

ANNALES DE L'I. H. P., SECTION A

NICOLAI SAMSONENKO

YOHESH CUMAR

MICHEL SUVOROV

Effets des courants faibles de seconde classe dans les processus semileptoniques

Annales de l'I. H. P., section A, tome 36, n° 3 (1982), p. 239-255

http://www.numdam.org/item?id=AIHPA_1982__36_3_239_0

© Gauthier-Villars, 1982, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de l'I. H. P., section A » 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/>

Effets des courants faibles de seconde classe dans les processus semileptoniques

par

Nicolai SAMSONENKO

Chaire de Physique Théorique, Université Patrice-Lumumba,
rue Ordjonikidze. 3, Moscou

et

Yohesh CUMAR, Michel SUVOROV

Chaire de Physique Théorique, Université Patrice-Lumumba,
rue Ordjonikidze, 3, Moscou

SUMMARY. — The possibility of the observation of the second-class currents (SCC) in the semi-leptonic processes $\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow N' + l(\bar{l})$ where $l = e^-, \mu^-$; $N = n, p$; $e^\pm + p \rightarrow e'^\pm + p'$, $e^- + e^+ \rightarrow p + \bar{p}$, $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ and also in the processes of the neutrino decomposition of deuterons $\nu + d \rightarrow \nu + n + p$, $\nu + d \rightarrow \mu^- + p + p$ due to neutral and charged currents, is discussed. It is shown, that the effects of the SCC are strongly dependent on the geometrical configuration of the experiments (i. e. the mutual orientation of the spins and impulses of the particles under consideration). The examples of favorable and unfavorable geometrical configurations are given. An evaluation of the effects of the SCC in the above processes under different assumptions about form factors of the particles and different meanings of energies and impulses is made.

RÉSUMÉ. — Les possibilités d'observation des courants de seconde classe (CSC) dans les processus semileptoniques $\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow N' + l(\bar{l})$ (où $l = e^-, \mu^-$; $N = n, p$) $e^\pm + p \rightarrow e'^\pm + p'$, $e^- + e^+ \rightarrow p + \bar{p}$, $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ et dans les processus de décomposition du deuteron par les neutrinos dûs aux courants neutres et chargés ($\nu + d \rightarrow \nu + n + p$, $\nu + d \rightarrow \mu^- + p + p$) sont discutés. On démontre que les effets de CSC dépendent en grande partie de la configuration géométrique des expé-

riences (i. e. de l'orientation mutuelle des spins et de l'impulsion des particules). On donne des exemples de configuration favorables et défavorables. On évalue les effets des CSC dans les processus considérés sous les hypothèses différentes, facteurs de forme, énergies et impulsions.

Le plan de l'article est le suivant.

Dans l'introduction, nous discuterons du statut général des CSC et des motivations de cet article.

Dans la partie I, nous citerons plusieurs effets du CSC, prévus théoriquement dans les processus semileptoniques dûs aux courants faibles chargés et neutres :

$$\bar{\nu}(l) + N \rightarrow N' + \bar{l}(l), \quad (1)$$

où $l = e^-, \mu^-$; $N = n, p$,

$$e^\pm + p \rightarrow e'^\pm + p', \quad (2)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow p + \bar{p}. \quad (3)$$

Puis nous discuterons brièvement des processus de la décomposition du deuteron par des neutrinos dûs aux courants neutres et chargés :

$$\nu + d \rightarrow \nu + n + p, \quad (4)$$

$$\nu + d \rightarrow \mu^- + p + p. \quad (5)$$

La plupart des résultats discutés dans cette partie ont déjà été publiés précédemment dans les articles [12] [15] [19], où l'on peut trouver une discussion plus détaillée des problèmes traités.

Dans la partie II, nous discuterons des nouveaux résultats des calculs des effets de CSC dans le processus

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (6)$$

et dans la partie III, nous examinerons les résultats parallèles concernant le processus de μ -capture

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad (7)$$

INTRODUCTION

Actuellement, les données expérimentales (voir par exemple [1] [2]) montrent la présence possible, dans l'hamiltonien des interactions faibles, des CSC par la classification de Weinberg [3] due à l'opérateur de G-parité. Mais la précision des expériences n'est pas encore suffisante pour confirmer ou infirmer l'hypothèse de l'existence des CSC. Ces courants, s'ils existent,

doivent conduire à des effets qui sont absents dans le schéma orthodoxe (avec la conservation de la G-parité) et aussi dans les modèles différents des interactions faibles, basés exclusivement sur les courants de première classe (CPC). L'interprétation des données expérimentales obtenues dans les expériences avec les noyaux-miroirs, contient beaucoup d'incertitudes. C'est à cause de cela qu'il est désirable d'analyser la possibilité de l'observation de CSC dans les processus pour lesquels l'interprétation des données expérimentales est assez simple. C'est le but de cet article.

Les expressions les plus générales pour les courants vectoriels et axial-vectoriels dues à leur covariance sous les transformations propres de Lorentz sont définies par les formules ⁽¹⁾ :

$$V_\mu = \bar{u}(k^2) \left[F_1(q^2) \gamma_\mu + \frac{\mu}{2M} F_2(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu + i F_3(q^2) q_\mu \right] u(k^1), \quad (8)$$

$$\mathcal{A}_\mu = \bar{u}(k^2) \left[G_1(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 + \frac{\mu}{2M} G_2(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu \gamma_5 + i G_3(q^2) q_\mu \gamma_5 \right] u(k^1). \quad (9)$$

Ici M est la masse du proton ; μ est un paramètre, égal au moment magnétique du proton dans les processus (2)-(4), et égal à la différence des moments magnétiques anormaux du proton et du neutron dans les processus (1)-(5)-(7) ; q^2 est le carré de la 4-impulsion transférée $q_\mu = k_\mu^2 - k_\mu^1$ où k_μ^1 et k_μ^2 sont les 4-impulsions des nucléons initiaux et finaux. D'après la classification de Weinberg [3] le dernier terme dans (8) et le deuxième terme dans (9) sont définis comme CSC ⁽²⁾ tandis que les autres le sont comme les courants de la première classe (CPC).

Si les interactions fortes sont G-invariantes, les CSC forts doivent être absents. Mais les CSC faibles peuvent exister non seulement dans le cas de brisure de l'invariance isotopique des interactions fortes, « renormalisant » les courants nus vectoriels ($\bar{u} \gamma_\mu u$) et axial-vectoriels ($\bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u$) mais aussi dans le cas de G-non-invariance des courants eux-mêmes, qui peuvent être considérés seulement comme des courants nus faibles.

