Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 2, стр. 123 – 126   20 июля 1975 г.

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРАВИЛА $\Delta T = 1/2$ В НЕЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

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

Показано, что учет сильных взаимодействий приводит к новым членам в эффективном гамильтониане слабых взаимодействий, которые содержат как лево- так и правовинтовые частицы. Оценки в простой кварковой модели показывают, что вклад этих членов в амплитуды распадов $K \to 2\pi, 3\pi$ может доминировать и приводить к правилу $\Delta T = 1/2$. В этом случае нет оснований ожидать усиления нелептонных распадов очарованных частиц по сравнению с их лептонными распадами.

Недавно был получен ряд интересных результатов, касающихся структуры эффективного гамильтониана слабых взаимодействий в рамках асимптотически свободных теорий сильных взаимодействий. Предполагают, что слабые взаимодействия описываются калибровочными теориями типа Вайнберга – Салама, а сильные взаимодействия связывают с обменом октетом безмассовых векторных глюонов, взаимодействующих с цветовыми степенями свободы p-, n-, λ-, c-кварков. В теории возмущений по константе связи сильных взаимодействий возникают тогда члены, содержащие $(g^2 \ln \mu_w^2/\mu^2)^n$, μ_w – масса W-бозона, а μ – некоторая характерная масса, $\mu \sim m_\rho$. Главные логарифмические поправки можно просуммировать и получить таким образом эффективный гамильтониан слабых взаимодействий с учетом сильных взаимодействий. Было показано, в частности, что члены с $\Delta T = 1/2$ в произведении заряженных токов усиливаются сильными взаимодействиями, а с $\Delta T = 3/2$ – ослабляются, хотя численно эффект, по-видимому, невелик [1].

Мы покажем, что учет сильных взаимодействий приводит также к появлению новых членов в гамильтониане слабого взаимодействия:

$$\Delta H_{eff} = \frac{2G_F}{\sqrt{2}}\sin\theta\cos\theta\{A(\bar{\lambda}_L\gamma_\mu t^a n_L)(\bar{p}_R\gamma_\mu t^a p_R + \bar{n}_R\gamma_\mu t^a n_R + \bar{\lambda}_R\gamma_\mu t^a \lambda_R) +$$

$$+ B(\bar{\lambda}_L\gamma_\mu n_L)(\bar{p}_R\gamma_\mu p_R + \bar{n}_R\gamma_\mu n_R + \bar{\lambda}_R\gamma_\mu \lambda_R)\} \qquad (1)$$

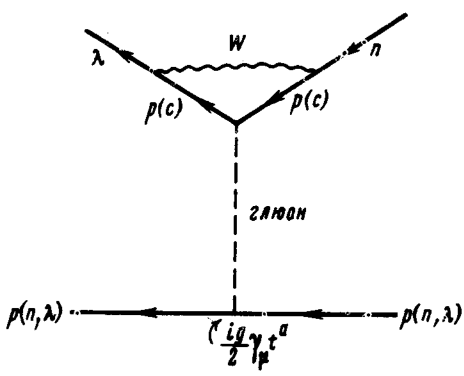
где $G_F = 10^{-5}\, m_p^{-2}$, θ – угол Кабиббо, p, n, λ – операторы соответствующих полей кварков, $\psi_L \psi_R = 1/2(1 \pm \gamma_5)\psi$; t^a $(a = 1,\ldots 8)$ -3×3 матрицы, действующие в пространстве цветовых индексов, A, B – константы.

Гамильтониан (1) содержит правило $\Delta T = 1/2$ и, в отличие от обычного случая, содержит как левовинтовые так и правовинтовые фермионы. Приведенные ниже оценки показывают, что это обстоятельство может приводить к доминантности вклада (1) в физических амплитудах $K \to 2\pi, 3\pi$.

В низшем порядке теории возмущений члены, содержащие взаимодействие правых частиц, возникают от диаграммы рисунка 1. Непосредственный расчет дает:

$$A = -\frac{1}{3}\frac{g^2}{16\pi^2}\left(\ln\frac{\mu_w^2}{\mu^2} - \ln\frac{\mu_u^2}{\mu_c^2}\right), \quad B = 0, \qquad (2)$$

где g – константа связи глюонов с кварками, μ_c – масса очарованного кварка.



В пределе точной $SU(4)$-симметрии, когда массы μ_c и μ_p равны, выражение (2) обращается в ноль, что отвечает точному сокращению вкладов c- и p-кварков. Однако, в реальном случае $\mu_c \gg \mu_p$, μ разность логарифмов в соотношении (2) не мала. В этом пункте мы расходимся с утверждениями работ [1], в которых диаграмма рисунка не рассматривалась и содержится утверждение, что все неучтенные графики дают вклад пропорциональный $(\mu_c^2 - \mu_p^2)/\mu_w^2$.

Используя ренормгруппу можно стандартным образом просуммировать старшие логарифмические члены и получить оценку

$$A \approx -6{,}5 \cdot 10^{-2}; \quad B \approx -1{,}5 \cdot 10^{-2}, \qquad (3)$$

где мы приняли, что $\mu = 0{,}7$ $Гэв$, $\mu_w = 70$ $Гэв$, $\mu_c = 2$ $Гэв$, $g^2(\mu^2) : 4\pi = 1$. Поскольку в выборе численных значений масс и константы связи содержится известный произвол, то соотношение (3) может быть справедливо с точностью до фактора ~ 2.

