Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 5, стр. 323 – 325 *5 марта 1974 г.*

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К ЛЕПТОННЫМ РАСПАДАМ АДРОНОВ В ПЕРЕНОРМИРУЕМЫХ МОДЕЛЯХ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович

Показано, что радиационные поправки к отношению векторных констант β- и μ-распадов в перенормируемых теориях оказываются в основном такими же, как и в обычной схеме с промежуточным векторным бозоном. Рассматриваются также радиационные поправки к π_{l2}-распадам.

В связи с тем, что в перенормируемых теориях слабых взаимодействий радиационные поправки оказываются конечными, возникает вопрос, нельзя ли сделать выбор между различными схемами, исследуя вклады высших приближений в амплитуды лептонных распадов адронов.

Начнем с вопроса о величине радиационных поправок к отношению G^v_β / G^v_μ векторных констант β- и μ-распадов. Как известно [1], в локальной четырехфермионной теории электромагнитная поправка к G^v_β/G^v_μ логарифмически расходится. Введение промежуточного векторного бозона делает эту величину конечной уже в рамках обычной неперенормируемой теории. При этом параметр обрезания заменяется массой W-бозона [2]. Можно показать, что результат не зависит от величины магнитного момента W-бозона. Окончательное выражение выглядит так (если не рассматривать вклад мягких квантов, учет которого не зависит от модели)

$$\frac{G^v_\beta}{G^v_\mu \cos\theta} - 1 = \frac{3a}{8\pi}(1 + 2\bar{Q})\ln\frac{\mu_w^2}{m_h^2} . \qquad (1)$$

Здесь θ – угол Кабиббо, $\bar{Q}$ – средний заряд изодублета элементарных полей, входящих в слабый ток, m_h – характерная адронная масса. При выводе предполагается, что масса W-бозона много больше всех адронных масс, $\mu_w >> m_h$, и что при импульсе виртуального γ-кванта $q >> m_h$ поведение амплитуды $T_{\mu\nu}$ процесса $\gamma p \to W^+ n$ определяется коммутатором электромагнитного и слабого токов. Иными словами, предполагается, что в этой области импульсов сильные взаимодействия несущественны. Выражение (1) содержит неопределенность $\sim a/\pi$, поскольку для нахождения точного значения m_h нужны детальные сведения об амплитуде $T_{\mu\nu}$ в неасимптотической области.

Ясно, что в перенормируемых теориях вклад виртуального γ-кванта в отношение G^v_β/G^v_μ также описывается формулой (1). В этих теориях, кроме электромагнитного, следует учесть вклады нейтрального векторного поля Z (в некоторых схемах) и скалярного поля σ, а также поправки за счет W-бозона к вершинам $W_{\mu\nu}$, W_{np}.

Однако все дополнительные поправки не содержат большого логарифма, если сделать естественное предположение о массах $\mu_w \sim \mu_z \sim m_\sigma$.

Действительно, логарифм $\ln(\mu_w/m_h)$ в выражении (1) возникает за счет области виртуальных импульсов от m_h до μ_w. Если же заменить γ-квант частицей с массой $\mu >> m_h$, то существенна область от μ до μ_w. Поэтому все новые поправки не превышают неопределенности $\sim \alpha/\pi$, содержащейся в формуле (1).

Более точно, радиационные поправки за счет σ-поля оказываются гораздо меньшими, $\sim (\alpha/\pi)(m_h/m_\sigma)^2$, так как константы взаимодействия этого поля с адронами и лептонами содержат отношения масс частиц к μ_w.

Что же касается вкладов W- и Z-бозонов в радиационные поправки, то они могут быть найдены тем же методом [1], что и электромагнитный. Поправки к вершинам, связанные с W-бозоном, оказываются одинаковыми для β- и μ-распадов. Учет Z-бозона в модели Вайнберга [2–4] приводит к добавке

$$\frac{3\alpha}{8\pi}(1 + 2\bar{Q})\ln\frac{\mu_z^2}{\mu_w^2} \qquad (2)$$

к правой части равенства (1). Таким образом, учет Z-бозона в этой модели приводит лишь к замене $\mu_w \to \mu_z$ в формуле (1).

Итак, переход к перенормируемым теориям реально не влияет на радиационные поправки к G_β^v/G_μ^v.