Il existe beaucoup de modèles exploitant des hypothèses différentes,

⁽¹⁾ Nous utilisons le système des unités $c = \hbar = 1$ et la métrique de Pauli

$$a_\mu b_\mu = \vec{a} \cdot \vec{b} + a_4 b_4,$$

⁽²⁾ Ici les facteurs de forme des courants de la première classe aussi bien que des courants de la deuxième classe sont introduits phénoménologiquement (i. e. à la main). D'ailleurs, des versions non-orthodoxes des théories quantiques existent, où l'apparition du facteur de forme au moins de la charge survient automatiquement comme conséquence des principes généraux — par exemple, du principe de correspondance « grandeur physique $\leftrightarrow$ opérateur » [4] [5].

conduisant à l'introduction des CSC dans l'hamiltonien des interactions faibles (voir par exemple [6] [8]).

D'autre part, du point de vue des possibilités d'élaboration des modèles à jauge unique, l'introduction des CSC dans l'hamiltonien d'interaction n'est pas souhaitable, car cela provoque des difficultés liées à la renormalisation de la théorie.

Donc l'étude du problème des CSC est très importante dans les deux cas possibles, indépendamment de la réalisation dans la nature de l'une ou l'autre des deux possibilités (existence ou absence des CSC), car des limites aux constantes de liaison des CSC entraînent des limites aux classes des modèles possibles.

Il faut noter que l'existence du courant vectoriel de seconde classe (le terme $\sim F_3(q^2)$ dans (8)) est défendue sous l'hypothèse usuelle de la conservation du courant vectoriel (hypothèse CVC) et par conséquent, les données expérimentales vérifiant l'hypothèse CVC, peuvent être utilisées pour l'obtention des limites expérimentales à la valeur du facteur de forme $F_3(q^2)$. Mais la précision des données expérimentales n'est pas encore assez grande.

En ce qui concerne le courant axial de seconde classe (le terme $\sim G_2(q^2)$ dans (9)), il n'y a pour l'instant aucune autre interdiction, sauf celle de l'hypothèse de conservation de la G-parité; en outre, les données expérimentales [1] [2] ne contredisent pas la valeur de la constante de liaison des CSC $G_2(0)$, comparable avec $G_1(0)$.

Donc les effets les plus intéressants sont dûs au facteur de forme $G_2(q^2)$ des CSC.

Faisons encore trois remarques bien évidentes mais assez importantes pour être citées.

1) La connaissance du domaine des énergies et des angles optimaux est très importante pour la planification et la mise en œuvre des expériences sur l'observation des CSC, car à cause de la proportionnalité des CSC à l'impulsion transférée, leurs effets doivent dépendre dans une large mesure de ces paramètres.

2) En vue des formules (8) (9) les CSC doivent contribuer aux effets d'asymétrie de polarisation, etc. L'intérêt majeur est présenté par des effets purs, c'est-à-dire par des effets tels que, si on les observe, la conclusion immédiate est que les CSC (ordinaires, sans les propriétés hypothétiques anormales) existent. Notre analyse montre que dans le processus (3) par exemple, il y a des effets de $CSC \propto G_2(0)$ (ces effets $\equiv 0$ si $G_2 = 0$); mais dans ce cas, une analyse supplémentaire est nécessaire, car le courant neutre ($\bar{p}p$) est la somme d'un singlet et de la troisième composante d'isovecteur).

3) Il faut noter que si les CSC, mis à part la différence sur la G-parité, possèdent encore plusieurs propriétés anormales les distinguant des cou-

rants de la première classe, alors le problème de leur observation expérimentale est beaucoup plus simple.

Par exemple, dans les modèles avec brisure de la T-invariance par les courants de seconde classe seulement [6], la présence de la polarisation transversale chez les nucléons de répulsion fournira la preuve de l'existence des CSC.

PARTIE I

Nous n'avons pas fait une hypothèse semblable à propos des propriétés anormales des CSC et nous avons analysé la possibilité de leur observation en mesurant les effets ordinaires d'asymétrie et de polarisation.

En vue de la généralisation souhaitable des formules finales, les calculs ont été effectués dans le cadre de la théorie phénoménologique « courant $\times$ courant », dont l'élément de matrice peut être écrit sous la forme [9]:

$$\mathcal{M} = \sum_{i=V,A} C_i J_\mu^i J_\mu^i \quad (10)$$

Afin de retrouver les résultats du modèle de Weinberg-Salam [10] [11] pour chaque processus, il faut faire la paramétrisation connue des constantes C_A et C_V en fonction des constantes de liaison et de l'angle du modèle de Weinberg-Salam. L'exemple d'une paramétrisation semblable et de la généralisation aux noyaux les plus simples est donné dans l'article [12].

Pour tous les processus, nous avons considéré les leptons comme des particules ponctuelles, c'est-à-dire

$$j_\mu = \bar{u}(\gamma_\mu + \gamma_\mu \gamma_5)u, \quad (11)$$

et les courants des nucléons $J_\mu = V_\mu + A_\mu$ comme étant définis par la somme des expressions les plus générales (8) et (9). La T-invariance était admise dans le calcul avec les facteurs de forme réels. On a normalisé les facteurs de forme par la condition

$$F_1(0) = G_1(0) = 1; \quad \lambda = -C_A/C_V, \quad C_V = \sqrt{2}G, \quad G = 10^{-5} \text{ M}^{-2}.$$

On a négligé la contribution des termes $\propto F_3(q^2)$, car ils sont proportionnels aux masses des leptons.

Avec ces suppositions, on a obtenu dans [13] l'expression du degré de polarisation longitudinale

$$P(\alpha, E) = \frac{d\sigma(\zeta' = +1) - d\sigma(\zeta' = -1)}{d\sigma(\zeta' = +1) + d\sigma(\zeta' = -1)} \quad (12)$$

pour les nucléons de répulsion créés dans les processus (1) dans le cas

d'une cible protonique non-polarisée. Dans la formule (12) α est l'angle de diffusion du nucléon final par rapport au faisceau des neutrinos (ou antineutrinos) incidents. E est l'énergie du faisceau de neutrinos, ζ' est l'hélicité des nucléons finaux.

Dans [13], on en conclut que la valeur maximale de la polarisation ($\approx 60\%$) est atteinte pour la diffusion des nucléons vers l'avant ($\alpha \rightarrow 0$) mais dans ce cas, la polarisation ne dépend pas du facteur de forme $G_2(q^2)$ des CSC.

