КВАРК-МЮОННЫЕ ТОКИ И НАРУШЕНИЕ CP-ИНВАРИАНТНОСТИ

А.Д.Сахаров

В [1] из космологических соображений постулировано существование кварк-мюонных токов с постоянной взаимодействия g_a с дробно-заряженным векторным полем $a_{i\alpha}$ порядка $137^{-3/2}$. В этой заметке мы рассмотрим гипотезу, приписывающую нарушение CP-инвариантности в K_{0L}-распаде (см. [2]) отличию фаз постоянных $g_a e^{i\phi}$ для обычных и странных кварков.

Лагранжианы взаимодействия примем с максимальным отличием фаз для обычных и странных кварков *) и с сохранением P-четности:

$$L = \sum_{\alpha,\, q,\, \mu} g_a [(\bar{\Psi}_{-q} a_{i\alpha} \gamma^i \Psi_\mu) + \text{э.с.}],$$

$$L = i \sum_{\alpha,\, \mu} g_{a\lambda} [(\bar{\Psi}_{-\lambda} a_{i\alpha} \gamma^i \Psi_\mu) - \text{э.с.}], \qquad (1)$$

$$\alpha + q + \mu = \alpha + \lambda + \mu = 0;$$

α, q, λ, μ – индексы электрического заряда, принимающие значения $q = -1/3, +2/3$; $\lambda = -1/3$; $\mu = -1, 0$; $\alpha = -2/3, +1/3, +4/3$.

Вообще говоря, постоянная g_a может зависеть от индекса α, но мы не будем рассматривать этих вариантов.

На рис. 1 изображены основные диаграммы превращения $K_o = \bar{\lambda} n$ в $\bar{K}_o = \lambda \bar{n}$. Матричный элемент перехода $V_{12} = (K_o|V|\bar{K}_o)$ – комплексный:

$$V_{12} \sim 2 g_W^2 g_{W\lambda}^2 + i g_W g_{W\lambda} g_a g_{a\lambda};$$

g_W – постоянная взаимодействия слабого тока с W-бозоном.

$$\frac{4\pi g_W^2}{m_W^2} = \frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{10^{-5}}{\sqrt{2}\, m_P^2},$$

где m_W – масса W-бозона. В выражении для V_{12} мы пренебрегли возможным отличием масс m_a и m_W, входящих в расходящиеся выражения. Собственные функции массового оператора пропорциональны

$$K_o V_{12} \pm \bar{K}_o |V_{12}|,$$

в частности

$$K_L = \cos\nu \cdot K_2 + i \sin\nu \cdot K_1,$$

где

$$\nu = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{Im} V_{12}}{\operatorname{Re} V_{12}} = \frac{1}{4} \frac{g_a g_{a\lambda}}{g_W g_{W\lambda}}.$$

Отличие K_L от K_2 целиком определяет амплитуду распада $K_L \to \pi_+ \pi_-$, поскольку "прямой" распад $K_2 \to \pi_+ \pi_-$ запрещен сохранением P-четности в a-взаимодействии. Поэтому

$$\nu = \left| \frac{A(K_L \to \pi_+ \pi_-)}{A(K_s \to \pi_+ \pi_-)} \right| = 2 \cdot 10^{-3}.$$

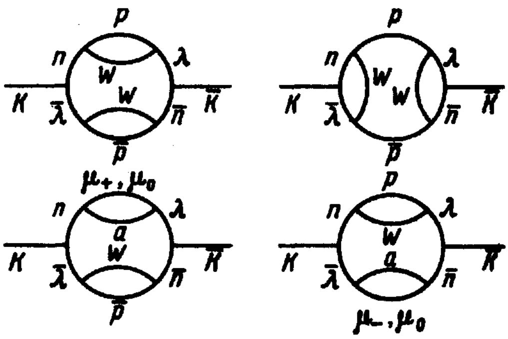

Рис.1

Используя значение $g_a^2 = (137)^{-3}$ из [1], находим $g_W^2 = (137)^{-2}$ и

$$m_W \sim 10\, m_P \sim 137\,(m_\pi/2) = 137^2 m_e .$$

Величина m_a остается неизвестной.

