Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 11, стр. 656 – 660 *5 июня 1976 г.*

ПРАВЫЕ ТОКИ И ПРАВИЛО $\Delta T = 1/2$ В НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров, М.А.Шифман

Вычислено влияние сильного взаимодействия на малых расстояниях на нелептонные распады в моделях с правыми затравочными токами. Оценен вклад соответствующих членов в гамильтониане $H(\Delta S = 1)$ в матричные элементы распадов $K \to 2\pi$.

В связи с открытием новых частиц в e^+e^--столкновениях и наблюдением аномальных событий в нейтринных взаимодействиях в настоящее время интенсивно обсуждаются модели слабого взаимодействия, основанные на введении в теорию новых кварков и новых токов.

В частности, в работах [1] обсуждается $V+A$ ток во взаимодействии тяжелых c-кварков с обычными (d, s)-кварками:

$$j_\mu \sim \bar{C}_L \gamma_\mu(-d_L \sin\theta_C) + \bar{C}_R \gamma_\mu S_R \sin\phi + ..., \qquad (1)$$

где индексы R и L относятся к право- и левополяризованным фермионам, θ_C – угол Кабиббо, а $\sin\phi$ – новый параметр, который в работах [1] полагают порядка единицы.

Известное правило $\Delta T = 1/2$ в нелептонных распадах странных частиц в работах [1] связывают с существованием правой компоненты $\bar{C}_R \gamma_\mu S_R$.

В настоящей статье мы приведем результаты расчета эффектов сильного взаимодействия на малых расстояниях для гамильтониана нелептонных распадов с учетом правого тока и оценим матричные элементы соответствующих операторов. Согласно нашим результатам новые токи не играют существенной роли в нелептонных распадах странных частиц.

Введение правых токов приводит к появлению следующих операторов в нелептонном гамильтониане

$$H_{eff}(\Delta S = 1)] = G\sqrt{2}\sin\theta_C \sin\phi[C_T T + C_{B1}B_1 + C_{B2}B_2] \quad , \qquad (2)$$

где

$$B_1 = \frac{4}{3}\bar{S}_R d_L \bar{C}_L C_R ; \qquad B_2 = 2\bar{S}_R t^a d_L \bar{C}_L t^a C_R ;$$

$$T = i m_c \bar{S}_R \sigma_{\mu\nu} t^a d_L b^a_{\mu\nu} .$$

Здесь $b^a_{\mu\nu}$ – тензор напряженности глюонного поля, t^a – $SU(3)$-матрицы Гелл-Манна, действующие в цветовом пространстве и нормированные условием $\mathrm{Sp}\{t^a t^b\} = 2\delta^{ab}$, m_c – масса тяжелого кварка.

При вычислении матричных элементов от гамильтониана (2) операторы $B_{1,2}$ вклада не дают, поскольку в обычных адронах мала примесь c-кварков. Тяжелые кварки могут образовываться только на малые времена и на малых расстояниях. Поскольку в квантовой хромодинамике (теории, согласно которой сильное взаимодействие связано с обменом октетом цветных безмассовых глюонов) кварк-глюонная константа мала на малых расстояниях, то вклад тяжелых кварков последовательно учитывается суммированием диаграмм методом ренормгруппы и сводится к определению величины коэффициента c_T в соотношении (2).

В низшем порядке теории возмущений коэффициент c_T равен

$$c_T^{(1)} = g/16\pi^2 \quad , \qquad (3)$$

если вершина взаимодействия глюона с кварками имеет вид $\frac{g}{2}\bar{\psi} t^a \gamma_\mu \psi b^a_\mu$ (b^a_μ – глюонное поле). В высших порядках теории возмущений появляются логарифмические члены $\sim g^3 \ln \dfrac{m_c^2}{m^2}$, $g^3 \ln \dfrac{m_w^2}{m_c^2}$, где m_w – масса промежуточного бозона, а m – характерная масса сильных взаимодействий, $m \sim (m_\pi \div m_\rho)$. Эти члены можно просуммировать во всех порядках теории возмущений.

Для виртуальных импульсов $m < p < m_c$ оператор T является диагональным. Влияние сильного взаимодействия характеризуется здесь аномальной размерностью γ_T, которая может быть найдена явным вычислением всех однопетлевых графиков с оператором T в качестве одной из вершин. Такое вычисление дает

$$\gamma_T = -2\frac{g^2}{16\pi^2}\left(-\frac{2}{3} + \frac{b}{2}\right), \quad b = 11 - \frac{2}{3}N \tag{4}$$

(N – число сортов кварков).

Подчеркнем, что в этой области в аномальную размерность оператора T не следует включать аномальную размерность массы, так как при импульсах меньше m_c логарифмические поправки к массовому оператору c-кварка отсутствуют. Аномальная размерность массы начинает работать в области импульсов $p > m_c$. Включение ее отвечает замене в (4)

$$-\frac{2}{3} + \frac{b}{2} \to -\frac{2}{3} - 4 + \frac{b}{2} \quad . \tag{5}$$

Помимо тривиальной модификации (5) надо учесть, что в этой области импульсов имеет место смешивание операторов B_1, B_2 и T. Смешивание определяется двухпетлевыми диаграммами. Матрица аномальных размерностей имеет вид: $\gamma(g) = \gamma_0(g) + \gamma_1(g)$,

$$\gamma_0(g) = \frac{-2g^2}{16\pi^2}\begin{bmatrix} 8 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -\dfrac{14}{3} + \dfrac{b}{2} \end{bmatrix}, \quad \gamma_1(g) = \frac{-2g^3}{(16\pi^2)^2}\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \dfrac{2}{3} & \dfrac{5}{3} & 0 \end{bmatrix}. \tag{6}$$