Si $\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2}$, le degré de polarisation longitudinale devient très petit à cause de sa proportionnalité à $\cos \alpha$.

Si les nucléons sont diffusés suivant des angles proches de 45° , la contribution des CSC n'est pas égale à zéro, et si $E \gg M$, le degré de polarisation longitudinale est défini par la formule

$$P(45^\circ) = 2\sqrt{2}\lambda \frac{G_1 G_M + \mu G_2 G_E}{G_E^2 + G_M^2 + 2\lambda^2(G_1^2 + \mu^2 G_2^2)}. \quad (13)$$

Ici

$$G_M = F_1 + \mu F_2, \quad G_E = F_1 - (q^2/4M^2)\mu F_2.$$

Cette formule est très sensible à la valeur et au signe du facteur de forme $G_2(q^2)$. En particulier, si $F_1 = F_2 = G_1$, $\lambda = 1,25$, $\mu = 2,7$ on tire de (13)

$$\begin{aligned} \text{pour } G_2 = G_1 : \quad P(45) &= \begin{cases} - 7,4\% & \text{si } G_2 G_E > 0 \\ + 69\% & \text{si } G_2 G_E < 0 \end{cases} \\ \text{pour } G_2 = 0,1 G_1 : \quad P(45) &= \begin{cases} + 57\% & \text{si } G_2 G_E > 0 \\ + 73\% & \text{si } G_2 G_E < 0 \end{cases} \end{aligned}$$

Des effets semblables (au signe près, dûs aux hélicités des électrons initiaux) ont lieu dans les processus (2) [14], mais dans ce cas, il faut faire la séparation supplémentaire de la contribution du facteur de forme $G_2(q^2)$ en deux contributions correspondant aux courants de la première et la deuxième classe, car le courant neutre protonique est la somme d'un iso-singlet et de la troisième composante d'isovecteur.

Des effets $\propto G_2(q^2)$ peuvent aussi être observés dans le processus d'annihilation (3). Dans ce cas

$$d\sigma = d\sigma_{el} + d\sigma_{WEAK} + d\sigma_{int} \quad (14)$$

Ici $d\sigma_{el}$, $d\sigma_{WEAK}$, $d\sigma_{int}$ sont les sections efficaces dues aux interactions électromagnétiques, faibles et à leur interférence. Les expressions exactes pour les trois sections efficaces sont obtenues dans [15] dans les cas généraux d'annihilation des électrons et positrons longitudinalement ou transversalement polarisés (dûs à l'émission synchrotron) avec production de protons et antiprotons longitudinalement polarisés.

Dans le cas des énergies des faisceaux électro-positroniques assez petites ($E \lesssim 15\text{-}20$ Gev) on peut négliger la contribution de la section efficace « faible » et considérer seulement les sections efficaces « électromagnétiques » et « d'interférence ».

Avec cette hypothèse dans le cas d'annihilation des électrons et positrons complètement polarisés longitudinalement et de création d'une paire « pp » à l'état singlet, le degré de polarisation longitudinale des protons, diffusés aux angles 90° , est décrit par une formule simple (dans le système d'inertie) :

$$P_{\zeta=\zeta'}(E, 90^\circ) = 2S\lambda v\mu E^4 \frac{\sigma_{\text{int}}^\circ}{\sigma_{\text{el}}^\circ} \frac{\text{Re}(G_E G_2^*)}{|G_E|^2} \quad (15)$$

Ici

$$\sigma_{\text{int}}^\circ = \frac{\alpha G}{16\pi\sqrt{2}} = 4,9 \cdot 10^{-37} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{el}}^\circ = \frac{\alpha^2}{64\pi^2} = 3,3 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2$$

ζ et ζ' sont les hélicités des protons et antiprotons produits, v est la vitesse des protons ou des antiprotons. Pour les deux valeurs de l'énergie des faisceaux électropositroniques $E = 2,5$ et $E = 10$ Gev, l'évaluation approximative nous donne $P \cong 2\%$ et $\approx 30\%$ avec les signes différents possibles dûs aux hélicités des électrons ($S = \pm 1$).

Pour les processus (4) et (5) de la décomposition du deutéron par les neutrinos dûs aux courants neutres et chargés, on a estimé [12] la contribution du facteur de forme de CSC à l'aide de l'ordinateur pour les valeurs de l'énergie $E = 1$ et 2 Gev. L'analyse numérique a été faite avec des valeurs raisonnables des paramètres, la plupart étant définies par le modèle de Weinberg-Salam. Pour le processus (4) dû aux courants neutres, on a obtenu le résultat suivant lequel la contribution du facteur $G_2(q^2)$ est uniforme dans tout le domaine des valeurs de l'impulsion. Pour le processus (5) dû aux courants chargés, la contribution de $G_2(q^2)$ est relativement plus grande dans le domaine du maximum de la fonction $d\sigma(q^2)$, qui doit être observé si $q^2 \approx 0,1 \text{ Gev}^2$. Dans les deux cas, la contribution de $G_2(q^2)$ ne peut pas excéder quelques % (voir les détails dans [12]).

PARTIE II

Ici nous allons discuter plusieurs effets, dûs aux CSC dans le processus (6) de la β -décomposition du neutron libre ⁽³⁾.

La probabilité différentielle du processus (6), calculée à l'ordre le plus

⁽³⁾ Une très bonne analyse des effets des CSC dans les décompositions des noyaux est faite dans [16].

bas de la théorie des perturbations dans le système du laboratoire (le neutron est au repos) à v/c près (v est la vitesse du proton de répulsion) avec les spins du proton et du neutron est donnée par la formule :

$$dW = (2\pi)^{-5} d\Omega_e d\Omega_v dE_e k_e E_e (\Delta E - E_e)^2 G^2 |M|^2 \quad (16)$$

où $\Delta E = E_e + E_v$

$$|M|^2 = A + \vec{B} \cdot \vec{S}^n + C \cdot S^p + (\vec{D} \cdot \vec{S}^n) S^p. \quad (17)$$

