

SÉMINAIRE L. DE BROGLIE. THÉORIES PHYSIQUES

BERNARD JOUVET

Théorie réaliste des mésons

Séminaire L. de Broglie. Théories physiques, tome 24 (1954-1955), exp. n° 8, p. 1-11

http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1954-1955__24__A7_0

© Séminaire L. de Broglie. Théories physiques
(Secrétariat mathématique, Paris), 1954-1955, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la collection « Séminaire L. de Broglie. Théories physiques » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

Faculté des Sciences de Paris
 -:-:-
 Séminaire de Théories Physiques
 (Séminaire Louis de BROGLIE)
 Année 1954/55
 -:-:-

janvier 1955

Exposé n° 8

THÉORIE RÉALISTE DES MÉSONS.

par Bernard JOUVET.

-:-:-

Quoique l'exposé fait au Séminaire ait été une vue d'ensemble, forcément peu détaillée, de la théorie réaliste des mésons, cette rédaction a pour but, tout en étant compréhensible sans autres références, d'expliquer les méthodes et le contenu de cette théorie, en mettant l'accent particulièrement sur certains points qui ont été peu développés dans d'autres publications auxquelles on peut se référer :

- "L'électromagnétisme électroneutrinien" (Thèse Sc. Paris 1954), publié au Journ. de Math. 33 (1954) p. 201 . Cet article sera dénommé " V° " .

- "A Realistic theory of mesons" , devant paraître au Nuovo Cimento, dénommé " R " dans ce texte.

1.- DÉFINITION.

Faire une théorie des particules "élémentaires" , ne consiste plus seulement à prévoir la forme des équations et des grandeurs de champs, (ce que des travaux antérieurs ont abondamment développé), mais surtout à prévoir les masses (M) et les spins (S) des particules et les constantes de couplages (G) des divers champs représentant ces particules.

2.- EXAMEN DES VOIES OFFERTES.

A) En théorie quantique des champs (TQC) renormalisable (au sens de Dyson)

- Calcul des M et S du deutéron ou de l'atome H : état lié
- Calcul des M , S , G des états isobariques des nucléons : état excité .

Ces deux exemples de particules complexes que l'on sait construire font intervenir un système de champs de fermions et de champs de bosons. Dans un schéma de TQC renormalisable, il faut nécessairement faire intervenir au moins un champ de boson. Ce boson a des propriétés de M , S , G données a priori. La TQC renormalisable est incapable de répondre à la question : Qu'est-ce que ce boson et pourquoi a-t-il ces propriétés ?

B) Autres tentatives.

1) Théories "réalistes" :

Les bosons sont formés d'un nombre pair de fermions liés ensemble d'une façon définie ; les fermions sont aussi constitués de fermions plus élémentaires et de bosons (cas traitable en TQC renormalisable).

Exemples :

- modèle de structure du type "molécule diatomique" : photon de L. de Broglie, tentative Yang-Fermi ... (première quantification)

- recherches de Heisenberg (compensation des infinis) et de Yukawa (interactions non locales) en TQC non renormalisable.

2) Théories "nouvelles" :

On doit rechercher de nouveaux cadres, de nouveaux principes, ou construire une nouvelle mécanique pour pouvoir expliquer les particules "élémentaires" : théories non locales, espaces des spins, espaces des spins isotopiques, théories causales ...

3.- POSITION DU PROBLÈME DES BOSONS EN TQC .

Suivant la conception réaliste, on va chercher à construire les bosons en partant de fermions donnés a priori ; le Lagrangien libre est la somme des Lagrangiens des champs de fermions ψ_i . Le terme d'interaction, devant être un invariant peut être formé à partir d'un nombre pair de spineurs ; le premier terme de la forme $(\bar{\psi}_i \psi_j)$ ne donne pas lieu à des phénomènes connus, aussi on est amené à considérer des termes de couplage du type de Fermi $L_I = g(\bar{\psi}_i \otimes \psi_j)(\bar{\psi}_k \otimes \psi_l) \quad \otimes = 1, \gamma_\mu, \gamma_{\mu\nu}, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5$ on est guidé pour le choix des couplages, par l'existence des interactions de Fermi, si on suppose que l'interaction diffère peu du couplage. Des couplages faisant intervenir plus de 4 fermions ne peuvent pas être exclu a priori ; on les néglige ici.

