

13-171

13/IV-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ЭФ, 1970, т. 12, в. 3, с. 595-604

Дубна.

P1 - 4940



А. Ванжа, А. Исаев, Л. Липидус

О ВОЗМОЖНЫХ СВОЙСТВАХ  
СЛАБОГО ШЕСТИФЕРМИОННОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

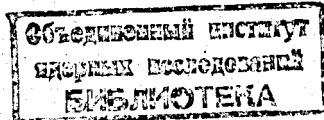
1970

P1 - 4940

А. Ванжа, А. Исаев, Л. Лapidус

О ВОЗМОЖНЫХ СВОЙСТВАХ  
СЛАБОГО ШЕСТИФЕРМИОННОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Направлено в ЯФ



Основная часть изучаемых в настоящее время полулептонных процессов включает одну лептонную пару. Чисто лептонный процесс распада мюона включает две лептонные пары. Для их описания успешно используется четырехфермионная теория слабых взаимодействий. Процессы с большим числом лептонов изучены слабо. В предвидении новых экспериментов по изучению слабых процессов с участием нескольких фермионов (распады и нейтринные процессы с испусканием нескольких фермионов) представляется интересным рассмотреть, каких следствий для них можно было бы ожидать, если бы наряду с эффективным четырехфермионным существовали эффективные шести-, восьми- и т.д.-фермионные взаимодействия.

В рамках современной теории такие процессы как

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + e^- + e^+ \quad (1)$$

или

$$\pi^+(K^+) \rightarrow \ell^+ + \nu_\ell + e^- + e^+ \quad (2)$$

( $\ell$  - общее обозначение для мюона и электрона) возникают в результате комбинированного действия слабых и электромагнитных взаимодействий. С этой точки зрения процесс (2) был рассмотрен Пикиным и Харкачем /1/. Окунь, Понтекорво и Руббиа /2/ рассматривали четырехфермионные распады пионов и K-мезонов вида (2) с точки зрения возможности существования аномального взаимодействия лептонов.

Если допустить, что наряду с эффективным четырехфермионным взаимодействием существует эффективное слабое шестифермионное взаимодействие, то оно приведет к процессам (1), (2) в первом порядке по константе нового взаимодействия  $G_6$ .

Возможное существование 6-фермионного взаимодействия приведет в первом порядке по  $G_6$  помимо (1) и (2) к распадам мюонов

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e + \nu_e \quad (3)$$

$$\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \quad (4)$$

заряженных пионов

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (5)$$

$$\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (6)$$

$$\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (7)$$

$$\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (8)$$

и K-мезонов

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (9)$$

$$\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (10)$$

$$\rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (11)$$

$$\rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \quad (12)$$

а также к распадам нейтральных пионов

$$\pi^0 \rightarrow e^{+} + \nu_e + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (13)$$

$$\rightarrow \mu^{+} + \nu_\mu + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (14)$$

$$\rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}_\mu + e^{+} + \nu_e \quad (15)$$

и K-мезонов

$$K^0 \rightarrow e^{+} + \nu_e + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (16)$$

$$\rightarrow \mu^{+} + \nu_\mu + \mu^{-} + \bar{\nu}_\mu \quad (17)$$

$$\rightarrow e^{+} + \nu_e + \mu^{-} + \bar{\nu}_\mu \quad (18)$$

$$\rightarrow \mu^{+} + \nu_\mu + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (19)$$

Некоторые свойства этого возможного взаимодействия ранее рассматривали в связи с бета-распадом Морита <sup>/3/</sup>, в связи с распадами странных частиц Такетани и Тати <sup>/4/</sup>, Танака <sup>/5/</sup>, Катаяма, Матумото и Иокояма <sup>/6/</sup>, Катаяма и Матумото <sup>/7,8/</sup>, З. Маки <sup>/9/</sup>, в связи с нейтринными экспериментами Эриксона и Глешоу <sup>/10/</sup>. Хотя работа Кабиббо о распадах странных частиц и последние экспериментальные заключения о степени выполнения правила  $\Delta Q = \Delta S$  при распаде странных частиц делают маловероятными основные мотивы работ <sup>/4-8/</sup>, возможность проведения новых, более точных исследований с нейтрино высоких энергий,

а также попытки поиска новых распадов мюонов, пионов и К-мезонов побуждают провести рассмотрение следствий возможного существования шестифермионного взаимодействия.

