Rayonnement continu γ accompagnant la désintégration du méson μ

A. Abragam, J. Horowitz

LETTRES AUX ÉDITEURS

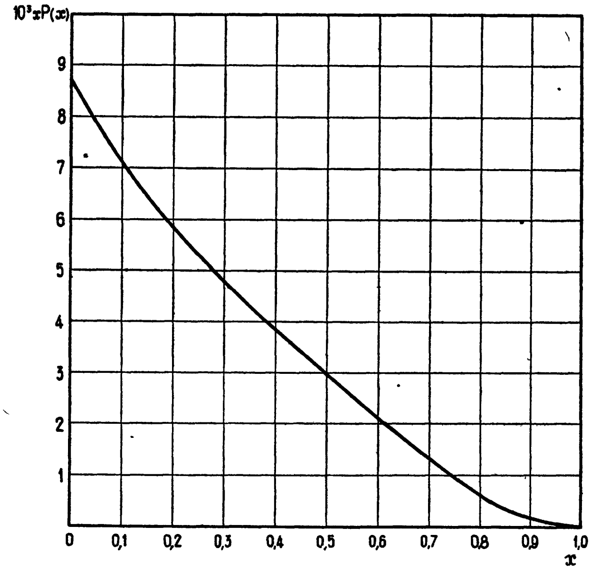
RAYONNEMENT CONTINU γ ACCOMPAGNANT LA DÉSINTÉGRATION DU MÉSON μ

Par A. Abragam et J. Horowitz,
Commissariat à l'Énergie atomique,
Laboratoires du Fort de Châtillon,
Fontenay-aux-Roses.

La désintégration du méson μ en un électron et deux neutrinos

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \nu, \qquad (1)$$

a pour effet de transférer une charge électrique élémentaire, d'une particule pratiquement au repos, le méson μ, à une particule de grande vitesse, l'électron.



On doit donc s'attendre à l'émission d'un rayonnement électromagnétique accompagnant la désintégration, c'est-à-dire à une désintégration représentée par le schéma

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \nu + \gamma. \qquad (2)$$

On se propose de calculer le spectre et l'énergie totale de ce rayonnement.

Un problème semblable s'est posé pour la radioactivité β, où le spectre du rayonnement β a été calculé par divers auteurs [1], [2], [3] et, récemment mesuré avec une bonne précision [4], confirmant les prévisions théoriques.

Dans la radioactivité β, le noyau de recul assure la conservation de l'impulsion en emportant une énergie négligeable, et les particules légères ne sont soumises qu'à la conservation de l'énergie.

Au contraire, après la désintégration du méson μ, il ne reste que des particules légères pour lesquelles la conservation de l'impulsion doit être réalisée en même temps que celle de l'énergie. Il en résulte, en particulier, que l'énergie maximum du photon qui, dans le cas de la radioactivité β est égale à l'énergie cinétique disponible, n'en est que la moitié dans le problème actuel.

Pour décrire l'émission du photon dans (2), nous devons ajouter à l'hamiltonien d'interaction $\mathcal{H}'$, responsable de (1), les interactions électromagnétiques couplant le méson et l'électron avec le rayonnement et faire un calcul de perturbation du deuxième ordre. Le passage de l'état initial du système (méson μ au repos) à l'état final (électron, neutrinos, photon ayant pour vecteurs d'onde respectifs $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}'$, $\mathbf{k}''$, $\mathbf{l}$, avec $\mathbf{k} + \mathbf{k}' + \mathbf{k}'' + \mathbf{l} = 0$) se fait par l'un ou l'autre des états intermédiaires :

a. Neutrinos ($\mathbf{k}'$, $\mathbf{k}''$), électron ($\mathbf{k} + \mathbf{l}$);
b. Méson ($-\mathbf{l}$), photon ($\mathbf{l}$).

Dans un premier calcul, nous avons adopté, pour des raisons de simplicité, un couplage scalaire associant les deux neutrinos

$$\mathcal{H}' = g(\Phi^{\star} \beta \varphi)(f' B f'') + \text{c. c},$$

où g est la constante de couplage, Φ la fonction d'onde du méson, φ celle de l'électron, f' et f'' celles des deux neutrinos, β la matrice de Dirac, B la matrice unitaire gauche introduite par Pauli et jouissant des propriétés

$$B^{-1} \boldsymbol{\alpha}^{\star} B = -\boldsymbol{\alpha}, \qquad B^{-1} \beta B = \beta.$$

On remarquera que $\mathcal{H}'$ est antisymétrique par rapport aux deux neutrinos.