Si la conception réaliste est juste, la donnée des seuls couplages de Fermi (neutres ou chargés) doit entraîner l'existence de bosons (mésons, photons, gravitons (?)) dont les propriétés de M, S et de couplage avec les différentes paires doivent pouvoir se calculer à partir des seules propriétés des fermions (leurs masses et les constantes de Fermi). Par conséquent, rejoignant par le méson la théorie de Yukawa, les seuls couplages de Fermi doivent permettre aussi d'expliquer les forces nucléaires (interaction nucléon-nucléon).

L'idée d'expliquer les forces nucléaires à partir des couplages de Fermi est ancienne, mais les tentatives qui ont été faites dans ce sens se sont heurtées à des difficultés mathématiques (infinis de type pire que ceux que l'on rencontre dans l'électromagnétisme) que les méthodes de renormalisation n'ont pas levées. Récemment, Kamefuchi-Umezawa ont montré que la sommation de certains termes de la matrice S permettait de réduire le degré de divergence des infinis et ont ainsi donné une méthode permettant de traiter les couplages de Fermi ; cependant si la raison de ce succès est mathématiquement clair, ces auteurs n'en ont pas vu le contenu physique. Dans le même temps nous avons développé une méthode similaire dans un cas simple qui peut être traité complètement (V^0) ; mais cette méthode, que nous allons exposer ici, prend toute son importance lorsqu'on en interprète le sens physique.

4.- TRAITEMENT DES COUPLAGES DE FERMI.

A) Résumé de la méthode.

Soit L_F un Lagrangien de Fermi dans lequel p paires différentes de fermions (F_1, F_2, \dots, F_p) sont couplées par $q = p(p-1)/2$ constantes de Fermi g_1, g_2, \dots, g_q .

La matrice S_F déduite de ce Lagrangien peut s'écrire :

$$S_F = \sum_{n_1, n_2, \dots, n_q=0}^{\infty} (g_1)^{n_1} \cdot (g_2)^{n_2} \dots (g_q)^{n_q} \sum_{\alpha=1}^{A(n_1, \dots, n_q)} f_{n_1 n_2 \dots n_q}^{\alpha}$$

les matrices $f_{n_1 n_2 \dots n_q}^{\alpha}$ étant représentables par des graphiques de Feynman contenant n_i noeuds où la constante g_i s'applique, ($i = 1, 2, \dots, q$) ; l'indice α repère les diverses configurations topologiques de ces graphiques, et le nombre des combinaisons est noté $A(n_1, n_2, \dots, n_q)$.

Soit d'autre part L_Y un Lagrangien de Yukawa dans lequel m mésons bosons (B_1, B_2, \dots, B_m) sont satisfont à certaines équations du mouvement et couplés avec les mêmes paires de fermions F_u par $m.p$ constantes de couplages

$$G_{B_\ell}^{Fu} \equiv G_\ell^u \quad (u = 1, \dots, p ; \ell = 1, \dots, m)$$

La matrice S_Y déduite de ce Lagrangien peut s'écrire :

$$S_Y = \sum_{n_1^1, \dots, n_\ell^u, \dots, n_m^p=0}^{\infty} (G_1^1)^{n_1^1} \dots (G_\ell^u)^{n_\ell^u} \dots (G_m^p)^{n_m^p} \times \sum_{\lambda=1}^{\mathcal{L}(n_1^1, \dots, n_\ell^u, \dots, n_m^p)} \mathcal{U}_{n_1^1, \dots, n_\ell^u, \dots, n_m^p}^\lambda$$

Les graphiques associés aux matrices $a_{n_1^1 \dots n_i^p}^\lambda$ contiennent n_i^u noeuds où s'applique la constante G_ρ^u . L'indice λ repère tous les graphiques ayant le même nombre de noeuds de chaque espèce mais différent par la façon dont les lignes les joignent.

