions SO_3^+ isomorphe au groupe de Lorentz. Si l'on suppose, en outre, que dans le cas des baryons la quadrivitesse

du point central $x_\mu = dx_\mu/d\tau$ coïncide avec le vecteur du genre temps de T alors le groupe interne isobarique est représenté par :

$$G = SO_3^+ \times SO_3^- \times SO_3',$$

les deux premiers facteurs étant deux groupes de rotations complexes à trois dimensions, le troisième étant un groupe de rotation réel.

La fonction d'onde la plus générale d'une particule élémentaire étendue s'écrit alors sous la forme générale ⁽¹⁾ :

$$(2) \quad \Phi = \exp\left(-iMc^2 \frac{\tau}{\hbar}\right) \psi_e(x_\mu) Z(t^+, t^-, s'; m^+, m^-, m') (\omega^*).$$

Le premier facteur correspond à l'horloge associée par l'un de nous (Louis de Broglie) à chaque particule. Le second facteur correspond à la fonction d'onde habituelle [représentation irréductible du groupe de Lorentz externe suivant les idées de Dirac ⁽¹²⁾]. Le troisième facteur est une des fonctions propres du groupe interne G, les nombres quantiques $l^+ m^+$, $l^- m^-$, $s' m'$ correspondant aux valeurs propres des opérateurs infinitésimaux J^{+2} , J_3^+ , J^{-2} , J_3^- , S'^2 , S'_3 associés aux groupes SO_3^+ , SO_3^- et SO_3' .

Avant de revenir aux problèmes soulevés initialement, nous allons montrer que cette hypothèse paraît compatible avec la forme $u = u_0 + \nu$ que la théorie de la double solution donne à la fonction d'onde en dehors de la région interne de non-linéarité. En effet, nous venons d'être amenés à considérer la fonction d'onde d'une particule comme le produit d'une fonction « interne » I par une fonction « externe » E, cette dernière satisfaisant à l'équation d'onde usuelle de la Mécanique ondulatoire. Désignant alors par $\vec{r}$ le rayon-vecteur compté à partir du centre de la particule, on peut admettre que la fonction I, très grande dans la région interne, se prolonge à l'extérieur sous la forme $I = I_0(\vec{r}) + C$, où I_0 tend rapidement vers zéro quand $\vec{r}$ augmente et où C est une constante non nulle. Quant à E, par hypothèse solution de l'équation linéaire usuelle, on peut l'écrire :

$$E = \frac{a(r)}{C} \exp(2\pi\nu_0 t), \quad \text{avec} \quad \nu_0 = \frac{m_0 c^2}{\hbar}.$$

Si l'on substitue les expressions précédentes dans $u = IE$ et si l'on tient compte du fait que dans la très petite région interne, $a(\vec{r})$ est sensiblement constante, on trouve :

$$u = a_0(\vec{r}) \exp(2\pi\nu_0 t) + a(\vec{r}) \exp(2\pi\nu_0 t),$$

ce qui est bien de la forme $u = u_0 + \nu$. La présence du même facteur de phase $\exp(2\pi\nu_0 t)$ dans u_0 et dans ν est bien en accord avec l'idée que la particule est assimilable à une horloge toujours en synchronisme avec l'onde ν environnante.

Ceci posé le modèle fournit les réponses suivantes aux trois questions précédentes :

a. Les nouveaux nombres quantiques correspondent à la quantification des paramètres cinématiques décrivant les mouvements internes des particules étendues. Plus précisément, on a la correspondance :

$$\begin{aligned} T_3 &= J_3^+ \quad \text{dans } SO_3^+, \\ \frac{S}{2} &= J_3^- \quad \text{dans } SO_3^-; \\ -\frac{B}{2} &= S_3' \quad \text{dans } SO_3'; \end{aligned}$$

b. Les fonctions $Z(l^+, l^-, s'; m^+, m^-, m')$ (ω^*) constituent les vecteurs de base des représentations irréductibles d'ordre fini, $D(l^+, l^-)$ de G .

Dans ces conditions, si l'on considère que la représentation $D(0, 0)$ $s' = m' = 0$ correspond au vide, on constate, avec Yukawa, que les états excités internes les plus bas correspondent aux deux représentations $D(1/2, 0)$ et $D(0, 1/2)$ avec $s' = m' = 1/2$. Ils se groupent manifestement en deux doublets :

$$(3) \quad \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z\left(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, 0, -\frac{1}{2}\right) \\ Z\left(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}; -\frac{1}{2}, 0, -\frac{1}{2}\right) \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} V^+ \\ \Lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z\left(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) \\ Z\left(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) \end{pmatrix}$$

qui peuvent être associés en un « Yukawon » [c'est-à-dire un spineur interne de Dirac $D(1/2, 0) \oplus D(0, 1/2)$] :

$$(4) \quad \Phi_x = \begin{pmatrix} p \\ \eta \\ V^+ \\ \Lambda \end{pmatrix}$$

qu'on doit substituer au Sakaton de $S U_3$. On remarque immédiatement que l'introduction de la particule V^+ ($T = 0, S = 1, B = 1, m \simeq 1550 \text{ MeV}$) rétablit la symétrie entre baryons et leptons fondamentaux, rompue par la découverte récente ⁽¹³⁾ d'un second neutrino.

