Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 2, стр. 141 – 145 *20 июля 1973 г.*

ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССЫ СУПЕРЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В МОДЕЛИ ВАЙНБЕРГА

А. И. Вайнштейн, И. Б. Хриплович

В рамках перенормируемой схемы слабых взаимодействий, основанной на $SU(4)$-симметрии адронов, получены ограничения на массу суперзаряженного кварка, следующие из рассмотрения $K_L \to 2\mu$ распада и $K_L - K_S$ разности масс.

Необходимость введения суперзаряженных адронов связана с требованием отсутствия слабых нейтральных токов с $|\Delta S| = 1$ [1]. Перенормируемая схема слабых и электромагнитных взаимодействий адронов, основанная на введении четвертого суперзаряженного p'-кварка была предложена в работах [2, 3]. Ниже мы получим ограничения на разность

масс p'-кварка и обычного p-кварка, следующие из рассмотрения $K_L \to 2\mu$ распада и $K_L - K_S$ разности масс. Рассмотрение проводится в предположении $m_p \ll m_{p'} \ll \mu_W$, где m_p, $m_{p'}$, μ_W – массы p-кварка, p'-кварка и W-бозона.

Начнем с расчета амплитуды аннигиляции свободных кварков λ и n в пару $\mu^+\mu^-$. Эта амплитуда может служить эффективным лагранжианом, матричный элемент которого между состояниями K^0 и вакуум дает амплитуду искомого процесса $K_L \to \mu^+\mu^-$.

При вычислениях мы использовали так называемый обобщенный ξ-формализм [4]. Он сводится к выбору калибровки, в которой пропагатор векторного поля равен

$$-i\frac{1}{q^2-\mu_W^2}\left[g_{\mu\nu}-\frac{q_\mu q_\nu(1-1/\xi)}{q^2-\mu^2/\xi}\right]. \qquad (1)$$

Нефизический полюс при $q^2 = \mu^2/\xi$ компенсируется вкладом фиктивных скалярных частиц с массой μ^2/ξ. Окончательное выражение для амплитуды, конечно, не должно зависеть от ξ.

Отметим следующее любопытное обстоятельство. В обычном ξ-формализме [5], использующем пропагатор (1) с последующим переходом к пределу $\xi \to 0$, фиктивные скалярные частицы отсутствуют. Между тем, вклад в обсуждаемую амплитуду от некоторых диаграмм, содержащих эти частицы остается конечным и при $\xi \to 0$. В обычном ξ-формализме отсутствие таких диаграмм компенсируется модификацией векторных вершин.

Еще одно замечание, касающееся техники вычислений. При расчете $Z\lambda n$-вершины возникают расходящиеся диаграммы со скалярными частицами. Хотя расходимости взаимно сокращаются, возникает вопрос о корректности вычисления конечной части амплитуды. Калибровочно-инвариантным способом доопределения может служить регуляризация Паули – Вилларса, заключающаяся во введении дополнительного изодублета скалярных частиц с индефинитной метрикой и антикоммутационными перестановочными соотношениями. Масса этих частиц играет роль параметра обрезания и должна быть устремлена к бесконечности.

По-другому доопределение можно произвести, используя тождество Уорда для $Z\lambda n$-вершины. При этом вершина отлична от нуля при импульсе Z-бозона $k_\mu = 0$ лишь за счет несохранения тока j_μ^Z – источника поля Z_μ.

Таким методом вычисления можно провести и без использования ξ-формализма непосредственно в калибровке Прока. Учитывая соотношение

$$\partial_\mu j_\mu^Z = i m_{p'}\sqrt{g^2+g'^2}\,\bar{p}'\gamma_5 p' \qquad (2)$$

находим, что вклад всех диаграмм с Z-бозонным полюсом равен

$$M_1 = \frac{i g^2 m_{p'}}{2\mu_W^2}\,\bar{\mu}\gamma_\lambda\gamma_5\mu\int\frac{d^4q}{(2\pi)^4(q^2-\mu_W^2)}\left(g_{\mu\nu}-\frac{q_\mu q_\nu}{\mu_W^2}\right)\frac{\partial}{\partial k_\lambda}M_{\mu\nu}\Big|_{k=0}, \qquad (3)$$

где

$$M_{\mu\nu} = -\int d^4x\, d^4y\, e^{-iqx+iky} < T j_\mu^-(x)\, j_\nu^+(0)\, \bar{p}'(y)\gamma_5 p'(y) > , \qquad (4)$$

θ – угол Кабиббо, $j_\mu^\pm$ – источники $W^\pm$-бозонных полей. Сохранен лишь аксиальный мюонный ток, так как только он дает вклад в распад $K_L \to \mu^+\mu^-$.

Вклад в амплитуду диаграммы с промежуточными W^+, W^--бозонами записывается так:

$$M_2 = -\frac{ig^2}{2}\int\frac{d^4q}{(2\pi)^4}\,\frac{1}{(q^2-\mu_W^2)^2}\left(g_{\mu\mu'} - \frac{q_\mu q_{\mu'}}{\mu_W^2}\right)\left(g_{\nu\nu'} - \frac{q_\nu q_{\nu'}}{\mu_W^2}\right) \times$$

$$\times\, \bar{\mu}\gamma_{\nu'}(1+\gamma_5)\frac{1}{\hat{q}}(1+\gamma_5)\mu\, i\int d^4x\, e^{-iqx} < T j_\mu^+(x)\, j_\nu^-(0) > . \qquad (5)$$

Используя соотношения коммутации между j_μ^+, j_ν^- и $\bar{p}'\gamma_5 p'$ нетрудно показать, что вклады от $q_\mu q_\nu/\mu_W^2$ в выражении (3) и от $q_\mu q_{\mu'} q_\nu q_{\nu'}/\mu_W^4$ в (5) взаимно сокращаются с точностью до членов более высокого порядка по $m_{p'}^2/\mu_W^2$ или k^2/μ_W^2.