La méthode que nous allons développer consiste à montrer que l'on peut choisir les mésons de la théorie de Yukawa (choix de leur nombre, de leur masse, de leurs équations, et des constantes G_ρ^u) de telle façon que l'on ait $S_F \equiv S_Y$. Pour cela on procédera en deux étapes :

- Premièrement, on extraira de la série S_F une sous-série F_I en ne prenant pour chaque valeur des n_i que les termes pour lesquels α est compris dans un certain ensemble $\mathcal{A}_1(n_1 \dots n_i \dots n_q)$. L'étude de cette expression montre alors qu'elle est interprétable en terme du concept des mésons.

- Deuxièmement, cette interprétation conduira à achever le découpage de la série S_F sous la forme :

$$S_F = \sum_i^{\infty} F_i$$

Alors on voit que moyennant un choix particulier des mésons dans la théorie de Yukawa, on peut extraire de la série S_Y une sous-série Y_I en limitant à un ensemble $\mathcal{L}_1(n_1^1, \dots, n_\ell^u, \dots, n_m^p)$ les valeurs de λ , de telle sorte que $Y_I = F_I$; le découpage de la série S_Y s'effectuera alors sous la forme:

$$S_Y = \sum_i^{\infty} Y_i$$

On montre que $F_i = Y_i$ donc $S_F = S_Y$

B) La série F_1 .

Dans le but de rendre plus claire l'interprétation des équations, nous utiliserons comme illustration de la théorie, l'exemple E d'un couplage pseudoscalaire de Yang-Tiomno entre les trois paires de nucléon (neutron-proton), d'électron-neutrino et de méson μ -neutrino. (notation $N = (np)$, $L_1 = (\nu_e)$, $L_2 = (\nu_\mu)$) on a :

$$g_{NL_1} = g_{NL_2} = g_{L_1 L_2} = g ; \quad gm^2 \approx 10^{-11} \quad (m = \text{masse électron}) .$$

L'ensemble \mathcal{A}_1 est défini par le fait que les éléments de matrice qui lui appartiennent ne doivent contenir, lorsqu'ils sont représentés par des graphiques de Feynman, aucune boucle de fermion portant plus de deux noeuds (les boucles ne portant qu'un noeud sont éliminées par symétrisation de la charge). Après sommation sur toutes les puissances de g , la matrice F_1

est exprimable en fonction des spineurs ψ_i des fermions présents avant et après la diffusion, des propagateurs S_j des fermions qui forment les lignes ouvertes pendant l'interaction, et enfin de " Noyaux Primitifs d'Interaction " (NPI) qui produisent l'interaction entre les fermions. Nous appellerons (UV) le NPI qui, représenté en graphique de Feynman, est formé de la somme de toutes les chaînes, constituées d'un nombre quelconque de boucles portant deux noeuds, reliant une ligne de fermion en un noeud où la paire est u à une ligne de fermion (différente ou non) en un noeud où la paire est v . (voir graphiques dans "R" , ainsi que la forme générale des NPI).

Dans l'espace des impulsions on a pour l'exemple E :

$$(NN) = (I/D) \cdot \left(\gamma^2 \sum_{i=1,2} K_i + 2 \gamma^3 K_1 K_2 \right)$$

$$(NL_i) = (I/D) \cdot \gamma (I + \gamma K_j) \quad \text{avec } i \neq j; \quad (L_1 L_2) = (I/D) \cdot \gamma (I + \gamma K_N)$$

$$(L_i L_i) = (I/D) \cdot \left(\gamma^2 \cdot (K_N + K_j) + 2 \gamma^3 K_N K_j \right)$$

$$D = I - \gamma^2 (K_1 K_2 + K_N \sum_{i=1,2} K_i) - 2 \gamma^3 K_N K_1 K_2 .$$

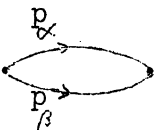
$\gamma = ig/2 \Pi$, et les fonctions K_N et K_i ($i=1,2$) sont définies par

$$K_u(p) = \int d x e^{-ipx} K_{\alpha\beta}(x) , \quad K_{\alpha\beta}(x-x') = \langle P(j_{\alpha\beta}^5(x) , j_{\alpha\beta}^5(x')) \rangle_0$$

$$j_{\alpha\beta}^5(x) = \bar{\Psi}_\alpha(x) \gamma^5 \Psi_\beta(x)$$

on a noté pour u la paire $(\alpha\beta)$; $u = N , L_1 , L_2$.