Перейдем теперь к оценке матричных элементов от обычного оператора слабого четырехфермионного взаимодействия, содержащего только левые частицы, и нового оператора, содержащего ψ_L и ψ_R:

$$M_1 = \langle \pi^+ | \bar\lambda_L \gamma_\mu n_L \bar p_L \gamma_\mu p_L - \bar\lambda_L \gamma_\mu p_L \bar p_L \gamma_\mu n_L | K^+ \rangle$$

$$M_2 = \langle \pi^+ | \bar\lambda_L \gamma_\mu t^a n_L (\bar p_R \gamma_\mu t^a p_R + \bar n_R \gamma_\mu t^a n_R + \bar\lambda_R \gamma_\mu t^a \lambda_R) | K^+ \rangle . \qquad (4)$$

Мы выбрали для рассмотрения матричный элемент K-π-перехода поскольку амплитуды всех нелептонных распадов K-мезонов сводятся к амплитуде K-π-перехода с помощью низкоэнергетических теорем и использования гипотезы частичного сохранения аксиального тока.

Оценка M_1 носит довольно стандартный характер. Если π и K-мезоны состоят из пары кварк-антикварк, то можно учесть только вклад промежуточного вакуумного состояния (в s и t (u)-каналах)) и свести матричный элемент M_1 к матричным элементам токов, или к константам f_π- и f_K- $\pi \to \mu\nu$ и $K \to \mu\nu$-распадов. Таким образом получаем

$$M_1 = -\frac{2}{3} \quad \frac{1}{4} f_\pi f_K K^2, \qquad (5)$$

где мы учли также множители, связанные с цветовыми индексами.

Для аналогичной оценки матричного элемента M_2 воспользуемся преобразованием Фирца

$$\bar\psi_{L1} \gamma_\mu \psi_{L2} \bar\psi_{R3} \gamma_\mu \psi_{R4} = -2 \bar\psi_{L1} \psi_{R4} \bar\psi_{R3} \psi_{L2}$$

и уравнением движения, которое сводит $\psi_L \psi_R$ к дивергенции тока, например

$$\bar\lambda_L p_R = \frac{-i}{\mu_\lambda + \mu_p} \partial_\mu (\bar\lambda_L \gamma_\mu p_L), \qquad (6)$$

где μ_λ, μ_p – масса λ и p-кварк, соответственно. Отметим, что в рассматриваемой теории соотношение (6) справедливо не только для затравочных, но и взаимодействующих кварков.

В результате получаем:

$$M_2 = -\frac{16}{9} \frac{1}{\mu_p(\mu_p + \mu_\lambda)} \frac{1}{4} f_\pi f_K m_\pi^2 m_K^2 . \qquad (7)$$

Массу кварка можно оценить, воспользовавшись соотношениями типа $SU(6)$-симметрии, которые связывают матричные элементы

$< \pi^+ | \bar{p}\gamma_5 n | 0 >$ и $< \rho^\circ | J_\mu^{em} | 0 > \equiv \epsilon_\mu F_\rho m_\rho$ [2].

Тогда, например,

$$\mu_p = \frac{m_\pi^2}{3 m_\rho} \frac{F_\pi}{F_\rho}; \quad F_\pi = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} \approx 0{,}68\, m_\pi; \quad F_\rho \approx 1{,}0\, m_\pi \tag{8}$$

или, численно, [2] $\mu_p \approx 5$ *Мэв*, а $\mu_\lambda \approx 120$ *Мэв*.

В результате получаем

$$M_2 / M_1 = \frac{8}{3} \frac{m_\pi^2}{\mu_p (\mu_p + \mu_\lambda)} \frac{m_K^2}{K^2} \approx 70 \text{ при } K^2 = m_K^2 . \tag{9}$$

Отношение (9) велико поскольку матричный элемент M_1 подавлен: взаимодействие, содержашее только левые частицы не может аннигилировать правые кварки в мезонах (в пределе безмассовых кварков). Буквенно, это выражается в малости констант f_π, $f_K \sim m_\pi$.

Для оценки вкладов различных членов в гамильтониане следует учесть не только отношение матричных элементов (9), но и коэффициенты, с которыми соответствующие операторы входят в эффективный гамильтониан слабых взаимодействий. При принятых нами предположениях о величинах μ, μ_c, μ_w, g^2, (μ^2) коэффициент перед M_1 равен $\approx 2{,}5$ [2], а коэффициент при M_2 приведен в формуле (3). В результате вклад новых структур превышает вклад гамильтониана одних левых частиц примерно в два раза и не исключено, что ΔH_{eff} действительно доминирует. Абсолютное значение матричного элемента также имеет разумный порядок величины.

Отметим, что аналог члена (1) в гамильтониане с изменением очарования исчезает в пределе $SU(3)$-симметрии. Если наблюдаемое усиление нелептонных распадов K-мезонов связано с оператором (1), то нет основания ожидать аналогичного усиления нелептонных распадов с изменением очарования.

Авторы благодарны Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окуню, М.В.Терентьеву за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
14 июня 1975 г.

Литература

[1] M.K.Gaillard, B.W.Lee. Phys. Rev. Lett., 33, 108, 1974; G.Altarelli, L.Maiani. Phys. Lett., 52B, 351, 1974.

[2] H.Leutwyler. Phys. Lett., 48B, 45, 1974; Nucl. Phys., B76, 413, 1974; M.Gell-Mann. Report to the New Orlean Conference, 1975.