Ici $\vec{S}^n$ est le spin du neutron au repos et $S^p = \pm 1$ est l'hélicité du proton. Les fonctions A , $\vec{B}$, C et $\vec{D}$ sont données par les formules :

$$\begin{aligned} A &= (1 + v_e \cos \theta) \eta_1 \eta_2 + 4\lambda^2 G_{AE}^2 - v [(\vec{v}\vec{p})\xi_3 + v_e(\vec{e}\vec{p})\xi_4], \\ \vec{B} &= -2\lambda G_{AE} (\eta_1 \vec{v} + \eta_2 v_e \vec{e}) \\ &\quad + v [(\xi_3 + \mu F_2 \eta_3)(\vec{v}\vec{p})v_e \vec{e} - (\xi_4 + \mu F_2 \eta_4)(\vec{e}\vec{p})v_e \vec{v} + 2\lambda \xi_5 \vec{p}], \\ C &= -2\lambda G_{AE} [\eta_2(\vec{v}\vec{p}) + \eta_1 v_e(\vec{e}\vec{p})] + 2\lambda v [G_1(2F_1 + \mu F_2) + v_e \xi_6], \\ \vec{D} &= (1 + v_e \cos \theta) \eta_1 \eta_2 \vec{p} + 2\lambda G_{AE} v_e [\eta_2(\vec{v}\vec{p})\vec{e} - \eta_1(\vec{e}\vec{p})\vec{v}] \\ &\quad - v \{ (\xi_4 + \mu F_2 \eta_4) \vec{v} + v_e (\xi_3 + \mu F_2 \eta_3) \vec{e} - \mu F_2 [\eta_4(\vec{v}\vec{p}) + \eta_3 v_e(\vec{e}\vec{p})] \vec{p} \}. \end{aligned} \quad (18)$$

Ici v_e et v sont les vitesses de l'électron et du proton, $\cos \theta = (\vec{v}\vec{e})$, $G_M = F_1 + \mu F_2$, $G_{AM} = G_1 + \mu G_2$, $G_{AE} = G_1 - \mu \frac{\Delta M}{2M} G_2$; $\vec{v}$, $\vec{e}$, $\vec{p}$ sont les vecteurs unitaires dans les directions des impulsions des neutrino, électron et proton. Les fonctions η_i , ξ_i ($i = 1, \dots, 6$) sont égales à :

$$\begin{aligned} \eta_1 &= F_1 - \lambda G_{AE}, & \xi_1 &= \lambda G_1 \eta_6 + G_M \eta_4, \\ \eta_2 &= F_1 + \lambda G_{AE}, & \xi_2 &= \lambda G_1 \eta_5 - G_M \eta_3, \\ \eta_3 &= F_1 - \lambda G_1, & \xi_3 &= F_1^2 + \lambda^2 G_1 G_{AM} + 2\lambda G_1 G_M, \\ \eta_4 &= F_1 + \lambda G_1, & \xi_4 &= F_1^2 + \lambda^2 G_1 G_{AM} - 2\lambda G_1 G_M, \\ \eta_5 &= F_2 - \lambda G_2, & \xi_5 &= \mu \left[v_e F_1 G_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - F_2 G_1 \right], \\ \eta_6 &= F_2 + \lambda G_2, & \xi_6 &= \mu \left[F_1 G_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} - F_2 G_1 (\vec{v} \cdot \vec{p})(\vec{e} \cdot \vec{p}) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

De (16) (18), on obtient pour le degré de polarisation longitudinales des protons l'expression

$$P = \frac{C + \vec{D} \cdot \vec{S}^n}{A + \vec{B} \cdot \vec{S}^n}. \quad (20)$$

Considérons la contribution des CSC d'après cette formule dans différents cas particuliers.

Neutrons non polarisés

Dans ce cas

$$P = C/A. \quad (21)$$

Si l'électron et l'antineutrino s'envolent dans les directions opposées ($\vec{v} \uparrow \downarrow \vec{e}$) on a :

$$P = \mp 2\lambda \frac{G_{AE}(\eta_2 - v_e\eta_1) \mp vG_1[(2F_1 + \mu F_2) + v_e\mu F_2]}{\eta_2(\eta_2 - v_e\eta_1) - 2\lambda\eta_1 G_{AE} + v(\xi_3 - v_e\xi_4)}. \quad (22)$$

Ici le signe d'en haut correspond au cas $\vec{p} \uparrow \uparrow \vec{v}$ et le signe d'en bas correspond au cas $\vec{p} \uparrow \downarrow \vec{v}$. Si on néglige l'impulsion de répulsion du proton ($v \rightarrow 0$) on tire de (22) une expression très simple, d'où, en mettant $G_2 = 0$, on tire la formule bien connue.

On peut définir la grandeur ε comme le rapport du degré de polarisation longitudinale avec la contribution des CSC à celui sans ladite contribution :

$$\varepsilon = \frac{P(\text{CPC} + \text{CSC})}{P(\text{CPC})}. \quad (23)$$

Pour l'estimation numérique on peut supposer $F_1 = F_2 = G_1 = 1, G_2 = 2,7; \mu = 3,7, v_e = 0,6, v = 10^{-3}$. On a :

$$\begin{aligned} P(\text{CPC}) &= -0,99, & P(\text{CPC} + \text{CSC}) &= -0,98, & \varepsilon &= 0,99 & \text{si } \vec{v} \uparrow \uparrow \vec{p} \\ P(\text{CPC}) &= 0,99, & P(\text{CPC} + \text{CSC}) &= 0,96, & \varepsilon &= 0,98 & \text{si } \vec{v} \uparrow \downarrow \vec{p} \end{aligned}$$

Dans le cas limite de la sortie de l'électron et l'antineutrino dans la même direction

$$P = 2\lambda \frac{G_{AE}(\eta_2 + v_e\eta_1) + v[G_1(2F_1 + \mu F_2) + \mu v_e(F_1 G_2 - F_2 G_1)]}{\eta_2(\eta_2 + v_e\eta_1) - 2\lambda\eta_1 G_{AE} + v(\xi_3 + v_e\xi_4)} \quad (24)$$

et on a

$$P(\text{CPC}) = 0,99, \quad P(\text{CPC} + \text{CSC}) = 0,96, \quad \varepsilon = 0,96.$$

Neutrons polarisés

Dans ce cas le degré de polarisation longitudinale des protons est défini par la formule générale (20). L'analyse de cette formule montre que dans plusieurs cas particuliers la mesure de la polarisation longitudinale ne peut pas donner d'information sur les CSC et notamment dans les cas :

a) du vol des électrons et antineutrinos en directions opposées et de la sortie du proton contre le spin du neutron. Dans ce cas $P = -1$ indépendamment des CSC.

b) du vol des électrons et antineutrinos dans la même direction et du

proton le long du spin du neutron. Dans ce cas $P = +1$ indépendamment des CSC.

La probabilité de ces deux éléments peut être appréciée à l'aide des formules (16), (18).