Les fonctions $K_u(p)$ sont la valeur des boucles portant deux noeuds formées avec la paire u ; l'argument p (quadrivecteur) représente l'impulsion-énergie totale des deux fermions de la paire

$$K_\mu(p) = K_{\alpha\beta}(p) \approx \text{diagramme} , \quad p_\mu = p_\mu^\alpha + p_\mu^\beta$$


C) Contenu physique des NPI.

Le calcul des fonctions K_u montre qu'elles sont infinies ; on emploie alors les méthodes de régularisation qui consistent à remplacer chaque type d'infini par une constante arbitraire ; un autre stade sera ultérieurement d'interpréter ces constantes et de voir si elles interviennent lorsqu'on a pris tous les termes. Pour une masse pas trop petite de la paire u , la fonction K_u est une fonction assez compliquée de p^2 , mais qui est très

bien approchée, pour un domaine de variation de p^2 assez vaste, par l'approximation $K_u \approx \tilde{K}_u = iF_u \cdot (p^2 + L_u)$ (F_u et L_u étant des constantes elles mêmes fonctions des constantes arbitraires de régularisation, qui sont au nombre de 6 dans l'exemple E).

Dans cette approximation,

$$(UU)_F \approx \frac{\text{polynome de degré 2}}{\text{polynome de degré 3}} = i \sum_{\ell=1}^3 \frac{A_{uu}^{\ell}}{p^2 + M_{\ell}^2}$$

$$(UV)_F \approx \frac{\text{polynome de degré 1}}{\text{polynome de degré 3}} = i \sum_{\ell=1}^3 \frac{A_{uv}^{\ell}}{p^2 + M_{\ell}^2} \quad \text{avec} \quad \sum_{\ell=1}^3 A_{uv}^{\ell} = 0$$

les masses M_{ℓ} étant les mêmes pour tous les NPI.

Si maintenant, dans une théorie de Yukawa, on avait entre les paires u, v des échanges de 3 mésons de masse M_{ℓ} et couplés avec ces paires suivant des constantes G_u^{ℓ} et G_v^{ℓ} , les noyaux d'interaction seraient :

$$(UU)_Y = i \sum_{\ell=1}^3 (G_u^{\ell})^2 \frac{1}{p^2 + M_{\ell}^2}, \quad (UV)_Y = i \sum_{\ell=1}^3 G_u^{\ell} G_v^{\ell} \frac{1}{p^2 + M_{\ell}^2}$$

On voit alors que les $(UV)_F$ peuvent s'interpréter comme dus à l'échange de mésons si, et seulement si, on a $A_{uu}^{\ell} = G_u^{\ell} G_u^{\ell}$ et $A_{uv}^{\ell} = G_u^{\ell} G_v^{\ell}$; il faut pour cela que l'on ait la relation :

$$(A_{uv}^{\ell})^2 = A_{uu}^{\ell} \cdot A_{vv}^{\ell} .$$

En s'affranchissant maintenant de l'approximation des fonctions K , qui n'a servi qu'à voir clairement le sens physique, on définit les masses M_{ℓ} par les pôles des NPI ($D(-M_{\ell}^2) = 0$) et les constantes A_{uv}^{ℓ} par les résidus des NPI ($A_{uv}^{\ell} = (1/i) \cdot [(UV(p^2))(p^2 + M_{\ell}^2)]_{p^2 \rightarrow -M_{\ell}^2}$).

On montre que si tous les g sont égaux (et dans d'autres cas) les NPI sont bien tels que la relation entre les A est identiquement satisfaite, et par conséquent leur interprétation en terme d'échange de méson est possible. (Voir dans "R" la démonstration de l'identité des A).

