О РАЗЛИЧИИ СПЕКТРОВ $K^{\circ}_{\mu 3}$- И $\overline{K}^{\circ}_{\mu 3}$- РАСПАДОВ

Л.Б.Окунь

Ниже получено выражение для различия дифференциальных вероятностей распадов $K^{\circ}_{\mu 3}$ и $\overline{K}^{\circ}_{\mu 3}$, которое должно иметь место, если в этих распадах нарушается CP-инвариантность. Это различие порядка $\alpha \operatorname{Im}\xi$; полные вероятности распадов $K^{\circ}_{\mu 3}$ и $\overline{K}^{\circ}_{\mu 3}$ в рассматриваемом приближении одинаковы.

1. Вначале мы рассмотрим вопрос о возможном различии дифференциальных вероятностей $d^2\Gamma$ и $d^2\overline{\Gamma}$ (спектров и угловых распределений) распадов*:

$$K^{\circ} \to \mu^{+}\nu\pi^{-} \tag{1}$$

и

$$\overline{K}^{\circ} \to \mu^{-}\tilde{\nu}\pi^{+}\,. \tag{2}$$

Такое различие должно возникнуть, если в распадах (1) и (2) нарушается CP-инвариантность ($\operatorname{Im}\xi \neq 0$). Кроме того, для возникновения такого различия необходимо наличие взаимодействия в конечном состоянии, в данном случае – это электромагнитное взаимодействие между мюоном и π-мезоном.

2. Запишем амплитуду распада (1) без учета электромагнитного взаимодействия в виде:

$$V = P_k + \chi p_{\mu}, \tag{3}$$

где $p_k(p_\mu)$ – 4-импульс K-мезона (мюона), а $2\chi = \xi - 1$. При учете электромагнитного взаимодействия между π и μ амплитуда (3) приобретает вид:

$$V^\dagger = (1 + \phi_1 + \chi\phi_2)\, p_K + (\chi + \chi\psi_1 + \psi_2)\, p_\mu , \qquad (4)$$

где $\phi_1, \phi_2, \psi_1, \psi_2$—радиационные поправки порядка $\alpha = 1/137$. Из (4) нетрудно получить

$$\frac{d^2\bar\Gamma - d^2\Gamma}{d^2\Gamma} = 4\,\mathrm{Im}\,\chi \frac{\mathrm{Im}\,\phi_2 F_k - \mathrm{Im}\,\psi_2 F_\mu + \mathrm{Im}(\psi_1 - \phi_1) F_{K\mu}}{F_K + \mathrm{Re}\,\chi F_{K\mu} + |\chi|^2 F_\mu}, \qquad (5)$$

где

$$F_K = 2(p_K p_\mu)(p_K p_\nu) - p_K^2 (p_\mu p_\nu), \qquad (6)$$

$$F_\mu = m_\mu^2 (p_\mu p_\nu), \qquad (7)$$

$$F_{K\mu} = 2m_\mu^2 (p_K p_\nu). \qquad (8)$$

Мнимые части радиационных поправок, входящие в (5), были вычислены в [1], где показано, что если пренебречь форм-факторами слабой вершины, то

$$\mathrm{Im}\psi_1 = \mathrm{Im}\phi_1 , \qquad (9)$$

$$\mathrm{Im}\phi_2 = \frac{m_\mu^2}{p^2}\,\mathrm{Im}\psi_2 , \qquad (10)$$

$$\mathrm{Im}\psi_2 = \frac{\alpha}{2}\,\frac{p_\pi p_\mu + m_\pi^2}{\sqrt{q^2 p^2}}\left(1 - \frac{r^2 q^2}{3}\right), \qquad (11)$$

где r – электромагнитный радиус π-мезона,

$$p^2 = (p_\pi + p_\mu)^2, \quad q^2 p^2 = [(p_\mu p_\pi)^2 - m_\mu^2 m_\pi^2].$$

Из (5) - (11) следует:

$$\frac{d^2\bar\Gamma}{d^2\Gamma} - 1 = 2\alpha\,\mathrm{Im}\,\chi \frac{m_\mu^2}{p^2}\,\frac{p_\pi p_\mu + m_\pi^2}{\sqrt{q^2 p^2}}\left(1 - \frac{r^2 q^2}{3}\right)\frac{F_K - p^2(p_\mu p_\nu)}{F_K + \mathrm{Re}\,\chi F_{K\mu} + |\chi|^2 F_\mu}. \qquad (12)$$