Dans les autres cas particuliers la contribution des CSC n'est pas égale à zéro. Par exemple, dans le cas $\vec{e} \uparrow \uparrow \vec{v}$ et $\vec{p} \uparrow \downarrow \vec{S}_n$ on a

$$P = \frac{\delta_1 - \delta_2 + v(\delta_3 - \delta_4)}{\delta_1 + \delta_2 + v(\delta_3 + \delta_4)} \quad (25)$$

où

$$\begin{aligned} \delta_1 &= 4(1 - v_e)\lambda^2 G_{AE}^2, & \delta_3 &= \lambda(1 - v_e)(4G_1 G_M - \mu F_1 G_2), \\ \delta_2 &= (1 + v_e)\eta_1^2, & \delta_4 &= (1 + v_e)\eta_3\eta_5 \end{aligned}$$

D'après cette formule on a

$$P(\text{CPC}) = 0,98, \quad P(\text{CPC} + \text{CSC}) = 0,97, \quad \varepsilon = 0,99.$$

Donc l'observation des effets de polarisation dûs aux CSC dans le processus de la décomposition du neutron est possible, mais avec des configurations géométriques des expériences très spéciales. Ces effets sont assez petits à cause de la petite valeur de l'impulsion transférée dans ce processus. La déviation de ε par rapport à 1 n'excède pas la valeur 0,04.

PARTIE III

Ici nous allons étudier le processus de capture des mésons polarisés et non polarisés par les protons polarisés et non polarisés selon la réaction

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu. \quad (26)$$

A cause de la valeur plus grande de l'impulsion transférée dans ce processus, on peut attendre des effets de CSC plus grands. Dans le cas des petites valeurs de l'énergie des mésons les propriétés essentielles du processus (5) sont les mêmes que dans le cas de la capture des mésons par des noyaux :

$$\mu^- + Z^A \rightarrow (Z - 1)^{A-1} + n + \nu_\mu \quad (27)$$

A présent, les expériences directes avec les protons sont devenues possibles, ce qui diminue les incertitudes dues aux effets nucléaires.

On considère d'habitude que la capture de μ -mésos se passe de K-orbite de l'atome muonique et l'impulsion de μ -mésos est petite par rapport à sa masse de repos, car l'énergie de liaison du μ^- -mésos sur la K-orbite est beaucoup plus petite que son énergie en repos. A cause de cela on pose $\vec{k} \rightarrow 0$. Considérons un proton au repos (L-système). Dans le calcul nous

allons tenir compte de l'influence des spins de toutes les particules (comme d'habitude, pour le neutrino, on pose $S^{\nu_\mu} = -1$).

On obtient, pour la probabilité différentielle et la section efficace du processus (5) à l'ordre le plus bas de la théorie de perturbation, les expressions suivantes :

$$dW = (2\pi)^{-2} d\Omega_n L^{-3} k_n E_n |M|^2 \Gamma^{-1}(\theta), \quad (28)$$

$$d\sigma' d\Omega = (2\pi)^{-2} k_n \mathcal{K}_n |M|^2 \Gamma^{-1}(\theta) v_\mu^{-1} \quad (29)$$

où

$$\Gamma(\theta) = 1 + \frac{E_n}{k_v} \left[1 - \frac{k_\mu}{k_n} \cos \theta \right], \quad (30)$$

$$|M|^2 = 4G^2 [A_0 + S^\mu A_1 + (\vec{S}^P \cdot \vec{A}_2) + (S^n A_3 + S^\mu (\vec{S}^P \cdot \vec{B}_1) + S^\mu S^n B_2 + S^n (\vec{S}^P \cdot \vec{B}_3) + S^\mu S^n (\vec{S}^P \cdot \vec{D}))]. \quad (31)$$

$$A_0 = 4\lambda^2 G_{AT}^2 + \eta_1 \eta_2 - v \xi_4 (\vec{v} \cdot \vec{n}),$$

$$A_1 = -\eta_1 \eta_2 (\vec{v} \cdot \vec{n}) + v \xi_3 (\vec{\mu} \cdot \vec{n})$$

$$\vec{A}_2 = -2\lambda G_{AT} \eta_2 \vec{v} + v \lambda \mu \xi_6 \vec{n},$$

$$A_3 = -2\lambda G_{AT} \eta_2 (\vec{v} \cdot \vec{n}) + v \lambda (\mu \xi_6 + 4G_1 G_M),$$

$$\vec{B}_1 = 2\lambda G_{AT} \eta_1 \vec{\mu} - v [\lambda \mu F_1 G_2 (\vec{v} \cdot \vec{\mu}) \vec{n} + \xi_1 (\vec{\mu} \cdot \vec{n}) \vec{v} + \xi_2 (\vec{v} \cdot \vec{n}) \vec{\mu}],$$

$$B_2 = 2\lambda G_{AT} \eta_1 (\vec{n} \cdot \vec{\mu}) + v [-\lambda \mu F_1 G_2 (\vec{v} \cdot \vec{\mu}) + 2\lambda \mu F_2 G_1 (\vec{v} \cdot \vec{n}) (\vec{\mu} \cdot \vec{n})], \quad (32)$$

$$\vec{B}_3 = \eta_1 \eta_2 \vec{n} + v [-\xi_1 \vec{v} + \mu F_2 \eta_3 (\vec{v} \cdot \vec{n}) \vec{n}],$$

$$\vec{D} = 2\lambda G_{AT} [\eta_1 (\vec{v} \cdot \vec{n}) \vec{\mu} - \eta_2 (\vec{\mu} \cdot \vec{n}) \vec{v}] - \eta_1 \eta_2 (\vec{\mu} \cdot \vec{v}) \vec{n} + v [\xi_5 \vec{\mu} - \mu F_2 \eta_4 (\vec{\mu} \cdot \vec{n}) \vec{n}]$$

Ici les notations suivantes sont utilisées :

$$\begin{aligned} \eta_1 &= F_1 - \lambda G_{AT}, & \xi_1 &= \lambda G_1 \eta_6 + G_M \eta_4, \\ \eta_2 &= F_1 + \lambda G_{AT}, & \xi_2 &= \lambda G_1 \eta_5 - G_M \eta_3, \\ \eta_3 &= F_1 - \lambda G_1, & \xi_3 &= F_1^2 + \lambda^2 G_1 G_{AM} + 2\lambda G_1 G_M, \\ \eta_4 &= F_1 + \lambda G_1, & \xi_4 &= F_1^2 + \lambda^2 G_1 G_{AM} - 2\lambda G_1 G_M, \\ \eta_5 &= F_1 - \lambda G_{AM}, & \xi_5 &= G_M \eta_3 - \lambda G_1 \eta_5, \\ \eta_6 &= F_1 + \lambda G_{AM}, & \xi_6 &= F_1 G_2 - 2F_2 G_1, \end{aligned} \quad (33)$$

$$G_{AT} = G_1 - \mu \frac{\Delta M}{2M} G_2, \quad G_M = F_1 + \mu F_2,$$

$$G_{AM} = G_1 + \mu G_2.$$

Dans ces formules $\vec{S}^P$ est le vecteur unitaire du spin du proton, $S^i = \pm 1$ est la valeur propre de l'opérateur de projection $(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}^i)/|\vec{p}|$, qui définit

l'hélicité du muon et du neutron ($i = \mu^-, n$); $\vec{k}^j$, E^j sont le vecteur d'onde et l'énergie d'une particule. $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ est l'angle solide de l'émission du neutron, v est la vitesse du neutron.