В отличие от процессов (1) и (2), которые имеют место в порядке  $G_4 e^2$  ( $G_4$  — константа четырехфермионного слабого взаимодействия), процессы (3), (5), (9) в отсутствие аномальных взаимодействий имеют место в порядке  $G_4^2 e^2$ . Вклад шестифермионного взаимодействия одинаков для процессов (1) и (3), (2) и (5), (6), соответственно, если пренебречь массами электронов.

Если бы многофермионные взаимодействия действительно существовали, интересной задачей могло стать определение знака констант взаимодействия при изучении интерференции вкладов новых взаимодействий и комбинированного действия электромагнитного и обычного четырехфермионного слабого взаимодействий.

2. В отсутствие экспериментальных данных для целей ориентировки гипотетическое шестифермионное взаимодействие может быть построено в близкой аналогии с четырехфермионным. Ниже для двухкомпонентных нейтрино учитывается локальность по лептонным парам. Адронный матричный элемент в (2), (5)–(19) и в других полулептонных процессах зависит только от суммы 4-импульсов лептонов, т.е. сводится, как и для четырехфермионного взаимодействия, к формфактору. Для процессов (2) и (5)–(9) формфактор сводится к числу  $f(m_\pi^2)$ , одинаковому для (5) и (8) при расширении мюон-электрон-универсальности на возможное шестифермионное взаимодействие.

К различиям, помимо кинематических, связанных с большим числом частиц, относится неизбежность включения в схему шестифермионных взаимодействий нейтральных токов. Возможные осложнения (или упрощения), связанные с нейтральными токами, требуют рассмотрения эффектов высших порядков по константе нового взаимодействия. Здесь мы

ограничиваемся лишь эффектами первого порядка по  $G_6$ . Схема без нейтральных токов возможна для четырех-, восьми- и вообще  $4k$ -фермионного взаимодействия.

Понимая, что могут существовать шестифермионные взаимодействия с различными изосвойствами, мы не будем рассматривать их здесь. Это соответствует предварительному характеру всего проводимого сейчас рассмотрения.

Размерность константы шестифермионного взаимодействия  $G_6$  нетрудно установить обычным методом. Так как размерность плотности лагранжиана совпадает с плотностью энергии в единице объема, равной (при  $\hbar = c = 1$ )  $[M/L^3] = [M^4]$ , то имеем:

$$[M^4] = [G_6] [L^{-3/2}]^6$$

и

$$[G_6] = [M^{-5}].$$

Аналогично, для  $n$ -фермионного взаимодействия

$$[G_n] = [M^{-(\frac{3}{2}n - 4)}]. \quad (21)$$

Иногда оказывается полезным представить  $G_6$  в виде

$$G_6 = \frac{G_4}{\sqrt{2}} \frac{1}{\lambda^3}, \quad (22)$$

где размерность величины  $\lambda$  совпадает с массой  $M$ , а  $G_4$  - константа четырехфермионного взаимодействия.

Размерные соображения приводят к тому, что вероятность распадов (3), (4) оказывается пропорциональной одиннадцатой степени массы мюона вместо характерной для четырехфермионного взаимодействия пятой степени той же величины.

