Sur la désintégration du méson

C. Marty, J. Prentki

SUR LA DÉSINTÉGRATION DU MÉSON

Par C. MARTY,
Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France,
et J. PRENTKI,
Institut Henri-Poincaré.

Sommaire. — Afin d'interpréter des clichés de Lattès, Occhialini et Powell [1], on étudie la probabilité de désintégration d'un méson π à spin entier en deux mésons μ à spin $\frac{1}{2}$. En faisant certaines hypothèses sur les constantes de couplage méson $\pi - \mu$, ce qui peut se justifier d'après une théorie due à Møller [8], on trouve des vies moyennes de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} s. On rencontre certaines difficultés pour la radioactivité β du méson μ.

1. **Introduction.** — Lattès, Occhialini et Powell [1] ont récemment mis en évidence, dans le rayonnement cosmique, l'existence d'un méson lourd π. L'examen critique [2] des différents processus donnant une telle transformation conduit à penser qu'il s'agit là d'une véritable désintégration, c'est-à-dire d'un phénomène se produisant sans interaction avec la matière avoisinante. Le rapport des masses $\frac{m_\pi}{m_\mu}$ est voisin de 1,7 et le bilan énergie-quantité de mouvement indique, dans l'hypothèse d'une désintégration, la création simultanée d'une seconde particule, neutre, avec une masse du même ordre que celle du méson μ.

Comme il a été dit par ailleurs [3], il est possible de donner une interprétation simple de ce phénomène. Nous supposerons que le méson π est responsable des forces nucléaires, suivant le formalisme développé par Møller et Rosenfeld [4]. Pour les mésons μ, il est difficile de dire quoi que ce soit en ce qui concerne leur spin. Le calcul du processus

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \mu^0 \qquad (1)$$

peut se faire en supposant que les mésons μ ont *a.* soit un spin $\frac{1}{2}$; *b.* soit un spin 0 ou 1. Dans l'éventualité *a.* le calcul de la probabilité de transition se fait facilement d'après la théorie des trous de Dirac (*voir* § 2). L'hypothèse *b.* conduit à envisager des états intermédiaires où figurent des nucléons et antinucléons à quantité de mouvement non définie, ce qui conduit en général à des éléments de matrice divergents (cependant, pour certaines transformations, comme par exemple d'un π pseudoscalaire en deux μ pseudoscalaires, ces éléments de matrice sont rigoureusement nuls). On sait que la présence d'une telle suite continue d'états intermédiaires mène à des résultats difficilement interprétables et nous n'envisagerons donc pas le cas *b.*

En définitive, nous admettrons que les mésons π sont soit vectoriels, soit pseudoscalaires, tandis que les mésons μ sont des particules à spin $\frac{1}{2}$. On peut supposer que ces derniers corpuscules sont les mésons ordinaires du rayonnement cosmique, de masse voisine de 200 m_0, ce qui n'est pas incompatible avec la création des gerbes [5].

2. **Vie moyenne du méson** π. — *a. Méson π pseudoscalaire.* — Le champ mésique π est décrit (avec les notations de Møller-Rosenfeld [4]) par un pseudoscalaire ψ et par un pseudoquadrivecteur $(\vec{\Gamma}, \Phi)$ vérifiant les équations

$$\dot{\Psi} = \Phi - \mathbf{Q},$$
$$-\dot{\Phi} = \varkappa_\pi^2 \Psi + \operatorname{div} \vec{\Gamma} - \mathbf{R},$$
$$\vec{\Gamma} = -\operatorname{grad} \Psi + \vec{\mathbf{P}}$$

avec $\varkappa_\pi = m_\pi \frac{c}{\hbar}$ et m_π masse au repos du méson π.

$\vec{\mathbf{P}}$, $\mathbf{Q}$, $\mathbf{R}$ décrivent les interactions entre les mésons π et μ et sont donnés par

$$\mathbf{R} = f_1 \psi^* \tau \rho_2 \psi,$$
$$\vec{\mathbf{P}} = \frac{f_2}{\varkappa_\pi} \psi^* \tau \vec{\sigma} \psi,$$
$$\mathbf{Q} = \frac{f_2}{\varkappa_\pi} \psi^* \tau \rho_1 \psi,$$

où f_1 et f_2 sont les constantes de couplages $\pi_{PS} - \mu$; ρ_1, ρ_2, $\vec{\sigma}$ les matrices habituelles de Dirac, τ le vecteur spin isotopique et ψ, ψ^* les fonctions d'onde des fermions μ.