I. Différents types d'asymétrie.

La non-conservation de la parité dans ce processus conduit à différents types d'asymétrie. Nous considérons les asymétries relativement aux spins du muon et du proton, en tenant compte des corrections relativistes dues à la vitesse du neutron. Plus loin, nous examinerons les différents cas particuliers de polarisation des particules.

a) La cible protonique n'est pas polarisée.

Dans ce cas la distribution angulaire des neutrons non-polarisés relativement au spin du méson est donnée par la formule ($\cos \theta = (\vec{S}^\mu \cdot \vec{n})$) [17] [21]

$$dW \propto 1 + \alpha(E) \cos \theta \quad (34)$$

où

$$\alpha = \frac{dW(\vec{S}^\mu \uparrow \uparrow \vec{n}) - dW(\vec{S}^\mu \uparrow \downarrow \vec{n})}{dW(\vec{S}^\mu \uparrow \uparrow \vec{n}) + dW(\vec{S}^\mu \uparrow \downarrow \vec{n})}. \quad (35)$$

A cause de la dépolarisation forte des μ^- -mésons dans l'hydrogène [20] [21] cet effet n'était pas encore vérifié expérimentalement dans le processus élémentaire (7). Mais à partir des expériences sur les noyaux on peut obtenir l'information nécessaire. De ces expériences on tire la conclusion [21] que $\alpha(E)$ dépend en grande partie de l'énergie, change de signe et, vers les hautes énergies du spectre, ne tend pas vers un maximum (c'était le cas pour les mesures anciennes). Les différents groupes d'expérimentateurs ont obtenu différentes valeurs : de $\alpha = -1,0$ jusqu'à $\alpha = +1,0$ (voir les tableaux 2.32 du travail [21]). La théorie donne dans l'approximation non-relativiste ($v \ll 1$) pour (V, A)-interaction $\alpha \cong -0,09$ si $C_A/C_V = -1,2$ [17] [19].

Des formules (28) (33) de cet article on tire pour α , avec les corrections relativistes, l'expression suivante

$$\alpha = \frac{F_1^2 - \lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 + \lambda G_1)^2 + \lambda \mu G_1(2F_1 + \mu F_2)]}{F_1^2 + 3\lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 - \lambda G_1)^2 - \lambda \mu G_1(2F_1 + \mu F_2)]}. \quad (36)$$

Si on met dans (36) $F_2 = G_2 = 0$ on obtient l'expression qui vient aussi de la formule relativiste (11) du travail [18], si on considère là seulement les termes $\propto v$. Si on néglige dans (36) les termes $\propto v$ on obtient l'expression connue [17] [21] pour α dans le cas de (V · A)-interaction. Donc, l'expression (36) généralise les formules connues pour le cas des CSC (les termes $\propto G_2$) et des corrections relativistes dues à la vitesse du neutron (les termes

$\propto v$ ⁽⁴⁾. Pour l'évaluation de α on peut mettre $\lambda = 1,2$, $\mu = 3,7$, $v \sim 0,1$: $F_1 = F_2 = G_1 = 1$. Pour les trois valeurs du facteur des CSC $\mu G_2 = 0$; $+1,5$; $-1,5$ on a $\alpha = 0,16$; $0,21$; $0,12$. Il faut noter que la mise en considération seule des corrections relativistes augmente déjà la valeur absolue de α . Les valeurs positives du facteur de forme G_2 conduisent à l'augmentation ultérieure de α , qui, semble-t-il, est en accord avec les données expérimentales [21].

Les formules générales (28) (33) offrent la possibilité de considérer aussi des cas plus compliqués. Par exemple, l'asymétrie dans l'émission des neutrons, polarisés à droite ($S_n = +1$), relativement au spin du muon ($\cos \theta = \vec{S}^\mu \cdot \vec{n}$), est aussi définie par la formule (34) dans laquelle il faut poser $\alpha = +1$, indépendamment des valeurs des facteurs de forme. Donc, dans ce cas particulier, la mesure de α ne peut donner d'information à propos de la grandeur $G_2(q^2)$.

L'asymétrie dans l'émission des neutrons, polarisés à gauche ($S_n = -1$) est aussi définie par la formule (34) dans laquelle

$$\alpha = \frac{(F_1 - \lambda G_1)^2 - 4\lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 - \lambda G_1)^2 + 4\lambda G_1 G_M - \lambda \mu G_2 (F_1 - \lambda G_1)]}{(F_1 - \lambda G_1)^2 + 4\lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 - \lambda G_1)^2 - 4\lambda G_1 G_M - \lambda \mu G_2 (F_1 - \lambda G_1)]} \quad (37)$$

Si $\mu G_2 = 0$; $+1,5$; $-1,5$ on a pour α les valeurs $-0,99$; $-0,97$; -1 .

b) *La cible protonique est polarisée ; le faisceau muonique n'est pas polarisé.*

Dans ce cas on peut observer l'asymétrie relativement au spin du proton ($\cos \varphi = (\vec{S}^p \cdot \vec{n})$). La distribution angulaire est donnée par la formule

$$dW \propto 1 + \delta \cos \varphi \quad (38)$$

où pour les neutrons non-polarisés

$$\delta = \frac{2\lambda G_1(F_1 + \lambda G_1) + v\lambda\mu(F_1 G_2 - 2F_2 G_1)}{F_1^2 + \lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 - \lambda G_1)^2 - \lambda\mu G_1(2F_1 - \lambda G_2)]}. \quad (39)$$

Pour les neutrons, polarisés à gauche,

$$\delta = - \frac{(F_1 - \lambda G_1)^2 - 4\lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 - \lambda G_1)^2 + 4\lambda G_1 G_M - \lambda \mu G_2 (F_1 - \lambda G_1)]}{(F_1 - \lambda G_1)^2 + 4\lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 - \lambda G_1)^2 - 4\lambda G_1 G_M - \lambda \mu G_2 (F_1 - \lambda G_1)]} \quad (40)$$

et pour les neutrons polarisés à droite $\delta = 1$ indépendamment des facteurs de forme.