Dans cette théorie le méson apparait comme étant toujours un état intermédiaire précédent forcément une absorption ou une désintégration; le méson "libre" est une fiction mathématique. L'interprétation de la matrice S (cf. "V" chapitre. IX, B, C, D et "R" chapitre IV, c et d) conduit à définir l'opérateur de champ de méson $\varphi^{\ell}(x)$ en fonction des opérateurs de champ

des fermions (voir la forme générale au chapitre suivant (IVD)). La propriété d'être un méson nécessairement intermédiaire, ce qui est imposé par la méthode de la matrice S (pas de mésons dans les états initiaux et finaux aux infinis temporels) implique la nécessité pour les mésons d'avoir une masse ayant une partie imaginaire, ce qui n'a lieu que si la masse du méson est supérieure à la plus petite masse des paires de fermions qui le constituent.

D) Découpage de la matrice S_F et identification avec la matrice S_Y .

Nous allons maintenant étudier la partie restante de la matrice S_F , soit $(S_F - F_I)$. Pour des conditions initiales et finales données, cette matrice est représentée par une série de graphiques formés d'un ensemble de lignes ouvertes de fermions, de boucles portant deux noeuds B^2 , et d'au moins une boucle portant plus de deux noeuds $B^{n>2}$. Par une sommation de tous les graphiques formés des mêmes lignes ouvertes et des mêmes $B^{n>2}$, mais ne différant entre eux que par le nombre de boucles B^2 , la matrice se trouve finalement représentée comme une série de graphiques formés de lignes ouvertes de fermions, et de boucles $B^{n>2}$ reliées entre elles par les NPI définis précédemment. La matrice S_F est ainsi représentée par une série de graphiques F_i pour chacun desquels sont données les lignes ouvertes de fermions, les boucles $B^{n>2}$ et les "lignes d'interaction" L_F , représentant les noyaux $(UV)_F$.

Soit alors une théorie de Yukawa, postulant des mésons de masse M_ℓ couplés aux paires u de fermions par les constantes G_u^ℓ mais satisfaisant à des équations que nous laissons arbitraires (pouvant être une fonction quelconque du D'Alembertien $H_\ell(-\square)$ telle que $H_\ell(-M_\ell^2) = 0$).

Pour les mêmes conditions aux limites que précédemment relatives à la donnée des fermions, et dans le cas où il n'y a pas de mésons aux infinis temporels (méson libre), la matrice S de cette théorie, soit S_Y , est représentée par une série de graphiques ayant les mêmes lignes ouvertes de fermions, les mêmes boucles $B^{n>2}$ que dans la matrice S_F , mais reliées entre elles par des lignes de mésons portant un nombre quelconque de boucles B^2 de fermions. La matrice S_Y s'exprime donc en fonction des spineurs Ψ_i des fermions présents dans les conditions aux limites, des propagateurs S_j^c des fermions qui forment les lignes ouvertes, des boucles $B^{n>2}$, et des propagateurs des mésons corrigés par toutes les boucles possibles B^2 .

Soit, dans l'espace des impulsions, $i/H_\ell(p^2)$ le propagateur du méson ℓ .

Le noyau d'interaction de deux paires u et v produit par ce seul méson est $(UV)_Y^0 = iG_u^\ell G_v^\ell / H_\ell(p^2)$; le noyau d'interaction de deux paires u et v produit par l'échange de tous les mésons, chacun d'eux portant un nombre quelconque de boucles B^2 normalisées est :

$$(UV)_Y^1 = \sum_{\ell} G_u^\ell \frac{i}{H_\ell(p^2)} G_v^\ell + \sum_{\ell, m, w} G_u^\ell \frac{i}{H_\ell(p^2)} G_w^\ell K_w^{Rm} \frac{i}{H_w(p^2)} G_v^m + \dots$$

La normalisation des fonctions K_w^R est telle que les pôles et résidus du noyau $(UV)_Y^1$ soient les mêmes que ceux du noyau $(UV)_Y^0$. Ces conditions suffisent pour déterminer les 6 constantes arbitraires des fonctions K_w ($w = 1, 2, 3$) (cf. Principe de Normalisation dans "R", chapitre III_b et VI_a).

