

## ЗАМЕЧАНИЯ О ЕДИНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ СЛАБОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ<sup>1)</sup>

Б. А. Иоффе, Н. Н. Николаев

В последнее время широко обсуждаются теории слабого и электромагнитного взаимодействий со спонтанно нарушенной калибровочной инвариантностью [1 - 7]. В частности, в работе Глэшоу и Джорджи [3] была предложена очень интересная модель без нейтральных токов и без аномалий, связанных с аксиальным током [8, 9].

В данной статье мы покажем, что модель Г.-Д. однозначно отвергается экспериментальными данными по распаду  $K_L \rightarrow 2\mu$ . Кроме того, мы обсудим ряд проблем, связанных с воспроизведением наблюдаемой на опыте  $SU(3)$ -симметрии сильных взаимодействий, общих как для модели Г.-Д., так и для моделей [1, 4 - 6].

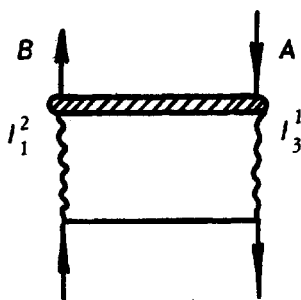


Рис. 1

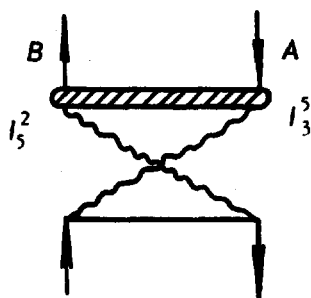


Рис. 2

В модели Г.-Д. в наиболее интересном случае распадов с  $\Delta S = 1$  и с аксиальным лептонным током в амплитуду дают вклад только диаграммы с обменом двумя  $W$ -бозонами (рис. 1, 2). Оказывается, что используя алгебру токов, можно вычислить точно эффективную константу взаимодействия нейтральных токов  $G_0$  и при учете сильных взаимодействий

$$G_0 = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{3\alpha}{2\pi} \sin \theta \cos \theta. \quad (1)$$

Пренебрегая массами фермионов и внешними импульсами, получаем для амплитуды распада  $A \rightarrow B l^+ l^-$ :

$$T = g_W^2 e^2 \sin \theta \cos \theta \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\epsilon_{\mu\nu\delta\sigma} k_\delta \bar{l}_2 \gamma_\sigma \gamma_5 l_1}{k^2 (k^2 - m_W^2)^2} H_{\mu\nu}(k). \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Доложено на Международном семинаре по  $\mu$ - $e$ -проблеме, Москва, 19 - 21 сентября 1972 г.

Здесь

$$H_{\mu\nu}(k) = i \int d^4x e^{ikx} \langle B | T \{ l_{2\mu}^1(x) l_{1\nu}^3(0) + l_{2\mu}^5(x) l_{5\nu}^3(0) \} | A \rangle \quad (3)$$

$$l_{k\mu}^i(x) = \bar{q}_i(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) q_k(x) \quad (4)$$

слабые V-A токи ( $q_1 = p$ ,  $q_2 = n$ ,  $q_3 = \lambda$ ,  $q_4 = q^0$ ,  $q_5 = q^-$ ) и  $\theta$  — угол Каббиво. В (2) учтено, что продольные части функции Грина W-бозонов не дают вклада в нужную нам амплитуду. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что

$$\delta(x_0) [l_{2_0}^1(x), l_{1\nu}^3(0)] = \delta(x_0) [l_{2_0}^5(x), l_{5\nu}^3(0)], \quad (5)$$

$$\delta(x_0) [\Theta_\mu l_{2\mu}^1(x), l_{1_0}^3(0)] = \delta(x_0) [\Theta_\mu l_{2\mu}^5(x), l_{5_0}^3(0)]. \quad (6)$$

При этом для вывода равенства (6) существенно то, что в модели Г.-Д. SU(5) × SU(5)-симметрия сильных взаимодействий нарушается только взаимодействием, принадлежащим к (5,  $\bar{5}$ ) + ( $\bar{5}$ , 5) — представлению SU(5) × SU(5)-симметрии.