3. Рассмотрим лептонный шестифермионный процесс <sup>/3/</sup>. В пренебрежении массой электрона это рассмотрение справедливо и для процесса (1). Обозначим 4-импульсы мюона через  $p$ , позитрона через  $k_1$ , эль-нейтрино - через  $k_2$  и  $k_4$ , мю-антинейтрино - через  $k_3$ , эль-антинейтрино - через  $k_5$ .

$$p = k_1 + k_2 + k_3 + k_4 + k_5.$$

Ограничимся эффективным матричным элементом вида <sup>x/</sup>

$$M = \frac{i g_e}{\sqrt{2}} (\bar{\mu} S^+ \nu_\mu) \{ (\bar{\nu}_e(k_2) O_{\alpha e}) (\bar{\nu}_e(k_4) O_{\alpha \nu_e}) - (\bar{\nu}_e(k_4) O_{\alpha e}) (\bar{\nu}_e(k_2) O_{\alpha \nu_e}) \}, \quad (23)$$

где явно учтены требования статистики Ферми для нейтрино, а

$$O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \quad \text{и} \quad S^+ = (1 + \gamma_5).$$

В силу соотношений Фиртца, второе слагаемое в фигурных скобках в (23) равно первому с обратным знаком, так что окончательно

$$M = i g_e \sqrt{2} (\bar{\mu} S^+ \nu_\mu) (\bar{\nu}_e(k_2) O_{\alpha e}) (\bar{\nu}_e(k_4) O_{\alpha \nu_e}) \quad (24)$$

и

$$|M|^2 = 2^{12} g^2 (p k_3) (k_1 k_5) (k_2 k_4).$$

Интегрирование по спектру нейтрино проще всего провести методом, описанным в работе <sup>/11/</sup>. Для спектра позитронов от распада мюонов:

<sup>x/</sup> Другие выражения для  $M$ , которые были рассмотрены также, не изменяют основных заключений, получаемых с помощью (23).



$$\frac{dW}{dE_1} = \frac{4g^2 k_1 \Omega^3}{3\pi^7 4!5!} \left\{ E_1 \left( k_1^5 + \frac{15}{4} k_1^4 \Omega + \frac{21}{4} k_1^3 \Omega^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{7}{2} k_1^2 \Omega^3 + \frac{9}{8} k_1 \Omega^4 + \frac{9}{64} \Omega^5 \right) + k_1^2 \left( k_1^4 + \frac{5}{2} k_1^3 \Omega + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{9}{4} k_1^2 \Omega^2 + \frac{7}{8} k_1 \Omega^3 + \frac{1}{6} \Omega^4 \right) \right\}, \quad (26)$$

где  $\Omega = m_\mu - E_1 - k_1$ ,  $k_1 = |\vec{k}_1|$ .

В пренебрежении  $m_e$  по сравнению с  $E_1$  выражение (26) заметно упрощается. Положив  $E_1 = \frac{m_\mu}{2} \epsilon$  ( $0 < \epsilon < 1$ ), в пренебрежении массой электрона из (26) имеем

$$\frac{dW}{d\epsilon} = \frac{m_\mu^{11}}{(2\pi)^7 4!5!} \frac{4}{3} g^2 \epsilon^2 (1-\epsilon)^3 \left\{ \epsilon^5 + \frac{25}{4} \epsilon^4 (1-\epsilon) + \right. \\ \left. + 15 \epsilon^3 (1-\epsilon)^2 + \frac{35}{2} \epsilon^2 (1-\epsilon)^3 + \frac{31}{3} \epsilon (1-\epsilon)^4 + \right. \\ \left. + \frac{9}{4} (1-\epsilon)^5 \right\}. \quad (27)$$

По сравнению со спектром позитронов от (обычного)  $\mu \rightarrow e$  распада спектр позитронов от 6-фермионного распада характеризуется смещением максимума в область меньших энергий. Для полной вероятности распада (3) из (27) имеем

$$W_6(\mu) = \frac{17 m_\mu^{11} g^2}{(2\pi)^7 3!5! 11 \cdot 15} \cdot \frac{47}{42}. \quad (28)$$