L'hamiltonien d'interaction s'écrit, dans un système lié au méson π,

$$H = -\int (\mathbf{R}\Psi + \mathbf{Q}\Phi)\,dv.$$

En utilisant la théorie des lacunes de Dirac et le calcul des perturbations, on trouvé, pour la probabilité λ^{μ}_{PS} du processus (1), pour un méson π négatif par exemple, après sommation sur les états de spin :

$$\lambda^{\mu}_{PS} = \frac{k\varepsilon_0\varepsilon_-}{2\pi\hbar\varkappa_\pi^2} \times \Big\{ (f_1^2 + f_2^2)\left(1 + \frac{\varkappa_0\varkappa_-}{\varepsilon_0\varepsilon_-}\right) + 2f_1 f_2\left(\frac{\varkappa_0}{\varepsilon_0} + \frac{\varkappa_-}{\varepsilon_-}\right) + (f_1^2 - f_2^2)\frac{k^2}{\varepsilon_0\varepsilon_-}\Big\} \quad (2)$$

avec :

$k\hbar$, valeur absolue de la quantité de mouvement de chacun des mésons μ;

$\varepsilon_0\hbar c$, $\varepsilon_-\hbar c$, énergie des mésons μ_0 et μ_- respectivement;

$\frac{\varkappa_0\hbar}{c}$, $\frac{\varkappa_-\hbar}{c}$ masse au repos des mésons μ_0 et μ_- respectivement.

On remarque que lorsqu'on fait tendre $\varkappa_0$ vers zéro et $\varkappa_-$ vers $\varkappa_e$ $\left(\frac{\varkappa_e\hbar}{c}\text{ masse au repos de l'électron}\right)$, on retrouve la probabilité λ^{e}_{PS} de désintégration d'un méson π en électron et neutrino [6] :

$$\lambda^{e}_{PS} = \frac{\varkappa_\pi}{8\pi\hbar}\left(f'_1 + f'_2\frac{\varkappa_e}{\varkappa_\pi}\right)^2 \quad (^1), \qquad (2')$$

f'_1 et f'_2 sont les constantes de couplage entre mésons π_{PS} et électrons-neutrinos.

b. Méson π vectoriel. — Un raisonnement analogue donne la probabilité λ^{μ}_{v} du processus (1) après sommation sur les états de spin des mésons μ et les polarisations du méson π :

$$\lambda^{\mu}_{v} = \frac{k\varepsilon_0\varepsilon_-}{2\pi\hbar\varkappa_\pi^2}\Big\{ (g_1^2 + g_2^2)\left(1 + \frac{\varkappa_0\varkappa_-}{\varepsilon_0\varepsilon_-}\right) - 2g_1 g_2\left(\frac{\varkappa_0}{\varepsilon_0} + \frac{\varkappa_-}{\varepsilon_-}\right) + \frac{1}{3}(g_1^2 - g_2^2)\frac{k^2}{\varepsilon_0\varepsilon_-}\Big\}, \qquad (3)$$

où g_1, g_2 sont les constantes de couplage des champs $\pi_v - \mu$.

De même, on retrouve, par passage à la limite, la probabilité λ^{e}_{v} de désintégration d'un méson vectoriel π en électron et neutrino [7] :

$$\lambda^{e}_{v} = \frac{\varkappa_\pi}{24\pi\hbar}(2g'^2_1 + g'^2_2) \qquad (3')$$

avec g'_1, g'_2 constantes de couplage entre mésons π_v et électrons-neutrinos.

(1) Cette formule diffère par un facteur $\frac{1}{2}$ de celle calculée par Tchang [5], en raison du terme $\frac{\varepsilon_0}{\varkappa_\pi}$ négligé par cet auteur dans le calcul de la densité d'états.

3. **Discussion des résultats**. — Les données numériques de Lattès, Occhialini et Powell [1] permettent de simplifier les formules (2) et (3) : les mésons μ ont, en effet, des énergies cinétiques peu élevées, de l'ordre de 4 MV, si l'on suppose $\frac{\varkappa_-}{\varkappa_e} = 200$. On a alors $\frac{k}{\varkappa_\pi} = 0{,}18$ et avec une approximation suffisante $\varepsilon_0 \approx \varkappa_0$, $\varepsilon_- \approx \varkappa_-$. D'autre part, on sait que $\frac{\varkappa_-}{\varkappa_\pi} \approx 0{,}6$ et $\frac{\varkappa_0}{\varkappa_\pi} \approx 0{,}4$. Les expressions (2) et (3) se réduisent, en définitive, à