(4) Nous avons tenu compte des termes $\alpha v/c$, mais, en réalité, la décomposition est faite suivant le paramètre $x = v\lambda\mu G_2$, donc les formules obtenues sont valables pour $|\mu G_2| \lesssim 1,7 G_1$.

c) *La cible protonique est polarisée, le faisceau muonique est aussi polarisé.*
Orientation $\vec{S}^p \uparrow\uparrow \vec{S}^\mu$.

La distribution angulaire des neutrons énergiques ($\vec{p}^n \approx -\vec{p}^\nu$) non polarisés, relativement au spin du muon ($\cos \theta = (\vec{S}^\mu \vec{n})$) est donnée par la formule

$$dW \propto 1 + \alpha \cos \theta + \beta \cos^2 \theta \quad (41)$$

où

$$\alpha = 1 + \beta, \quad \beta = v \left(1 + \mu \frac{F_2 + \lambda G_2}{F_1 + \lambda G_1} \right). \quad (42)$$

Les valeurs numériques de α et β sont :

Si	$\mu G_2 = 0$	$\alpha = 1,27$	$\beta = 0,27$
Si	$\mu G_2 = + 1,5$	$\alpha = 1,35$	$\beta = 0,35$
Si	$\mu G_2 = - 1,5$	$\alpha = 1,19$	$\beta = 0,19$

Dans ce cas les CSC contribuent au terme caractéristique $\propto \cos^2 \theta$. Il faut noter que, d'après la formule (13) du travail [19], une asymétrie semblable $\propto \cos^2 \theta$ peut apparaître due à l'interaction pseudoscalaire pour les particules ponctuelles, tandis qu'ici cet effet est dû à la structure des particules. Pour déterminer ce qui existe dans la nature (P-interaction nue des particules ponctuelles ou bien effets de structure de (V, A)-interaction) on peut comparer la section différentielle de capture des μ -mésons polarisés par le proton polarisé dans les deux cas. Pour la (V, A, P)-interaction des particules ponctuelles, on tire des formules (5) et (9) de [19] dans l'approximation $v_\mu \rightarrow 0$ la conclusion que $d\sigma/d\Omega \rightarrow 0$ si $S_\mu = +1$, $\vec{S}^p \uparrow\uparrow \vec{S}^\mu$, $(\vec{\mu} \vec{n}) = +1$. Mais pour la (V, A)-interaction des particules structurées des formules (28) (33) de cet article, on tire la conclusion que dans ce cas elle doit être différente de zéro. Donc, la mesure de la section efficace dans ce cas particulier ($S_\mu = +1$, $(\vec{\mu} \vec{n}) = +1$, $(\vec{S}^p \cdot \vec{S}^\mu) = +1$) donne la possibilité de déterminer la cause de l'asymétrie caractéristique $\propto \cos^2 \theta$ dans la distribution angulaire des neutrons *non-polarisés*.

Pour les neutrons polarisés la distribution angulaire est aussi donnée par la formule (41), mais avec des valeurs différentes des coefficients α et β .

Par exemple, pour les neutrons polarisés à droite, $\alpha = 2$, $\beta = +1$, donc

$$dW \propto (1 + \cos \theta)^2 \quad (43)$$

Pour les neutrons polarisés à gauche, $\alpha = 0$, $\beta = -1$ et

$$dW \propto 1 - \cos^2 \theta. \quad (44)$$

Dans ces deux cas les formules (43) et (44) ne contiennent pas d'information à propos des facteurs de forme (y compris celui des $G_2(q^2)$ des CSC).

d) La cible protonique est polarisée, le faisceau muonique est polarisé.
Orientation $\vec{S}_p \uparrow \downarrow \vec{S}_\mu$.

Pour les neutrons non-polarisés on a :

$$\alpha = \frac{(F_1 - \lambda G_1)^2 - 4\lambda^2 G_1^2 + v[(F_1 - \lambda G_1)^2 + 4\lambda G_1(F_1 + \mu F_2) - \lambda \mu G_2(F_1 - \lambda G_1)]}{(F_1 - \lambda G_1)^2 + 4\lambda^2 G_1^2 + v[2(F_1 - \lambda G_1)^2 - \lambda \mu G_1(3F_2 - 2\lambda G_2) + \mu F_1 F_2]} \quad (45)$$

$$\beta = -v \frac{(F_1 + \lambda G_1)^2 + \lambda \mu G_2(F_1 + \lambda G_1) + \mu F_2(F_1 + \lambda G_1)}{(F_1 - \lambda G_1)^2 + 4\lambda^2 G_1^2 + v[2(F_1 - \lambda G_1)^2 - \lambda \mu G_1(3F_2 - 2\lambda G_2) + \mu F_1 F_2]} \quad (46)$$

L'évaluation donne

Si	$\mu G_2 = 0$	,	$\alpha = -0,75$	$\beta = -0,25$
Si	$\mu G_2 = 1,5$,	$\alpha = -0,67$	$\beta = -0,33$	
Si	$\mu G_2 = -1,5$,	$\alpha = -0,82$	$\beta = -0,18$	

Pour les neutrons polarisés à droite, on a

$$\alpha = 0, \quad \beta = -1 \quad \text{et} \quad dW \propto 1 - \cos^2 \theta \quad (47)$$

et pour les neutrons polarisés à gauche,

$$\alpha = 2 \frac{(F_1 + \lambda G_1)^2 - 4\lambda G_1(F_1 + \lambda G_1) + v[(F_1 + \lambda G_1)^2 + 4\lambda \mu F_2 G_1 - \lambda \mu G_2(F_1 - \lambda G_1)]}{(F_1 + \lambda G_1)^2 - 8\lambda G_1(F_1 - \lambda G_1) + v[3(F_1 - \lambda G_1)^2 + 2\mu F_1 F_2 - \lambda \mu G_2(F_1 - 3\lambda G_1) - 4\lambda G_1 G_M]} \quad (48)$$

$$\beta = \frac{(F_1 + \lambda G_1)^2 - v[(F_1 + \lambda G_1)^2 + 2\lambda \mu F_2(F_1 + \lambda G_1) + \lambda \mu G_2(F_1 + \lambda G_1)]}{(F_1 + \lambda G_1)^2 - 8\lambda G_1(F_1 - \lambda G_1) + v[3(F_1 - \lambda G_1)^2 + 2\mu F_1 F_2 - \lambda \mu G_2(F_1 - 3\lambda G_1) - 4\lambda G_1 G_M]} \quad (49)$$