Используя разложение Бьёркена [10], предполагая его справедливость и для пространственных компонент токов [11] и вычисляя возникающий одновременный коммутатор слабых токов, получаем для  $|k^2| \gg m^2$  ( $m$  — характерная адронная масса):

$$\epsilon_{\mu\nu\delta\sigma} H_{\mu\nu}(k) = i \frac{4k_\beta}{k^2} \epsilon_{\mu\nu\delta\sigma} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \langle B | l_{2\alpha}^3(0) | A \rangle. \quad (7)$$

Представляя (7) в (2) получаем значение (1) для  $G_0$ :

$$G_0 = -6g_W^2 e^2 \sin \Theta \cos \Theta \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{k^2(k^2 - m_W^2)^2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{3\alpha}{2\pi} \sin \Theta \cos \Theta. \quad (8)$$

В интеграле в (8) действительно существенны  $|k^2| \sim m_W^2$ , что и оправдывает пренебрежение внешними импульсами и массами фермионов.

Значение (1) для  $G_0$  совпадает с вычисленным в работе [12] в пренебрежении сильными взаимодействиями кварков с учетом только одночастичных  $p$ - и  $q^-$ -промежуточных состояний. Это совпадение в данном случае имеет простую физическую причину. В самом деле, согласно (7) поведение  $H_{\mu\nu}(k)$  при  $|k^2| \gg m^2$  определяется одновременным коммутатором слабых токов, которые в алгебре токов имеют такой же вид, как и для свободных полей.

Согласно (1) имеем для распада  $K_L \rightarrow 2\mu$ :  $\Gamma_L(2\mu) \approx 2,3 \cdot 10^{-4} \Gamma_L$ , что резко противоречит эксперименту:  $\Gamma_L(2\mu) \leq 1,8 \cdot 10^{-9} \Gamma_L$  [13]. Таким образом экспериментальные данные по распаду  $K_L \rightarrow 2\mu$  однозначно отвергают модель Г.-Д.

Легко видеть, что полученный результат:  $G_0 \sim G\alpha$  на самом деле носит общий характер и относится также и к другим моделям, где не используется известный прием Глэшоу — Илиопулоса — Майани [14] для компенсации переходов с  $\Delta S = 1$ , когда  $G_0 \sim G(\Delta m^2)$  и может быть сделана достаточно малой, если расщепление квадратов масс кварков  $\Delta m^2$  не слишком велико.

Обсудим теперь проблемы, связанные с воспроизведением  $SU(3)$ -симметрии сильных взаимодействий в моделях типа модели Г.-Д., где используются кварки с целочисленными зарядами [1, 4 - 6].

Так для построения октета барионов в подобных схемах кроме обычного сакатовского триплета кварков  $t = (p, n, \lambda)$  требуется еще  $SU(3)$  синглетный кварк  $q^0$  с  $S = -1$ ,  $Y = 0$  (см., например, [15, 16]). При этом возникает определенное противоречие с соотношением масс  $q^0$ -кварка и триплета  $t$ . В самом деле, так как квазистабильные [15, 16] триплетные мезоны  $\bar{t}q^0$  и  $\bar{q}^0t$  на опыте не наблюдались, то  $q^0$ -кварк должен быть тяжелее триплета  $t$ , и представляется разумной оценка  $m_{q^0} - m_t \gtrsim 1 \text{ Гэв}$ . Но с другой стороны именно содержащие тяжелый  $q^0$ -кварк состояния  $\bar{t}tq^0$  и  $\bar{t}\bar{t}tq^0$  дают физические октет  $1/2^+$  и декуплет  $3/2^+$ , легчайшие по массам среди барионов, что в свою очередь могло бы быть только тогда, когда напротив  $q^0$ -кварк легче триплета:  $m_t - m_{q^0} \gtrsim 1 \text{ Гэв}$ .