Решение уравнения ренормализационной группы для столбца коэффициентов $\{C_{B1}, C_{B2}, C_T\}_{x = m_w^{-1}}$ можно записать в виде [2]

$$\begin{Bmatrix} C_{B1} \\ C_{B2} \\ C_T \end{Bmatrix}_{x = m_w^{-1}} = \mathcal{G} \exp\left\{ -\int_{g(m)}^{g(m_w)} \gamma(g) \frac{dg}{\beta(g)} \right\} \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \\ g(m_w)/16\pi^2 \end{Bmatrix}, \tag{7}$$

где $\beta(g) = -bg^3/16\pi^2 + \ldots$ и символ $\mathcal{G}$ означает операцию $\mathcal{G}$-упорядочения, аналогичную операции обычного T-упорядочения: чем больше значение g, тем левее должна стоять матрица $\gamma(g)$. Интеграл в формуле (7) фактически разбивается на два интеграла: в области $g(m) > \geq g > g(m_c)$ матрица $\gamma(g)$ определяется по формуле (4), а в области $g(m_c) > g > g(m_w)$ – формулой (6). В первой области интегрирование проводится тривиально и приводит к фактору

$$[g^2(m)/g^2(m_c)]^{-2/3b \pm 1/2}.$$

Вклад второй области в коэффициент C_T легко найти, если разложить экспоненту в (7) по γ_1 и "распутать" $\mathcal{P}$-произведение. В итоге получается:

$$C_T = \frac{g(m)}{16\pi^2}\,\eta_T;$$

$$\eta_T = \left[\frac{g^2(m)}{g^2(m_c)}\right]^{-2/27}\left[\frac{g^2(m_c)}{g^2(m_w)}\right]^{-\frac{14}{3b}}\left\{1 + \frac{1}{19}\left[\left[\frac{g^2(m_c)}{g^2(m_w)}\right]^{\frac{38}{3b}} - 1\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{5}{11}\left[\left[\frac{g^2(m_c)}{g^2(m_w)}\right]^{\frac{11}{3b}} - 1\right]\right\} \qquad (8)$$

В соотношении (8) учтено, что $b = 9$ в области импульсов меньше m_c. Если для численных оценок η_T выбрать

$$m = 0{,}7\ Гэв, \quad m_c = 2\ Гэв; \quad m_w = 70\ Гэв; \quad g^2(m)/4\pi = 1; \quad N = 4 \div 8,$$

то

$$\eta_T \approx 0{,}76. \qquad (9)$$

Наш результат весьма существенно отличается от заключения работ [1], согласно которым сильные взаимодействия на малых расстояниях усиливают примерно на порядок вклад $V + A$ токов в нелептонных взаимодействиях. Причина расхождения заключается в том, что в этих работах вычислена только аномальная размерность оператора B_1, которая действительно большая по величине и положительная. Не было учтено однако, что матричные элементы оператора B_1 малы. Для вычисления же примеси оператора B_1 к T, матричные элементы которого не малы, необходимо выполнить значительно более сложный расчет двухпетлевых графиков. Наше вычисление показало, что примесь на малых расстояниях оператора B_1 к оператору T мала (коэффициент 1/19 в соотношении (8)).

В заключение остановимся кратко на оценке матричного элемента оператора T для распада $K_S^\circ \to 2\pi$. Эта оценка зависит от величины $\sin\phi$. Ограничение на значение $\sin\phi$ можно найти из оценки разности масс $K_L - K_S$ (формулы см., например, в работе [3]). Если принять для величины массы s-кварка значение $m_s = 150$ *Мэв* [4], то

$$|\sin\phi| \lesssim 1/10 . \tag{10}$$

Ширину распада $K_S^\circ \to 2\pi$ грубо оценим из сравнения с шириной распада скалярного резонанса $\sigma \to 2\pi$. Сильное взаимодействие описывается вершиной $\frac{g}{2}\bar{\psi}\gamma_\mu t^a \psi b_\mu^a$, а слабое – $\dot{G}\sqrt{2}m_c \frac{g}{16\pi^2}\sin\theta_C \sin\phi\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}t^a\psi b^a_{\mu\nu}$.

Для отношения ширин естественно получаем

$$\frac{\Gamma^{(T)}_{\text{weak}}}{\Gamma_{\text{strong}}} \sim \left(\frac{Gm_c m\sqrt{2}}{8\pi^2}\sin\theta_C\sin\phi\right)^2$$

или

$$\Gamma^{(T)}_{\text{weak}}(K \to 2\pi) \sim 1/400\,\Gamma(K \to 2\pi)\,\text{exp}\ , \tag{11}$$

если принять $m = 0{,}7$ *Гэв*, $\Gamma_{\text{strong}} \approx 300$ *Мэв* и учесть ограничение (10)

Авторы благодарны В.А.Новикову за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
23 апреля 1976 г.

Литература

[1] A DeRujula, H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 35, 69, 1975; R.L.Kingsley, F.Wilczek, S.B.Treiman, A.Zee, FERMILAB preprint 75/44, 1975; H.Fritzsch, M.Gell-Mann, P.Minkowsky. Phys. Lett., 59B, 256, 1975.

[2] D.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev., D8, 3633, 1973.

[3] M.A.Shifman et. al. Preprint ITEP–63, 1976.

[4] M.Gell-Mann. Oppenheimer Lectures. Princeton, 1975.