$$\lambda^{\mu}_{PS} \approx \frac{k}{4\pi\hbar}(f_1 + f_2)^2, \qquad (4)$$

$$\lambda^{\mu}_{v} \approx \frac{k}{4\pi\hbar}(g_1 - g_2)^2. \qquad (5)$$

Sur le plan théorique, le formalisme de Møller-Rosenfeld développé dans l'espace à cinq dimensions par Møller [8] abaisse le nombre des constantes figurant dans les relations précédentes. On pose

$$f_1 = g_1, \qquad f_2 = -g_2, \qquad f'_1 = g'_1, \qquad f'_2 = -g'_2$$

(4) et (5) conduisent alors à la probabilité unique

$$\lambda^{\mu} = \frac{k}{4\pi\hbar}(f_1 + f_2)^2. \qquad (6)$$

La théorie de Møller à cinq dimensions prévoit, en outre, l'existence de différents états de masse pour les particules élémentaires. Il est tentant de faire l'hypothèse que mésons μ et électrons-neutrinos sont précisément deux états d'une même particule et que, par conséquent, leurs constantes de couplage vis-à-vis des mésons π sont identiques, ce qui revient à poser :

$$f_1 = f'_1, \qquad f_2 = f'_2. \qquad (7)$$

Ceci permet de calculer le rapport des probabilités $\frac{\lambda^{\mu}}{\lambda^{e}_{PS}}$ et $\frac{\lambda^{\mu}}{\lambda^{e}_{v}}$:

$$\frac{\lambda^{\mu}}{\mu^{e}_{PS}} = \frac{1}{3}\left(\frac{1-\eta}{1-\xi\eta}\right)^2, \qquad \frac{\lambda^{\mu}}{\lambda^{e}_{v}} = \frac{(1-\eta)^2}{2+\eta^2} \qquad (8)$$

avec

$$\eta = \frac{f_2}{f_1} \qquad \text{et} \qquad \xi = \frac{\varkappa_e}{\varkappa_\pi}.$$

Pour le calcul numérique des vies moyennes, nous prenons pour la constante de Fermi des spectres β la valeur [9]

$$G = 3.10^{-12} \quad \text{(nombre sans dimensions)}.$$

La théorie mésonique de la désintégration β [10] permet de calculer f_1 et f_2 en fonction de G et des constantes de couplage (2) entre mésons π et nucléons. Il convient de distinguer trois cas :

(2) Modifiées pour tenir compte de la masse du méson π

$$\frac{G_1^2}{4\pi\hbar c} \approx 0{,}03, \qquad \frac{G_2^2}{4\pi\hbar c} \approx 0{,}10.$$

a. $|f_2| > |f_1|$. — On obtient pour valeur des différentes probabilités

$$\lambda^{\mu} \approx \lambda^{e}_{\varphi} \approx 3.10^{7}\ \mathrm{s}^{-1}, \qquad \lambda^{e}_{PS} \approx 10^{3}\ \mathrm{s}^{-1},$$

ce qui donne pour vies moyennes des mésons π,

$$\tau_{PS} \approx 3.10^{-8}\ \mathrm{s}, \qquad \tau_{\varphi} \approx 2.10^{-8}\ \mathrm{s}.$$

b. $|f_2| \sim |f_1|$ et *c.* $|f_2| \ll |f_1|$.
On trouve alors

$$\lambda^{\mu} \approx \lambda^{e}_{PS} \approx \lambda^{e}_{\varphi} = 10^{9}\ \mathrm{s}^{-1}, \qquad \text{d'où} \quad \tau_{PS} \approx \tau_{\varphi} \approx 5.10^{-10}\ \mathrm{s}.$$

Les vies moyennes ainsi obtenues sont beaucoup trop courtes dans les trois cas précédents pour permettre l'observation des mésons π si ceux-ci ne sont pas créés localement, comme d'ailleurs les expériences permettent de le penser [1], [11]. Nous adopterons le cas *a.* c'est-à-dire $|f_2| \gg |f_1|$, comme étant le plus favorable; il convient de remarquer que l'on retrouve alors, pour les spectres β, la forme de Fermi, ce qui n'a pas lieu nécessairement pour les hypothèses *b.* et *c.*