Более надежным и количественным, а не только качественным аргументом против обсуждаемых схем является [14] отсутствие на опыте  $SU(3)$ -синглетной компоненты электромагнитного тока. Так на опыте хорошо подтверждается следующее из октетности электромагнитного тока соотношение [17]:

$$m_\rho \Gamma_\rho(e^+e^-) = 3(m_\omega \Gamma_\omega(e^+e^-) + m_\phi \Gamma_\phi(e^+e^-)). \quad (7)$$

Также согласуется с опытом не только по знаку, но и по величине чисел и соотношение для магнитных моментов барионов:

$$\mu_\Lambda = \frac{1}{2} \mu_n \quad (\mu_\Lambda = -0,73 \pm 0,06 \mu_{\text{яд}}, \quad \mu_n = -1,91 \mu_{\text{яд}}) \quad (8)$$

справедливое только при отсутствии синглетной компоненты электромагнитного тока (см. [15, 16]). Имеющееся в (8) расхождение порядка 30% можно объяснить тем, что соотношение (8) может нарушаться уже в первом порядке по умеренно сильному взаимодействию [15].

Был бы очень интересен подробный анализ и других электромагнитных явлений, в которых могла бы проявиться  $SU(3)$ -синглетная компонента электромагнитного тока адронов. В частности, была бы интересна экспериментальная проверка аналога соотношения (7) для распадов  $A_2, f^0, f^{\prime 0} \rightarrow X^0(960)\gamma$ :

$$\tilde{\Gamma}_{A_2}(X^0\gamma) = 3[\tilde{\Gamma}_{f^0}(X^0\gamma) + \tilde{\Gamma}_{f^{\prime 0}}(X^0\gamma)], \quad (9)$$

где

$$\tilde{\Gamma}_i(X^0\gamma) = m_i^4 / q_\gamma^n \Gamma_i(X^0\gamma) \quad (10)$$

$q_\gamma$  — импульс фотона в соответствующем распаде и  $n$  определяется спином  $X^0(960)$ :  $n = 5$  для  $1^P = 0^-$  и  $n = 3$  для  $1^P = 2^-$ .

## Литература

- [1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19 1264, 1967; 27, 1688, 1971; Phys. Rev., Д5, 1962, 1972.
  - [2] A.Salam, Elementary Particle Theory, ed N. Svartholm (Almqvist and Forlag A.B.), Stockholm, 1968.
  - [3] H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 28, 1494, 1972.
  - [4] B.W.Lee. Preprint NAL-THY-51, 1972.
  - [5] I.Prentki, B.Zumino. CERN-TH-1504, 1972.
  - [6] P.G.O.Freund. Nucl. Phys., B41, 35, 1972.
  - [7] Н.Н.Николаев. Письма в ЖЭТФ, 16, 492, 1972.
  - [8] S.L.Aller. Phys. Rev., 177, 2426, 1969.
  - [9] C.Bouchiat, J.Niopoulos, Ph. Meyer. Phys. Lett., 38B, 519, 1972.
  - [10] J.D.Bjorken. Phys. Rev., 148, 1467, 1966.
  - [11] А.И.Вайнштейн, Б.Л.Иоффе. Письма в ЖЭТФ, 6, 917, 1967.
  - [12] K.Fujikawa, B.W.Lee, A.I.Sanda, S.B.Treiman. NAL-THY-65; B.W.Lee, J.R.Primack, S.B.Treiman. NAL-THY-74, 1972.
  - [13] Review of Particle Properties, Phys. Lett., 39B, п. 1, 1972.
  - [14] S.L. Glashow, J.Niopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., Д2, 1285, 1970.
  - [15] A.Salam. Proc. Dubna Conf. High Energy Phys., 1, 799, Atomizdat, Moscow, 1966.
  - [16] Л.Б.Окунь. Слабые взаимодействия и унитарная симметрия, в сб. Проблемы Теоретической физики, изд. ВНИИТИ, М., 1965.
  - [17] T.Das, V.S.Mathur, S.Okubo. Phys. Rev. Lett., 19, 470, 1967.
-