Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 427—431 (1977)

# ПРАВЫЕ ТОКИ И СЛАБЫЕ ДВУХФОТОННЫЕ РАСПАДЫ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Ю. П. МАЛАКЯН

**В модели слабых взаимодействий, содержащей правые токи, получен эффективный гамильтониан слабых двухфотонных распадов. Исследован, в частности, его вклад в распад $K_L \to 2\gamma$. Вычисления проводились с учетом эффектов сильных взаимодействий.**

1. Известно, что модель Вайнберга-Салама [1] для слабых взаимодействий адронов, содержащая только левые токи четырех кварков ($p$, $n$, $\lambda$, $c$), оказалась не в состоянии объяснить многие особенности нелептонных амплитуд. С целью разрешения этих трудностей недавно в литературе интенсивно обсуждались модели слабых взаимодействий с новыми правыми токами во взаимодействии тяжелого $c$-кварка с легкими кварками [2]. С другой стороны, обычная теория хорошо описывала наблюдаемые радиационные распады $K$-мезонов [3, 4]. Поэтому возник вопрос о величине вклада правых токов в эти распады. В настоящей работе исследован вклад правых токов в слабые двухфотонные распады странных частиц, в частности, в распад $K_L \to 2\gamma$. Случай слабых однофотонных распадов был рассмотрен в работе [5].

2. Мы рассмотрим модель со слабым током

$$J_\mu = -J_{\mu L} \sin \vartheta + J_{\mu R} \sin \varphi, \tag{1}$$

где

$$J_{\mu L} = \bar{c} \gamma_\mu (1 + \gamma_5)\, n,$$

$J_{\mu R}$ — новый $V + A$-ток:

$$J_{\mu R} = \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5)\, \lambda,$$

$\vartheta$ — угол Кабиббо, а $\sin \varphi$ — параметр, определяющий форму правых токов. В работе [6] из наблюдаемого значения $K_L - K_S$-разности масс была найдена верхняя граница для этого параметра, которая зависит от масс легких кварков:

$$\sin \varphi \leqslant \frac{1}{3{,}5}\, \frac{m_\lambda + m_p}{m_K}. \tag{2}$$

Эффективный гамильтониан слабых двухфотонных процессов, соответствующий вкладу правых токов, имеет вид

$$H_{\text{эфф.}} = f^2 \epsilon_{1\mu} \epsilon_{2\nu} \int dx dy dz\, T\left(J^+_{\rho L}(0)\, J_{\rho R}(x)\, j_\mu(y)\, j_\nu(z)\right) \times \\ \times e^{ik_1 y} e^{ik_2 z} D_W(x^2) + \text{э. с.}, \tag{3}$$

$$f^2/m_W = G_F/\sqrt{2},$$

где $D_W(x^2)$ — пропагатор $W$-бозона, $j_\mu$ — электромагнитный ток,

$$j_\mu = eQ\, (\bar{c} \gamma_\mu c), \quad Q = 2/3.$$

Выражение (3) возникает только за счет диаграммы рис. 1$a$ (индексы $R$ и $L$ относятся соответственно к правому и левому токам). Имеются, конечно, и другие диаграммы, когда фотоны излучаются $W$-бозо-

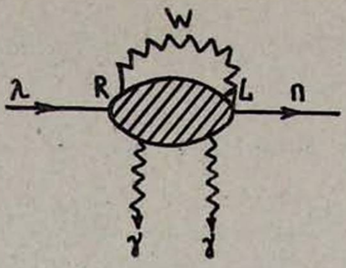


Рис. 1$a$.

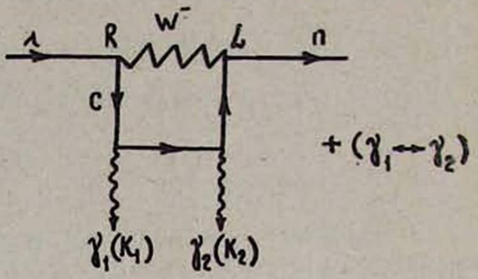


Рис. 1$б$.