Ces noyaux contiennent à eux seuls toutes les constantes de couplages intervenant dans la théorie.

La matrice S_Y est donc représentée par une série de graphiques Y_i pour chacun desquels sont donnés les lignes ouvertes de fermions, les boucles $B^{n>2}$ et les "lignes d'interaction" L_Y représentant les noyaux $(UV)_Y^1$.

On voit facilement qu'à chaque graphique Y_i correspond un seul graphique F_i car la construction des graphiques fait intervenir des lignes et noeuds ayant les mêmes propriétés topologiques. La valeur des deux graphiques n'est généralement pas la même ; mais on peut rendre égales les valeurs des graphiques Y_i et F_i , pour toute valeur de i , donc ainsi rendre égales les deux matrices S_Y et S_F , si on impose la condition que les fonctions $(UV)_F$ et $(UV)_Y^1$ soient identiques.

Or on a :

$$(UV)_Y^1 = (UV)_Y^0 + \sum_w (UV)_Y^0 \cdot K_w^R \cdot (WV)_Y^1$$

d'où on extrait

$$(UV)_Y^0 = Y_{uv} \left((XZ)_Y^1, K_w^R \right)$$

et d'après la condition

$$(XZ)_Y^1 \equiv (XZ)_F \quad (XZ)_F = F_{xz} \left(K_w \text{ (non normalisé)} \right)$$

$$\left\{ (UV)_Y^0 = Y_{uv} \left((XZ)_F, K_w^R \right) \right\} \equiv \left\{ \sum_{\ell} G_u^\ell \frac{i}{H_\ell(p^2)} G_v^\ell = Z_{uv} \left(K_w, K_w^R \right) = Z_{uv}(p^2) \right\}$$

Ces équations déterminent les propagateurs de méson en fonction des constantes des fermions.

A moins d'un choix spécial des constantes de régularisation, les

fonctions $H_\rho(p^2)$ ne sont pas linéaires en p^2 et l'équation du méson libre de la théorie de Yukawa n'est généralement pas une fonction linéaire du Dalemberdien.

Les opérateurs de champ de mésons $\varphi_\rho^\ell(p)$ sont définis par :

$$\sum_\ell G_u^\ell \varphi_\rho^\ell(p) = \sum_v F_{uv}(p^2) J_v(p)$$

Ce système linéaire se compose de p équations, et à moins de relations entre les divers champs de mésons ou de fermions, il est résoluble s'il existe p mésons ($m=p$). Dans l'exemple E où $p=3$, et il doit exister 3 mésons de même caractère tensoriel (PS); il y a 12 constantes expérimentales prévues par la théorie (3 masses M_ρ , et 3.3 constantes de couplages G_u^ℓ) qui dépendent de 6 constantes arbitraires de régularisation; on voit donc que, même dans l'absence de la connaissance des constantes de régularisation, on peut prévoir des relations entre les masses et les G des mésons.

5.- LE CONTENU DE LA THÉORIE RÉALISTE.

A) - Première approximation : K_i infini, K_N fini.

On se débarrasse de deux des mésons de la théorie (dans l'exemple E) en prenant infinies les constantes de régularisation des boucles de lepton; cette approximation forcément grossière est cependant intéressante parce qu'elle revient à négliger les interactions de Fermi entre nucléons et leptons et entre leptons, et à ne considérer que les forces nucléaires dues au seul méson π . Un théorème général de Heisenberg (cf. "R" chapitre Vb) permet de montrer qu'une telle approximation revient à choisir nulles les masses des leptons, en d'autres termes à négliger les masses des leptons devant les masses des nucléons. Avec la même approximation la théorie PS indépendante de charge résulte du Lagrangien (cf. Comptes rendus, p. 1267, t. 239, 1954)

$$\sum_{i=\text{leptons}} g \left\{ (\bar{\psi}_n \gamma^5 \psi_p) (\bar{\psi}_\nu \gamma^5 \psi_i) + ((\bar{\psi}_n \gamma^5 \psi_n) - (\bar{\psi}_p \gamma^5 \psi_p)) \times \right. \\ \left. \times (\bar{\psi}_i \gamma^5 \psi_i \pm \bar{\psi}_\nu \gamma^5 \psi_\nu) \right\} + \text{c.c.}$$

(On peut mettre un signe quelconque devant le PS du champ de neutrino car son interaction effective, qui dépend de ce signe est nulle).