L'évaluation donne :

Si	$\mu G_2 = 0$	,	$\alpha = -1,5$	$\beta = 0,55$
Si	$\mu G_2 = +1,5$,	$\alpha = -1,37$	$\beta = 0,44$	
Si	$\mu G_2 = -1,5$,	$\alpha = -1,66$	$\beta = 0,68$	

II. Le degré de polarisation longitudinale des neutrons.

A l'aide des formules obtenues on peut analyser aussi le degré de polarisation longitudinale des neutrons :

$$P_n = \frac{d\sigma(S^n = +1) - d\sigma(S^n = -1)}{d\sigma(S^n = +1) + d\sigma(S^n = -1)} \quad (50)$$

De (28) (31) on obtient

$$P_n = \frac{A_3 + S^\mu B_2 + \vec{S}^p(\vec{B}_3 + S^\mu \vec{D})}{A^0 + S^\mu A_1 + \vec{S}^p(\vec{A}_2 + S^\mu \vec{B}_1)} \quad (51)$$

Cette formule est assez compliquée, mais elle décrit la polarisation des neutrons, en tenant compte de l'influence des spins des protons et des muons.

Dans le cas particulier des muons non-polarisés et protons non-polarisés on a

$$P_n = \frac{A_3}{A_0} \quad (52)$$

Dans ce cas très simple du point de vue expérimental l'évaluation pour $\mu G_2 = 0 ; 1,5 ; -1,5$ donne respectivement $P_n = 0,16 ; 0,21 ; 0,11$.

Nous n'étudierons pas les autres cas particuliers dans cet article.

CONCLUSION

Notre analyse montre que dans les processus semileptoniques avec des particules polarisées, dans certaines configurations géométriques (i. e. certaines orientations mutuelles des spins et de l'impulsion des particules), la contribution des CSC est égale à zéro. Dans ces cas la mesure des grandeurs physiques ne peut pas donner d'information à propos des CSC. D'autre part, il y a des orientations des spins et des impulsions où les effets sont maxima. Donc, la connaissance de ces géométries favorables et défavorables est indispensable pour le montage et le déroulement d'expériences sur l'observation des CSC.

Comme il fallait s'y attendre, dans le processus de μ -capture, la contribution du facteur de forme $G_2(q^2)$ est plus grande que dans le processus de β -désintégration. Mais, dans ce dernier cas, la précision atteinte des mesures est plus grande.

Il faut noter que la plupart des effets considérés actuellement présentent encore un intérêt seulement théorique à cause des difficultés énormes rencontrées dans les expériences avec les particules polarisées. Il est évident néanmoins que beaucoup de ces expériences peuvent devenir possibles dans un avenir proche. En vue de ces futures expériences, les formules obtenues dans cet article offrent un certain intérêt. En outre, avec leur aide, on peut étudier d'autres phénomènes qui ne sont pas liés directement avec les courants de seconde classe.

REMERCIEMENTS

Un des auteurs (N. S.) tient à remercier les chercheurs du Laboratoire de Physique Théorique de l'Institut Henri-Poincaré, notamment M. Petiau,

M. Bel, M. Papapetrou et M. Vigier pour leur hospitalité et leurs encouragements pendant son séjour à l'Institut Henri-Poincaré où une partie de ce travail a été effectuée.

RÉFÉRENCES

- [1] V. L. TELEDGI, VII Internat. Conf. High-Energy Phys. and Nucl. Struct., Zurich, 1977, Basel-Stuttgart, 1977.
- [2] SATO TORU, YAMANE JOJI, MORITA MASATO, *Progr. Theoret. Phys.*, t. **58**, 1977, p. 1218.
- [3] S. WEINBERG, *Phys. Lett.*, t. **112**, 1958, p. 1375.
- [4] V. KURISHKIN, *Ann. Inst. Henri Poincaré*, t. **17**, n° 1, 1972, p. 81.
- [5] N. SAMSONENKO, S. DUBKOV, *Izvestia VUZov SSSR, Physika*, n° 4, 1980, p. 16.
- [6] HIROSHI OKAMURA, *Progr. Theoret. Phys.*, t. **45**, 1977, p. 1707.
- [7] V. V. UGROSOV, Preprint ITEF (SSSR), n° 70, 1978.
- [8] P. LANGACKER, *Phys. Rev.*, t. **15**, p. 2386.
- [9] A. A. SOKOLOV, B. K. KERIMOV, *Ann. der Phys.*, t. **7**, 1958, p. 46.
- [10] S. WEINBERG, *Phys. Rev. Lett.*, t. **19**, 1967, p. 1264.
- [11] A. SALAM, in *Weak and Electromagnetic Interactions*. Proceedings of the 8th Nobel Symposium. Stockholm, 1968, p. 307.
- [12] D. ISHANKULIEV, B. KERIMOV, N. SAMSONENKO, *Izvestia VUZov SSSR, Fizika*, in press.
- [13] B. KERIMOV, N. SAMSONENKO, *Izvestia Akademii nauk SSSR*, t. **43**, 1979, p. 2449.
- [14] B. KERIMOV, N. SAMSONENKO, *Izvestia Akademii nauk SSSR*, t. **37**, 1973, p. 132.
- [15] B. KERIMOV, N. SAMSONENKO, I. KAWASAKI, *Izvestia VUZov SSSR*, n° 1, 1974, p. 94.
- [16] J. DELORME, M. RHO, *Nuclear Physics*, B **34**, 1971, p. 317.
- [17] K. HUANG, C. YANG, T. LEE, *Phys. Rev.*, t. **108**, 1957, p. 1340.
- [18] I. SHAPIRO, E. DOMENSKIJ, L. D. BLOKHINTSEV, *Dokladi Akademii Nauk SSSR*, t. **116**, 1957, p. 946.
- [19] B. K. KERIMOV, N. V. SAMSONENKO, *Izvestia VUZov, SSSR, Fizika*, n° 5, 1972, p. 12.
- [20] S. S. GERSTEIN, *J. E. T. F.*, t. **34**, 1958, p. 463.
- [21] V. BALASHOV, A. KORENMAN, R. ERAMJIAN, Pogloshtenie mezonov atomnimi jadrami. μ -zahvat i radiacionnij zahvat P è K-mesonov, M., Atomizdat, 1978, p. 117.

(Manuscrit reçu le 24 septembre 1981)