ном. Однако в модели свободных кварков легко показать, что вклады всех этих диаграмм подавлены факторами $\frac{m_c^2}{m_W^2}\ln\frac{m_c}{m_W}\ll 1$ или $\frac{m_c^2}{m_W^2}\ll 1$, где $m_c$ — масса $c$-кварка ($m_c \sim 2$ *Гэв*, а $m_W$ — порядка $70 \div 100$ *Гэв*). В этой модели диаграмма рис. 1$a$ переходит в диаграмму рис. 1$б$, а $H_{\text{эфф.}}$ принимает вид

$$H^{(0)}_{\text{эфф.}} = -i\frac{G_F}{\sqrt{2}}\frac{\alpha Q^2}{4\pi m_c}\sin\vartheta\,\sin\varphi\,\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F_{\mu\nu}F_{\rho\sigma}(\bar{n}\gamma_5\lambda+\bar{\lambda}\gamma_5 n), \tag{4}$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля.

Учтем теперь эффекты сильных взаимодействий (СВ) в предположении, что они осуществляются посредством обмена октетом безмассовых глюонов, реализующих цветовую симметрию СВ. При этом каждый кварк выступает как триплет в цветовой $SU(3)$-группе. В такой асимптотически-свободной градиентной теории начиная с некоторого значения виртуальных импульсов кварков для СВ имеет место теория возмущений. Обычно предполагается, что эта область начинается с $\mu \simeq 1$ *Гэв*. Легко показать, что в интеграл по петле в диаграмме рис. 1$б$ основной вклад вносит область виртуальных импульсов $p^2 \sim m_c^2$, т. е. в (3) $|y,\ z| \sim m_c^{-1} \gg |x|$, где $x$ всегда порядка $m_W^{-1}$ из-за $D_W(x^2)$. Поэтому эффекты виртуальных глюонов можно последовательно учесть для разных областей импульсов: $p^2 \sim m_W^2$ и $p^2 \sim m_c^2$. Поскольку виртуальные импульсы большие, то в обеих областях можно использовать разложение Вильсона для операторного произведения. Сначала разложим по Вильсону произведение $J^+_{\rho L}(0)\,J_{\rho R}(x)$:

$$J^+_{\rho L}(0)\,J_{\rho R}(x) = G_1(x^2,\ g,\ \mu)\,O^{(1)}_{LR}(0) + G_2(x^2,\ g,\ \mu)\,O^{(2)}_{LR}(0) + \cdots, \tag{5}$$

где $g$ — константа связи СВ, а операторы $O^{(i)}_{LR}$ имеют вид

$$O^{(1)}_{LR} = -3[\bar{n}\gamma_\rho(1-\gamma_5)c][\bar{c}\gamma_\rho(1+\gamma_5)\lambda] - 2[\bar{n}(1+\gamma_5)\lambda][\bar{c}(1-\gamma_5)c],$$
$$O^{(2)}_{LR} = -2[\bar{n}(1+\gamma_5)\lambda][\bar{c}(1-\gamma_5)c],$$

причем в правой части (5) мы сразу выписываем операторы $O_{LR}^{(i)}$ с определенными аномальными размерностями $\gamma_i = \frac{g^2}{8\pi^2} d_i$, где числа $d_i$ были вычислены в работе [7]: $d_1 = -1$, $d_2 = 8$.