On sait alors ⁽¹⁴⁾ que mathématiquement toute représentation externe ou interne d'ordre plus élevé peut être obtenue par produit direct d'éléments du Yukawon en suivant la formule de Clebsch-Gordan :

$$(5) \quad D(k, l) \otimes D(m, n) = D(k+m, m+n) \oplus \dots \oplus D(|k-m|, |l-n|).$$

c. Le lien qui tient ensemble les assemblages d'éléments du Yukawon est tout simplement fourni par des champs vectoriels de Yang et Mills ⁽¹⁴⁾ associés suivant le formalisme de la jauge locale d'Utiyama ⁽¹⁵⁾ aux groupes SO_3^+, SO_3^- , et SO_2' qui constituent le groupe des interactions fortes ⁽¹⁶⁾ :

$$G_F = SO_3^+ \times SO_3^- \times SO_2'.$$

Ces couplages vectoriels T_μ^a, S_μ^a et B_μ généralisent au modèle considéré

les idées essentielles de Sakurai ⁽¹⁷⁾. L'application au Yukawon des opérateurs infinitésimaux spin isobarique (J_k^+), étrangeté (divisé par 2) (J_k^-) et nombre baryonique (divisé par 2) conduisent au système de matrices (les σ_k étant les matrices de Pauli) 4×4 :

$$(6) \quad T_k = \begin{pmatrix} \sigma_k & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \frac{S_k}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \sigma_k \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \frac{B}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

qui permettent de généraliser à notre nouveau groupe isobarique interne (isomorphe au groupe de Lorentz) les considérations de Salam ⁽⁶⁾ sur le modèle de Sakata.

Manifestement, si l'on accepte l'idée de Sakurai ⁽¹⁷⁾ suivant laquelle les constantes de couplages correspondantes ε^T , ε^S et ε^B satisfont aux inégalités $\varepsilon^T \ll \varepsilon^S \ll \varepsilon^B$ on dispose des éléments nécessaires pour construire une table « à la Mendéléev » des particules et des résonances. Nous la discuterons dans un prochain travail. La fusion en nombre pair d'unités internes-externes de spin et d'isospin (ou de $S/2$) conduisant à des bosons : la fusion en nombre impair conduisant à des hypérons ou aux résonances fermioniques récemment découvertes.

Deux remarques pour terminer :

Si l'on considère chaque boson comme résultant d'une fusion, on peut assimiler par exemple B_μ au boson vectoriel ϖ ($T = S = B = 0$, $J = 1$), obtenu par fusion $\bar{N}N$, et retrouver ainsi le « bootstrap mechanism » des Américains.

Si l'on accepte la proposition de Yukawa ⁽²⁾ suivant laquelle les leptons sont obtenus par échange du rôle de L et T , on voit que les quatre leptons fondamentaux appartiennent aux représentations $D'(1/2, 0)$ et $D'(0, 1/2)$ d'un groupe $G' = SO_3 \times SO'_3 \times SO'_3$ isomorphe de G . On élimine alors les interactions fortes leptons-leptons en supposant que les constantes de couplage correspondantes sont négligeables. Avec M. Bohm ⁽¹⁶⁾, l'un d'entre nous (J. P. V.) a pu montrer alors que les interactions faibles sont invariantes sous le groupe interne $G_m = SO_3 \times SO'_2$ les courants neutre leptoniques s'éliminant automatiquement. La symétrie de Kyôto remplace alors la symétrie de Kiew associant les doublets :

$$(5) \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$$

aux expressions de la formule (3).

(*) Séance du 8 avril 1963.

(1) L. DE BROGLIE, D. BOHM, F. HALBWACHS, P. HILLION, T. TAKABAYASI et J.-P. VIGIER, *Phys. Rev.*, 129, 1963, p. 438.

(2) Y. KATAYAMA, J.-P. VIGIER et H. YUKAWA, *Prog. Theor. Physics*, décembre 1962.

(3) L. DE BROGLIE, *Théorie Générale des Particules à spin* (Gauthier-Villars) Paris 1954.

(4) S. SAKATA, *Lecture at the annual meeting of the Phys. Society of Japan*, 1955.

(5) S. SAKATA, *Prog. Theor. Physics*, 16, 1956, p. 686.

- (⁶) A. SALAM, *Proc. Phys. Soc.*, 80, 1962, p. 13.
- (⁷) P. T. MATTHEWS et A. SALAM, *Proc. Phys. Soc.*, 80, 1962, p. 28.
- (⁸) M. GOLDBABER, *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 433.
- (⁹) M. A. MARKOV, *Rep. Acad. Sc. U. S. S. R.*, 1955.
- (¹⁰) R. HOFSTAEDTER, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 1958, p. 214.
- (¹¹) D. BOHM et J.-P. VIGIER, *Phys. Rev.*, 109, 1958, p. 1882.
- (¹²) P. A. M. DIRAC, *Proc. Roy. Soc., A*, 155, 1936, p. 447.
- (¹³) J. STEINBERGER et coll., *Phys. Rev. Lett.*, 9, 1962, p. 38.
- (¹⁴) YANG et MILLS, *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 191.
- (¹⁵) R. UTIYAMA, *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 1597.
- (¹⁶) D. BOHM et J.-P. VIGIER, *Phys. Rev. Lett.* (à paraître).
- (¹⁷) J. J. SAKURAI, *Ann of Physics*, t. 1, 1959, p. 1.
- (¹⁸) L'emploi du groupe abélien SO_2 assure automatiquement la conservation du nombre de baryons.