Перейдем к численным оценкам. Принимая $\sin\theta = 0{,}23 \pm 0{,}01$ и учитывая вклады мягких квантов, находим из сравнения формулы (1) с данными по распадам, что

$$(1 + 2\bar{Q})\ln\frac{\mu}{m_h} = 3{,}5 \pm 1{,}7. \qquad (3)$$

При получении (3) мы использовали формулы и данные, приведенные в работе [1].

В модели Георги – Глэшоу [5], где $\bar{Q} = {}^1/_2$, а для $\mu = \mu_w$ имеет место ограничение [6, 7] 25 *Гэв* $< \mu_w <$ 53 *Гэв*, находим, что левая часть (3) лежит в интервале $(6{,}5 \div 8)$ при $m_h = 1$ *Гэв*. В модели Вайнберга [2 – 4], где $\mu = \mu_z > 75$ *Гэв*, а заряд кварков, вообще говоря, не фиксирован, находим из выражения (3), что $-0{,}5 < \bar{Q} \leqslant 0{,}1 \div 0{,}2$. Вариант модели [4] с целочисленными зарядами кварков ($\bar{Q} = 0{,}5$) не очень хорошо согласуется с этим ограничением.

Рассмотрим теперь радиационные поправки к $\pi(K) \to e\nu$ распадам. Они могли бы, вообще говоря, оказаться существенными, поскольку основной матричный элемент пропорционален массе электрона. Так как процесс идет с нарушением γ_5-инвариантности, то наибольшего эффекта следует ожидать в модели Георги – Глэшоу [5], содержащей тяжелые лептоны. При этом существенны диаграммы с нейтральным полем σ, которые можно разбить на две группы. К первой группе относятся диаграммы, соответствующие поправке к лептонной вершине $W_{e\nu}$. Слагаемые в этой вершине, нарушающие γ_5-инвариантность, пропорциональны суммарному импульсу лептонов с множителем m_x/m_σ^2 (или $^1/_{m_x}$, если $m_x > m_\sigma$). Здесь m_x – масса тяжелого лептона.

Ко второй группе относятся диаграммы, не содержащие W-бозонного полюса. Их вклад в приближении свободных кварков равен

$$M = -\frac{G}{\sqrt{2}}\bar{e}(1+\gamma_5)\nu < 0 \mid \bar{p}\gamma_5 n \mid \pi > \frac{a}{16\pi}\,\frac{m_{q^+} m_{x^+} m_{q^0} m_{x^0}}{\mu_w^2(m_\sigma^2 - m_{x^0}^2)} \times$$

$$\times\left(\frac{1}{m_{q^0}^2 - m_{x^0}^2}\ln\frac{m_{q^0}^2}{m_{x^0}^2} - \frac{1}{m_\sigma^2 - m_{q^0}^2}\ln\frac{m_\sigma^2}{m_{q^0}^2}\right). \tag{4}$$

Здесь индексами x^+, x^0 помечены массы тяжелых лептонов, а q^+, q^0 – массы суперзаряженных кварков. Адронный матричный элемент можно оценить следующим образом

$$< 0 \mid \bar{p}\gamma_5 n \mid \pi > = \frac{i}{2m_p} < 0 \mid \partial_\mu a_\mu \mid \pi > = \frac{1}{2m_p} f_\pi m_\pi^2 , \tag{5}$$

где a_μ – оператор аксиального тока, m_p – масса p-кварка, f_π – константа распада $\pi \to e\nu$. Сравнивая поправку с основным матричным элементом, находим, что она мала, если только m_q и m_x не окажутся много больше m_σ и μ_w.

Таким образом и в модели Георги – Глэшоу трудно ожидать большой перенормировки отношения $\Gamma(\pi \to e\nu) / \Gamma(\pi \to \mu\nu)$.

Авторы благодарны Л.Б.Окуню, обратившему их внимание на вопрос о радиационных поправках к распаду $\pi \to e\nu$.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
24 января 1974 г.

Литература

[1] E.S.Abers, D.A.Dicus, R.E.Norton, H.R.Quinn. Phys. Rev., 167, 1461, 1968.

[2] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967.

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

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

[5] H.Georgi, Sh.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 28, 1494, 1972.

[6] J.Primack, H.R.Quinn. Phys. Rev., D6, 3171, 1972.

[7] B.C.Barish, J.F.Bartlett, D.Buchholz, T.Humphrey, F.S.Merritt, Y.Nagashima, F.J. Sçiulli, D.Shiels, H.Suter, G.Krafezyk, A.Maschke. Phys. Rev. Lett., 31, 410, 1973.