Le NPI chargé est :

$$(n_p - p_n)^\pm = - \frac{L^c \chi}{1 + \chi L^c K_{np}} \quad (L^c = \text{nombre de paires de leptons chargées})$$

Les NPI neutres sont

$$(nn-nn)^0 = (pp-pp)^0 = -(nn-pp)^0 = -\frac{L^0 \gamma}{1 + \gamma L^0 (K_{nn} + K_{pp})} ; \quad (L^0 = \text{nombre de paires neutres de leptons})$$

si $M_n = M_p$, $K_{nn} = K_{pp} = K_{np}$. On déduit alors de la valeur des résidus au pôle que $(G_{nn}^0)^2 = (G_{pp}^0)^2 = -(G_{nn}^0)(G_{pp}^0) = (1/2)(G_{np}^\pm)^2$. C'est l'indépendance de charge.

L'égalité des masses des mésons chargés et neutres, que nous supposons ici satisfaite, dépend des hypothèses que l'on fait sur le nombre des paires de leptons de chaque espèce.

B) - Deuxième approximation : $\gamma K_i \gg 1$ fini et constant.

Il n'y a toujours que le seul pôle du méson π . On obtient alors la théorie de Yukawa des forces nucléaires et des désintégrations β , qui présente les mêmes ennuis de ne pas donner de résultats quantitativement justes pour les interactions β , (cf. discussion dans "R").

C) - Cas général.

Le calcul complet est alors très compliqué, et les résultats dépendent un peu des hypothèses que l'on fait sur les paires de fermions qui interviennent dans la théorie. Mais on voit que la raison essentielle du désaccord de la théorie de Yukawa avec l'expérience proviennent de ce qu'elle néglige

1) la présence de nombreux mésons lourds de même nature PS que le méson π , et qui sont plus fortement couplés avec les leptons que ne le sont les pions ; ces particules sont donc plus instables et peu observables.

2) la non-linéarité éventuelle des équations des mésons ; ce facteur est difficile à évaluer dans l'état actuel de la théorie, mais s'il existe, il se manifeste dans les phénomènes virtuels, ce qui est le cas des interactions β et nucléaires.

Un cas peut être traité complètement : c'est celui du couplage vectoriel neutre, pour lequel, seul, une invariance de jauge permet de supprimer le calcul des masses et en même temps la plupart des constantes arbitraires de la théorie ; la particule ainsi obtenue est le photon ; il existe aussi une nouvelle particule de spin 1 et de masse nulle qui n'est pas un photon (deutrino) ; (cf. "v⁰").

D) - Pluralité des espèces de bosons.

Tous les bosons dont nous n'avons parlé jusqu'à présent, que nous appelons mésons "primitifs", sont formés à un instant donné de deux fermions

dont l'espèce fluctue au cours du temps ; les corrections au noyau primitif d'interaction qui représentent le nuage de boson accompagnant les fermions sont telles, après renormalisation ou d'après le principe de normalisation (cf. "R") , que ce nuage ne change pas les propriétés du méson libre. Cependant la présence de ce nuage peut induire des états excités des mésons, qui se manifestent mathématiquement par la présence de nouveaux pôles dans les noyaux d'interactions totaux incluant toutes les corrections. Nous appellerons "secondaires" ces nouveaux mésons ; une autre forme de mésons "secondaires" peut être construite à partir de plusieurs mésons ; l'étude des "secondaires" nécessite des calculs beaucoup plus compliqués. Un "secondaire" calculable sans arbitraire existe dans la théorie "V⁰" . Sa nature permet d'espérer approcher la structure particulière de la gravitation.