3. Если проинтегрировать числитель в (5) по направлению относительного импульса π-мезона и мюона при фиксированной массе системы $\pi\mu$, то, как легко проверить, результат будет равен нулю**. Таким образом, спектры нейтрино в распадах (1) и (2) одинаковы. Это связано с тем, что в системе $\pi\mu$ состояния с различными l^P не перемешиваются взаимодействием между μ и π, а только приобретают различные фазы. Так как весь эффект неравенства дифференциальных вероятностей распадов

(1) и (2) обусловлен интерференцией состояний с различными I, то в силу ортогональности этих состояний, он должен исчезать после интегрирования по углу вылета мюона в системе центра масс $\pi\mu$. Это рассуждение справедливо и при учете формфакторов слабой вершины. Очевидно, что полные ширины распадов (1) и (2) также должны быть одинаковы в первом неисчезающем приближении по a. К последнему заключению можно было бы непосредственно придти, исходя из СРТ — теоремы и учитывая, что "утечка" в каналы $K^o \to \mu^+\nu\pi^-\gamma$ и $\bar{K}^o \to \mu^-\bar{\nu}\pi^+\gamma$ связана с переходами $\mu\pi \to \mu\pi\gamma$ на массовой поверхности и поэтому является величиной порядка a^2 [2].

Из (12) следует, что в той области диаграммы Далица, где дифференциальная вероятность распада велика (π — мезоны высоких энергий, $F_K >> F_\mu, F_{K\mu}$) $d^2\bar{\Gamma}/d^2\Gamma - 1 \sim 10^4$, если $\mathrm{Im}\xi \sim 0{,}1$. (Напомним, что наиболее точный опыт [3] дает: $\mathrm{Im}\xi = 0{,}014 \pm 0{,}066$.) В области относительно малой дифференциальной вероятности распада (где $F_K \sim F_\mu$) величина $d^2\bar{\Gamma}/d^2\Gamma - 1$ может быть порядка 10^{-3}.

Обсуждаемое различие в спектрах распадов (1) и (2) могло бы в принципе проявиться в опытах по измерению зарядовой асимметрии: $\Gamma(K^o_L \to \mu^+\nu\pi^-)/(\Gamma(K^o_L \to \mu^-\tilde{\nu}\pi^+)$, если эффективность регистрации частиц в разных участках спектра различна. Из сказанного выше следует, что если $\mathrm{Im}\xi \lesssim 0{,}1$, то при точности опыта $\sim 10^{-3}$ обсуждаемый эффект несуществен, но может проявиться при точности порядка 10^{-4}.

4. Заметим, что для распадов K^o_{e3} и $\bar{K}^o_{e3}$ обсуждаемое различие спектров должно быть ничтожно мало (см. (12)).

Различие спектров при равенстве полных парциальных ширин должно иметь место при нарушении CP-инвариантности также в распадах $K^o \to e^+\nu\pi^-\pi^o$ и $\bar{K}^o \to e^-\tilde{\nu}\pi^+\pi^o$. В распадах же $K^+ \to e^+\nu\pi^+\pi^-$ и $K^- \to e^-\tilde{\nu}\pi^-\pi^+$ при нарушении CP должны быть различны не только дифференциальные вероятности, но и полные парциальные ширины распадов (из-за "утечки" в каналы $K^+ \to e^+\nu 2\pi^o$ и $K^- \to e^-\tilde{\nu}2\pi^o$). Эти эффекты будут не малы, если в K_{e4} — распаде нарушается правило $\Delta T = 1/2$.

Автор благодарен И.Ю.Кобзареву за полезные критические обсуждения и В.И.Захарову, обратившему внимание автора на роль правила $\Delta T = 1/2$ в распадах K_{e4}.

Поступило в редакцию
2 августа 1967 г.

Литература

[1] Л.Б.Окунь, И.Б.Хриплович. ЯФ, 6, 849, 1967.
[2] Т.Граверт, Г.Людерс, Г.Рольник. УФН, 71, 289, 1960.
[3] K.K.Young, M.J.Lougo, J.A.Helland. PRL., 18, 806, 1967.

---

* Мы предполагаем справедливость правила $\Delta Q = \Delta S$.

** При этом интегрировании выражения типа $(p_\pi + p_\mu)^2$ выносятся из-под знака интеграла, а в остальных выражениях интегрирование по существу сводится к замене $p_\mu \to p_K - p_\nu$.