Для отношения  $W_6(\mu)$  к полной вероятности четырехфермионного распада мюона

$$W_4(\mu) = G_4^2 m_\mu^5 / 192 \pi^3 \quad (29)$$

получим

$$\frac{W_6(\mu)}{W_4(\mu)} = 3,4 \cdot 10^{-7} \left( \frac{m_\mu}{\lambda} \right)^6. \quad (30)$$

Рассмотрение других вариантов приводит лишь к изменению константы перед  $10^{-7}$  в несколько раз. Даже при  $\lambda \approx m_\mu$  вероятность возможного процесса (3) оказывается очень малой. Таким образом, исследование распадов мюонов оказывается нечувствительным к возможному существованию 6-фермионного взаимодействия.

Связанная с размерностью константы  $G_6$  сильная зависимость от энергии возможного вклада шестифермионных процессов поясняет малую вероятность распада и открывает некоторую возможность обнаружения его существования при больших энергиях частиц. Так, сечение процессов

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e + \nu + \bar{\nu} \quad (31)$$

и

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e + e^+ + e^- \quad (32)$$

значительно выше порога ( $\approx 11$  Гэв) при существовании шестифермионного взаимодействия должно расти как восьмая степень полной энергии в системе центра инерции, т.е. пропорционально четвертой степени энергии нейтрино в лабораторной системе. Ясно, что такой рост сечения с энергией может продолжаться, лишь пока это не противоречит унитарности S-матрицы.

Грубую оценку этого предела можно получить следующим образом:

$$\sigma(\nu_{\mu} e) \approx \pi G_6^2 s^4 \approx \frac{\pi}{2} 10^{-10} \left(\frac{\hbar}{M}\right)^2 \frac{s^4}{M^2 \lambda^6} < \pi \chi^2 = \pi \left(\frac{\hbar}{p_{\nu c}}\right)^2$$

Поскольку при высоких энергиях  $s = 4 p_{\nu c}^2$ , то

$$2^7 \left(\frac{p_{\nu c}}{10M}\right)^{10} \left(\frac{M}{\lambda}\right)^6 < 1,$$

и мы получаем, что  $p_{\nu c} \lesssim 1$  Гэв (в системе центра масс). Как известно, аналогично для 4-фермионного взаимодействия  $p_{\nu c} \lesssim 300$  Гэв. Сильное уменьшение энергии, при которой величина сечения процессов взаимодействия нейтрино с электроном (31)-(32) из-за шестифермионного взаимодействия может достигать унитарного предела, связана, конечно, с более резкой зависимостью этих сечений от энергии. В конце концов это связано с размерностью гипотетического эффективного 6-фермионного взаимодействия.

В целом можно прийти к заключению, что изучение лептонных распадов оказывается малочувствительным к возможному вкладу шестифермионного взаимодействия. Для исследования процессов вида (31), (32) требуются нейтрино с энергиями, которые становятся достижимыми в настоящее время на ускорителях. Процессы вида (32) могли бы быть зарегистрированы особенно четко.

4. Рассмотрим четырехфермионные распады (5) и (9) и выберем эффективный матричный элемент в виде

$$M = i f_{\text{B}} \phi k_{\alpha} \{ F_1 [\bar{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_{\mu}] [\bar{\nu}_e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu_e] + F_2 [\bar{\mu} \sigma_{\alpha\beta} (1 + \gamma_5) \nu_{\mu}] [\bar{\nu}_e \gamma_{\beta} (1 + \gamma_5) \nu_e] \} + \quad (33)$$

$$+ i f_{\text{B}} \phi m_{\text{B}} F_3 [\bar{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu_{\mu}] [\bar{\nu}_e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu_e],$$

где  $f_B = f_B(m_B^2)$  - формфактор бозона,  $\phi$  - его волновая функция, а  $k_\alpha$  - 4-импульс. В (33) так же, как и в (7), поля  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  входят лишь в комбинации вида  $(\bar{\nu}_e O_\alpha \nu_e)$ . Обозначим 4-импульсы  $\mu^-$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e$  и  $\nu_e$  через  $p$ ,  $q$ ,  $p_1$  и  $p_2$ , соответственно, а массу бозона (пиона, К-мезона) - через  $m_B$ .