Операторы $O_{LR}^{(i)}$ являются линейными комбинациями операторов

$$[\bar{n}\gamma_\mu (1+\gamma_5) c][\bar{c}\gamma_\mu (1-\gamma_5)\lambda]$$

и

$$[\bar{n}\gamma_\mu (1+\gamma_5)\tau^a c][\bar{c}\gamma_\mu (1-\gamma_5)\tau^a\lambda],$$

где $\tau^a$ — генераторы цветовой $SU(3)$-группы ($\mathrm{Sp}\,\tau^a\tau^b = 2\delta^{ab}$) и получаются диагонализацией матрицы констант перенормировки. Последние вычисляются стандартным образом с помощью однопетлевых диаграмм рис. 2. Функции $G_i(x^2, g, \mu)$ легко находятся методом ренормгруппового анализа [8] и при $|x^2| \sim m_W^{-2}$ имеют вид

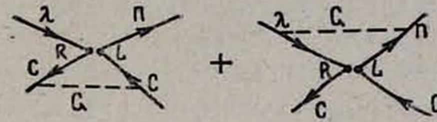


Рис. 2.

$$G_i(x^2, g, \mu)_{x^2 \sim m_W^{-2}} = \left[\chi\left(\frac{\mu}{m_c}\right)\right]^{d_i/b}\left[\chi_c\left(\frac{m_c}{m_W}\right)\right]^{d_i/b_c},$$

$$\chi = \chi\left(\frac{\mu}{m_c}\right) = 1 + \frac{g^2(\mu^2)}{8\pi^2} b \ln\frac{m_c}{\mu},\quad b = 9, \tag{6}$$

$$\chi_c = \chi_c\left(\frac{m_c}{m_W}\right) = 1 + \frac{g^2(m_c^2)}{8\pi^2} b_c \ln\frac{m_W}{m_c},\quad b_c = \frac{25}{3},\quad \frac{g^2(\mu^2)}{g^2(m_c^2)} = \chi.$$

Если принять

$$\mu \simeq 1\ \textit{Гэв},\quad m_W \simeq 100\ \textit{Гэв},\quad m_c \simeq 2\ \textit{Гэв},\quad \frac{g^2(\mu^2)}{4\pi} \sim 1, \tag{7}$$

то $G_1 \sim \frac{1}{8} G_2$, и поэтому вклад оператора $O_{LR}^{(1)}$ в дальнейшем можно не учитывать.

Подставим (5) в (3) и воспользуемся разложением Вильсона уже для произведения $O_{LR}^{(2)}(0)\, j_\mu(y)\, j_\nu(z)$, где $(y, z) \sim m_c^{-1}$:

$$T(O_{LR}^{(2)}(0)\, j_\mu(y)\, j_\nu(z)) = m_c\, \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\, y_\rho z_\sigma\, G(y^2, z^2, g, \mu)\,(\bar{n}\gamma_5\lambda) + \cdots. \tag{8}$$

Отметим, что в правых частях формул (5) и (8) выписаны только наиболее сингулярные члены. Остальные члены имеют более высокую размерность и подавлены соответственно факторами $\mu^2/m_W^2$ и $\mu^2/m_c^2$.

Функция $G(y^2, z^2, g, \mu)$ в формуле (8) находится решением уравнения ренормгруппы с аномальной размерностью $\gamma_O = \frac{g^2}{8\pi^2}(-d_2 + d)$, где число $d$ связано с аномальной размерностью оператора $(\bar{n}\gamma_5\lambda)$ и равно $d=4$. Это решение имеет вид

$$G(y^2, z^2, g, \mu) = G^{(0)}(y^2, z^2)\chi^{\frac{-d_3+d}{b}}, \tag{9}$$

где $G^{(0)}(y^2, z^2)$ вычисляется в модели свободных кварков. Подчеркнем, что логарифмические поправки к массе $m_c$ при $p^2 \sim m_c^2$ отсутствуют.

В результате после подстановки (5)—(9) в (3) получаем окончательное выражение для эффективного гамильтониана слабых двухфотонных процессов в модели с правыми токами:

$$H_{\text{эфф.}} = \eta H^{(0)}_{\text{эфф.}}, \tag{10}$$

где

$$\eta = \chi^{d/b}\chi_c^{d_3/b_c}.$$

При принятых значениях параметров (7) $\eta = 4{,}6$, т. е. в этом случае эффекты СВ существенны.