Avec ce couplage, la probabilité par unité de temps de la désintégration (1) est donnée par

$$Q \simeq \frac{g^2}{384(2\pi)^3} \frac{M^5 c^4}{\hbar^7}.$$

Pour la désintégration (2), nous ne nous intéressons qu'à la probabilité relative

$$P(k, l, \cos\omega) = \frac{1}{Q} \mathcal{L}(k, l, \cos\omega),$$

où $\mathcal{L}(k, l, \cos\omega)\, \mathrm{d}k\, \mathrm{d}l\, \alpha(\cos\omega)$ est la probabilité différentielle d'émettre un électron k et un photon l dans des directions faisant entre elles un angle ω. Le calcul montre que la contribution de l'état intermédiaire b est faible et en la négligeant il vient

$$P(k,\,l,\,\cos\omega) = \frac{48}{\pi}\,\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^5 \frac{k^2\left[u_k(k^2+l^2)+\left(l+\frac{mc}{\hbar}\right)k^2 - kl^2\cos\omega - \left(u_k+l+\frac{mc^2}{\hbar}\right)k^2\cos\omega\right]}{l u_k(u_k - k\cos\omega)^2}$$
$$\times\left[\left(\frac{mc}{\hbar}-u_k-l\right)^2-(k^2+l^2+2lk\cos\omega)^2\right], \qquad (3)$$

on a posé $u_k = \sqrt{k^2+\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2}$. M et m sont les masses du méson et de l'électron.

On voit sur (3) que P présente un maximum au voisinage de $\omega = 0$, caractéristique bien connue du rayonnement émis par des particules de vitesse relativiste.

Après intégration sur k et $\cos\omega$, on trouve, pour le spectre du photon $\left(\text{on a posé } x = \frac{l}{l_{\max}} \simeq \frac{2l\hbar}{Mc}\right)$

$$P(x)\,\mathrm{d}x = \frac{1}{2\pi}\,\frac{e^2}{\hbar c}\,\frac{(1-x)^2}{x}\times\left[(1+2x^2)\,\mathrm{Log}\,\frac{M^2}{m^2}(1-x) - \frac{1}{6}(32x^2+3x+19)\right]\mathrm{d}x. \qquad (4)$$

La probabilité d'émission d'un photon d'énergie supérieure à $y\frac{Mc^2}{2}$ est donnée par

$$F(y) = \int_y^1 P(x)\,\mathrm{d}x;$$

$F(y)$ présente pour $y = 0$ la divergence logarithmique habituelle, liée à l'émission des photons de très basse énergie (catastrophe infrarouge). Cette divergence, inhérente à la méthode de perturbation employée, n'a pas de signification physique réelle.

A titre indicatif :

$$F(0{,}01) = 0{,}028.$$

L'énergie moyenne T dissipée sous forme de photons dans la désintégration d'un méson μ est donnée par

$$\frac{T}{Mc^2} = \int_0^1 x\,P(x)\,\mathrm{d}x = \frac{e^2}{\hbar c}\,\frac{1}{4\pi}\left\{\frac{8}{5}\,\mathrm{Log}\,\frac{M}{m} - \frac{419}{150}\right\} \simeq 3{,}3.10^{-3}; \qquad (5)$$

on a pris

$$\frac{M}{m} = 210.$$

Si l'on tient compte de la contribution du deuxième état intermédiaire, la valeur de T est modifiée de moins de 10 pour 100.

Nous remercions le Professeur V. Weisskopf qui nous a conseillé d'entreprendre ce travail.

[1] Knipp J. K. et Uhlenbeck G. E. — *Physica*, 1936, **3**, 425.
[2] Bloch F. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 272.
[3] Wang Chang C. S. et Falkoff D. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 365.
4] Madansky L. et Rasetti F. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 187.

Manuscrit reçu le 14 octobre 1951.