Для распадов (5) и (9) после интегрирования по нейтрينو с помощью (33) для распределения по импульсам мюона имеем

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dp} = & f_B^2 2^6 \{ F_1^2 (2R_2 - R_3) + 4F_1 F_2 (R_1 - R_2) + \\ & + F_2^2 (4R_1 + 2R_2 - 3R_3) + 2F_1 F_2 R_1 \frac{m\mu}{E} + \\ & + 6F_2 F_3 R_1 \frac{m\mu}{E} + 4F_3^2 R_3 \}, \end{aligned} \quad (34)$$

где

$$R_1 = \frac{m_B p^2 \omega^2}{3 \pi^5 2^{13}} (2p^3 + 4p^2 \omega + \frac{5}{2} p \omega^2 + \frac{1}{2} \omega^3) \quad (35)$$

$$\begin{aligned} R_2 = & \frac{m_B p^2 \omega}{3 \pi^5 2^{13}} \left[ \frac{2}{5} p^4 + 2p^3 \omega + 3p^2 \omega^2 + \frac{7}{4} p \omega^3 + \right. \\ & \left. + \frac{7}{20} \omega^4 + \frac{p^2}{E} \left( \frac{2}{5} p^3 + \frac{6}{5} p^2 \omega + p \omega^2 + \frac{1}{4} \omega^3 \right) \right] \end{aligned} \quad (36)$$

$$R_3 = R_1 + \frac{m_B \omega^2 p^4}{3 \pi^5 2^{13} E} (2p^2 + 2p \omega + \frac{1}{2} \omega^2) \quad (37)$$

$$p = |\vec{p}|, \quad \omega = m_B - E - p.$$

Для электронных распадов (7) и (11) распределение по импульсам электрона имеет вид

$$\frac{dW}{dp} = f_B^2 2^5 \{ (F_1^2 + 5 F_2^2) (2 R_1 - R_3) + 2 F_1 F_2 (4 R_1 - R_3) + 16 F_3^2 R_3 + \frac{m_e}{E} R_1 F_3 (8 F_1 + 12 F_2) \}. \quad (38)$$

В пренебрежении массой электрона (38) переходит в

$$\frac{dW}{dp} = \frac{f_B^2 m_B^3 p^2}{3 \pi^5 2^9} (m_B - 2p)^2 \{ (F_1^2 + 5 F_2^2) (m_B - 2p) + 2 F_1 F_2 (3 m_B - 4p) + m_e (m_B - p) F_3 (8 F_1 + 12 F_2) + 16 F_3^2 m_B p \}. \quad (39)$$

Для распадов (8) и (12) распределения по импульсам электронов имеют вид:

$$\frac{dW}{dp} = \frac{f_B^2 m_B^3 p (m_B - 2p)}{3 \pi^5 5 \cdot 2^7} \{ F_1^2 p (4p^2 - 3 m_B p + m_B^2) + F_2^2 p (24 p^2 - 23 m_B p + 6 m_B^2) + F_1 F_2 p (12 p^2 - 14 m_B p + 3 m_B^2) + F_3 (F_1 + 3 F_2) 5 m_e (m_B - p) (m_B - 2p) + 10 F_3 m_B^2 p (m_B - 2p) \}. \quad (40)$$

При  $F_1 = F_2 = F_3 = F$  из (34) следует, что для распадов (5) и (9) вклады функций  $R_2$  и  $R_3$  компенсируются и

$$\frac{dW}{dp} = f_B^2 F^2 2^9 R_1 \left( 1 + \frac{m_e}{E} \right). \quad (41)$$