3. В работе [4] было получено соотношение, связывающее амплитуды распадов $K_L \to 2\gamma$ и $K_L \to \pi^+\pi^-\gamma$. Оно в настоящее время хорошо выполняется экспериментально. Однако при выводе этого соотношения предполагалось, что вкладами правых токов в $K_L \to 2\gamma$ можно пренебречь. Покажем, что это действительно так.

Амплитуду $K_L \to 2\gamma$ представим в виде

$$M(K_L \to 2\gamma) = g_L\, \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_{1\mu} \epsilon_{2\nu} k_{1\rho} k_{2\sigma}.$$

Экспериментальное значение $g_L$ есть [9]

$$|g_L| \sim (1{,}6 \pm 0{,}07)\cdot 10^{-9} m_K^{-1}. \tag{11}$$

Воспользовавшись соотношением, которое справедливо и для взаимодействующих кварков,

$$\langle 0 | \bar{n}\gamma_5\lambda + \bar{\lambda}\gamma_5 n | K_L \rangle = -f_K \frac{\sqrt{2}\, m_K^2}{m_\lambda + m_p},$$

где $f_K$ — константа распада $K^+$-мезона, и учитывая (2), легко находим верхнюю границу вклада $H_{\text{эфф.}}$ в $g_L$:

$$|g_L^R| \leqslant \frac{2G_F}{m_c} \frac{\alpha Q^2}{3{,}5\pi} \sin\vartheta\, f_K m_K \eta \simeq 0{,}1\cdot 10^{-9} m_K^{-1},$$

что составляет всего несколько процентов от экспериментального значения (11).

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 27.X.1976

## ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Weinberg*. Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967); 27, 1688 (1971).
*A. Salam*. Proc. of the 8th Nobel Symposium, Stocholm, 1968, p. 367.

2. *A. De Rujula, H. Georgi, S. L. Glashow*. Phys. Rev. Lett., 35, 69 (1975).
*F. Wilczek* et al. Phys. Lett., 61B, 259 (1976); Phys. Rev., D12, 2768 (1975).
*M. Gell-Mann, H. Fritzch, P. Minkowsky*. Phys. Lett., 59B, 255 (1975).
3. *L. B. Okun* et al. Preprint ITEP-98, 1975.
4. *Yu. P. Malakian*. Preprint IPR-42, 1976.
5. *M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov*. Preprint ITEP-113, 1976.
6. *M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov*. Preprint ITEP-63, 1976.
7. *G. Altarelli, L. Maiani*. Phys. Lett., 52B, 351 (1974).
8. *S. Weinberg*. Phys. Rev., D8, 3497 (1973).
9. Review of Particle Properties. Rev. Mod. Phys., 48, № 2, part II (1976).

## ԱՋ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԸ ԵՎ ԹՈՒՅԼ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՏՐՈՀՈՒՄՆԵՐԸ

Յու. Պ. ՄԱԼԱՔՅԱՆ

*Թույլ փոխազդեցությունների մոդելում, որը պարունակում է աջ հոսանքներ, ստացված է թույլ երկֆոտոնային տրոհումների էֆեկտիվ համիլտոնիանը։ Հետազոտված է մասնավորապես նրա ներդրումը $K_L \to 2\gamma$ տրոհման մեջ։ Հաշվումները կատարված են ուժեղ փոխազդեցությունների էֆեկտների հաշվառումով։*

## RIGHT-HANDED CURRENTS AND WEAK TWO-PHOTONIC DECAYS

Yu. P. MALAKYAN

The effective Hamiltonian of weak two-photonic decays is derived in a model with right-handed currents taking into account strong interaction effects. The contribution of this Hamiltonian to the decay $K_L \to 2\gamma$ is considered in detail.