4. **Désintégration du méson μ.** — Dans l'introduction, nous avons admis que les mésons μ étaient les mésons habituels du rayonnement cosmique observés aux basses altitudes. On sait que ces dernières particules sont radioactives β, ce que le schéma précédent doit pouvoir expliquer. Si l'on suppose que les mésons μ sont des électrons excités, on peut écrire l'élément de matrice de la transition état excité → état fondamental sous la forme $\psi^{*}_{\mu}\mathcal{H}\psi_{e}$ où $\mathcal{H}$ est l'opérateur d'interaction, ψ_{μ} et ψ_{e} les fonctions d'onde de l'électron dans l'état excité et l'état fondamental respectivement. Si l'on prend pour $\mathcal{H}$ l'opérateur $(\vec{\alpha}\,\vec{e})$ (émission ou absorption d'un photon [12]), ce qui correspond à la dissociation d'un méson μ en électron et photon, on trouve une vie moyenne beaucoup trop brève. S'il s'agit de l'émission d'une particule neutre ω suivant le schéma $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \omega^{0}$, $\mathcal{H}$ contient deux nouvelles constantes que l'on peut ajuster pour obtenir une vie moyenne d'ordre de grandeur convenable; cependant, il est à noter que cette éventualité conduit également à des processus où le méson μ se désintègre en neutrino et en méson ω chargé. Dans tous les cas, les résultats sont peu satisfaisants, soit que l'on obtienne une vie moyenne trop brève, soit que l'on introduise, de façon arbitraire, de nouvelles particules. Il convient naturellement de remarquer que nous ne pouvons rien dire sur la validité de la méthode de calcul ci-dessus lorsqu'on adopte, pour $\mathcal{H}$, les opérateurs classiques dérivés des champs électromagnétique et mésoniques.

A côté du mode de désintégration précédent, il est à noter qu'il existe une autre possibilité : la dissociation du méson μ en un électron et deux neutrinos. Ce processus se calcule d'une façon analogue au phénomène de la radioactivité β ([3]).

5. **Conclusion.** — Quand on considère la désintégration du méson π, à la précision des résultats expérimentaux utilisés et en se basant sur la théorie de Møller [8], il semble correct de supposer que les constantes de couplage mésons π-mésons μ et mésons π-électrons-neutrinos sont les mêmes. Grâce aux formules (8) et compte tenu de $|f_2| \gg |f_1|$, on trouve alors que les mésons π_{PS} se transforment beaucoup plus rapidement en mésons μ qu'en électrons-neutrinos, tandis que, pour les corpuscules π_{φ} les probabilités des deux types de désintégration sont du même ordre. En ce qui concerne la radioactivité β du méson μ, on rencontre certaines difficultés qui ne permettent pas de conclure définitivement pour ce dernier phénomène.

Nous tenons à remercier M. A. Proca pour les discussions que nous avons eues avec lui au cours de ce travail et pour l'aide qu'il n'a cessé de nous apporter. L'un de nous tient à dire sa gratitude au Professeur Joliot pour la bienveillance avec laquelle il a suivi son travail depuis plusieurs années.

([3]) **Note sur épreuves.** — Lors d'un séjour à Paris, le Professeur Møller a signalé un autre mode de calcul pour la désintégration du méson μ : on suppose que le méson chargé $\mu^{\pm}$ se transforme en méson neutre μ^{0} avec émission d'un électron et d'nn électrino. Le processus est en tous points analogue à la radioactivité β du proton, ce qui permet de prendre comme constante de couplage, la constante de Fermi.

Manuscrit reçu le 26 mars 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] LATTÈS, OCCHIALINI et POWELL, *Nature*, 1947, **160**, p. 453 et 486.
[2] FRANK, *Nature*, 1947, **160**, p. 525.
[3] MARTY et PRENTKI, *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, p. 787.
[4] MØLLER et ROSENFELD, *Kgl. Danske Vid. Selsk.*, 1940, **17**, fasc. 8.
[5] CHRISTY et KUSAKA, *Phys. Rev.*, 1941, **59**, p. 414.
[6] T. S. CHANG, *Kgl. Danske Vid. Selsk.*, 1942, **19**, fasc. 10.
[7] YUKAWA, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 1938, **20**, p. 319. — BETHE et NORDHEIM, *Phys. Rev.*, 1940, **57**, p. 998.
[8] MØLLER, *Kgl. Danske Vid. Selsk.*, 1941, **18**, fasc. 6.
[9] KONOPINSKI, *Rev. Mod. Phys.*, 1943, **4**, p. 239.
[12] ROZENTAL, *Kgl. Danske Vid. Selsk.*, 1945, **23**, fasc. 11.
[11] MARSHAK et BETHE, *Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 506.
[12] HEITLER, *Quantum Theory of Radiation*, p. 95.