Это сокращение, равно как и сами выражения (3 – 5), не связано с предположением о свободных кварках и имеет место для произвольных начальных и конечных адронных состояний. Следует однако подчеркнуть, что речь идет о сокращении расходящихся величин, а такая процедура сама требует доопределения. Правильность проведенных преобразований гарантируется совпадением окончательного результата с ответом, полученным в обобщенном ξ-формализме.

Для нахождения, входящих в (3) и (4), адронных матричных элементов необходимы дополнительные предположения. В приближении свободных кварков приходим к следующей амплитуде перехода $\bar{\lambda}n \to \mu^+\mu^-$

$$M = -\frac{G^2 m_{p'}^2 \cos\theta\sin\theta}{4\pi^2}\,\bar{\lambda}\gamma_\lambda(1+\gamma_5)n\,\bar{\mu}\gamma_\lambda\gamma_5\mu . \qquad (6)$$

Полученный результат не зависит ни от вайнберговского угла смешивания, ни от приписываемых кваркам электрических зарядов.

Будем рассматривать (6) как эффективный лагранжиан. Тогда, учитывая соотношение

$$< 0|\bar{\lambda}\gamma_\mu(1+\gamma_5)n|K^0> = < 0|\bar{\lambda}\gamma_\mu(1+\gamma_5)p|K^+> = f_K k_\mu , \qquad (7)$$

где k_μ – импульс K-мезона, находим

$$\frac{\Gamma(K_L \to \mu^+\mu^-)}{\Gamma(K^+ \to \mu^+\nu)} = \frac{G^2 m_{p'}^4 \cos^2\theta}{2\pi^4} . \qquad (8)$$

Сравнивая выражение (8) с экспериментальным значением этого отношения [6] $\sim 4\cdot 10^{-9}$ находим следующее ограничение на массу суперзаряженного кварка

$$m_{p'} \lesssim 9\ \text{Гэв}. \qquad (9)$$

Если учесть, что $m_p \neq 0$, то ограничение (9) запишется в виде $\sqrt{m_{p'}^2 - m_p^2} \lesssim 9$ *Гэв*.

Рассмотрение фейнмановских интегралов, определяющих амплитуду $\bar{\lambda} n \to \mu^+\mu^-$ показывает, что основной вклад в них дают две области интегрирования по виртуальному импульсу q: $m_{p'} << q \lesssim \mu_W$ и $q \sim m_{p'}$. Наш расчет является правильным, если в этих областях можно пренебречь сильным взаимодействием. Для первой области такое предположение кажется довольно естественным.

Отметим, что вклад этой области в амплитуду $K_L \to 2\mu$ может быть найден с помощью асимптотического разложения Бьеркена [7]. Однако при этом приходится использовать вид одновременных коммутаторов токов и их производных по времени до второго порядка включительно, что, по-видимому, уже очень близко к модели свободных кварков.

Предположение о несущественности сильных взаимодействий при $q \sim m_{p'}$ не является, во всяком случае, внутренне противоречивым, если $m_{p'} >> m_p$.

Более жесткое, чем (9), ограничение на массу суперзаряженного кварка можно получить из оценки разности масс K_L^- и K_S-мезонов. Ограничимся снова приближением свободных кварков и рассмотрим переход $\bar{\lambda} n \to W^+ W^- \to \lambda \bar{n}$. Используя полученную амплитуду как эффективный лагранжиан, получаем следующую оценку

$$m_L - m_S = \frac{2(m_{p'} - m_{p'})^2}{m_\mu^2} \Gamma(K^+ \to \mu^+ \nu). \qquad (10)$$

Отсюда

$$m_{p'} - m_p \sim 1 \text{ Гэв}. \qquad (11)$$

Эта оценка менее надежна, чем (9), так как не учитывает вклады промежуточных состояний $W^+ + W^-$ + адроны. Отметим, что в данном случае оказывается существенной область только "малых" виртуальных импульсов $q \sim m_{p'}$.

Аналогичные расчеты в моделях типа Георги – Глэшоу были сделаны в работе [8]. Для распада $K_L \to 2\mu$ вычисления в этих моделях существенно проще из-за отсутствия Z-бозона.

Институт ядерной физики
Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 июня 1973 г.

Литература

[1] Sh. L.Glashow, J.Ilipoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1972.

[2] S.Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412, 1972.

[3] C.Bouchiat, J.Iliopoulos, Ph. Meyer. Phys. Lett., 38B, 519, 1972.

[4] K.Fujikawa, B.W.Lee, A.I.Sanda. Phys. Rev., D6, 2923, 1972.

[5] T.D.Lee, C.N.Yang. Phys. Rev., 128, 885, 1962.

[6] W.C.Carithers, T.Modis, D.R.Nygren, T.P.Pun, E.L.Schwartz, H.Sticer, P.Weilhammer, J.H.Christenson. Bull. Amer. Phys. Soc., 18, 26, 1973.

[7] J.D.Bjorken. Phys. Rev., 148, 1467, 1966.

[8] B.W.Lee, J.R.Primack, S.B.Treiman. Phys. Rev., D7, 510, 1973.