$q\mu$-токи, а также возможные в принципе кварк-электронные токи должны изменять отношение выходов двух каналов распада $\pi_\pm$-мезона

$$R = \left| \frac{A(\pi_+ \to e_+ \nu)}{A(\pi_+ \to \mu_+ \mu_0)} \right|^2 .$$

Экспериментальное значение $R = (1{,}24 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-4}$ (см. [3]) в пределах точности измерений совпадает как с теоретическим значением R_W, даваемым V – A-теорией с электромагнитными поправками (см. [4]), так и с возможным значением R_{W+a}, измененным благодаря наличию $q\mu$-токов $[(R_{W+a} - R_W)/R_W] \pm 1\% \,(m_W^2/m_a^2)$. Использована формула

$$R_W = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 \frac{f_e^2}{f_\mu^2} = 1{,}21 \cdot 10^{-4}.$$

f учитывает электромагнитную поправку в нерелятивистском приближении, как эффект притяжения заряженных частиц в нейтральном канале, зависящий от их относительной скорости v:

$$f = \left| \frac{\Psi(o)}{\Psi(\infty)} \right| = \left[\frac{2\pi e^2}{v[(1 - \exp(-2\pi e^2/v)]} \right]^{1/2}, \quad \frac{f_e^2}{f_\mu^2} = 0{,}945.$$

Обусловленное $q\mu$ -токами изменение амплитуды распада составляет

$$A_a = -A_w \frac{g_a^2}{2g_W^2} \frac{m_W^2}{m_a^2} \frac{m_\pi}{m_\mu} e^{i\phi}$$

(см. рис.2). Неопределенность в фазе здесь отражает неопределенность относительных фаз в выражении для слабого тока (2). Полагая $\phi_1 = \phi_2$, находим

$$R_{W+a} = R_W \left(1 - \frac{2m_\pi}{m_\mu} \frac{m_W^2}{m_a^2} \nu\right)^{-2}.$$

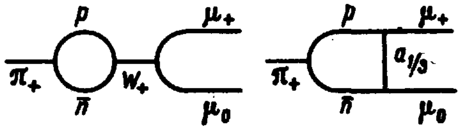

Рис.2

Заметим, что кварк-электронные токи сравнимой величины (при $m_a \sim m_W$ и $\phi_2 \neq \pi/2$) изменили бы величину R на десятки процентов, что полностью исключено экспериментом.

В случае распада $K_\pm$ аналогичный эффект изменения отношения выходов двух каналов очень мал ($\sim\nu^2$) при совпадающих фазах ϕ из-за мнимости а-амплитуды. Эффект порядка $\nu(m_W^2/m_a^2)$ (т.е. $\sim$1 – 0,1%) следует ожидать в выражении для вероятности K-захвата μ_- в водороде и He^3, в эффектах поперечной поляризации в трехчастичном распаде K_L.

Особо интересны эффекты нарушения C-симметрии парциальных вероятностей в распадах с сохранением P-четности и изменением странности, например, отличие от единицы отношений парциальных вероятностей

$$\frac{K_+ \to \pi_+ + \pi_+ + \pi_-}{K_- \to \pi_- + \pi_- + \pi_+}, \quad \frac{\Sigma_+ \to N + \pi_+}{\Sigma_- \to N + \pi_-}$$

(эффект С.Окубо). Эти эффекты тоже порядка $\nu(m_W^2/m_a^2)$, но так как они зависят от разности фаз $\phi_I \sim (A_a/A_W)$ для различных значений изоспина I и от фаз сильного взаимодействия, численное их значение должно быть существенно меньше 0,1%.

Как указал при обсуждении Л.Б.Окунь, для проверки теории интересны процессы с образованием пар заряженных мезонов, например $K_+ \to \pi_+ + \mu_+ + \mu_-$ (относительный выход $\sim \nu^2$). Процессы $K_L \to \mu_+ + \mu_-$ и $K_L \to \mu_+ + \mu_- + \pi_0$ сильно запрещены, но возможны процессы $K_L \to \mu_+ + \mu_- + \gamma$, $\Sigma_+ \to P_+ + \mu_+ + \mu_-$ (все эти процессы $\sim \nu^2$).

Автор пользуется случаем выразить благодарность Л.Б.Окуню за обсуждение и советы.

Поступило в редакцию
23 сентября 1966 г.

Литература

[1] А.Д.Сахаров. Письма ЖЭТФ, 5, 36, 1967.
[2] Л.Б.Окунь. УФН, 89, 603, 1966.
[3] А.Розенфельд и др. УФН, 89, 715, 1966 - обзор.
[4] M.Ruderman, R.Finkelstein. Phys. Rev., 76, 1458, 1949; S.M.Berman. Phys.Rev. Lett., 1, 463, 1958; T.Kinoshita. Phys.Rev.Lett., 2, 477, 1959.

---

*) Эквивалентная форма теории – введение комплексных фаз в выражение для слабого тока

$$j_W = \bar{e} O \nu + \bar{\mu} O \mu_0 e^{i\phi_1} + \bar{n} O p e^{i\phi_2} + \frac{g_{W\lambda}}{g_W} \bar{\lambda} O p e^{i\phi_3} \ldots, \qquad (2)$$

$$\phi_3 - \phi_2 = \pi/2.$$