Распределения по импульсам электронов при  $F_1 = F_2 = F_3 = F$  принимают вид

$$\frac{dW}{dp} = \frac{f_B^2 m_B^3 F^2}{3\pi^5 2^7} p(m_B - 2p)^2 [p(7m_B - 5p) + 5m_e(m_B - p)] \quad (42)$$

для процессов (7) и (11), и

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dp} = \frac{f_B^2 m_B^3 F^2}{3\pi^5 \cdot 2^5} p(m_B - 2p) [p(2p^2 - 3m_B p + m_B^2) + \\ + m_e(m_B - p)(m_B - 2p)] \end{aligned} \quad (43)$$

для процессов (8) и (12). Полные вероятности получаем, интегрируя по  $p$ . При этом для мюонных распадов

$$\begin{aligned} W(5) \cong \frac{f^2 m \pi}{5\pi^5 6^4} (p_{\max}^\mu)^8 (F_1^2 + 3F_2^2 + \\ + 2,15 F_1 F_3 + 6,45 F_2 F_3 + 4,7 F_3^2) \end{aligned} \quad (44)$$

и

$$\begin{aligned} W(9) \cong \frac{f_k^2 m_k}{\pi^5 2^6 3^3} (p_{\max}^\mu)^8 (F_1^2 + 3F_2^2 + 1,9 F_1 F_3 + \\ + 5,7 F_2 F_3 + 7 F_3^2). \end{aligned} \quad (45)$$

Для электронных распадов (7) и (11)

$$\begin{aligned} W = \frac{f_B^2 m_B}{45\pi^5 2^6} (p_{\max}^e)^8 (F_1^2 + 5F_2^2 + 8F_1 F_2 + 32F_3^2 + \\ + 64 \frac{m_e}{m_B} F_1 F_3 + 96 \frac{m_e}{m_B} F_2 F_3). \end{aligned} \quad (46)$$

Для процессов (8) и (12)

$$W = \frac{f_B^2 m_B}{45 \pi^5 2^5} (p_{\max}^e)^8 (F_1^2 + 3F_2^2 + 8F_3^2 + 16 \frac{m_e}{m_B} F_1 F_3 + 48 \frac{m_e}{m_B} F_2 F_3). \quad (47)$$

в (44)-(47)  $p_{\max}^e = \frac{m_B^2 - m^2}{2m_B} \ell$ . Для электронных распадов  $p_{\max}^e = m_B/2$ .

При  $F_1 = F_2 = F_3 = F$  (для распадов К-мезонов вводим  $F_s$ )

$$W(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e) = \frac{f_\pi^2 m_\pi}{5 \pi^5 6^4} (p_{\max}^\mu)^8 17,35 F^2 \quad (48)$$

$$W(K \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e) = \frac{f_K^2 m_K}{\pi^5 2^6 3^3} (p_{\max}^\mu)^8 18,6 F_s^2 \quad (49)$$

$$W(\pi \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_e + \bar{\nu}_e) = \frac{f_\pi^2 m_\pi}{45 \pi^5 2^5} \left(\frac{m_\pi}{2}\right)^8 23 \frac{2}{7} F^2 \quad (50)$$

$$W(\pi \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) = \frac{f_\pi^2 m_\pi}{45 \pi^5 2^3} \left(\frac{m_\pi}{2}\right)^8 3 \frac{2}{35} F^2 \quad (51)$$

$$W(K \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_e + \bar{\nu}_e) = \frac{f_K^2 m_K}{45 \pi^5 2^5} \left(\frac{m_K}{2}\right)^8 23,08 F_s^2 \quad (52)$$

$$W(K \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) = \frac{f_K^2 m_K}{45 \pi^5 2^3} \left(\frac{m_K}{2}\right)^8 3,02 F_s^2 \quad (53)$$

Ряд интересных заключений можно получить из (48)-(53). Отметим прежде всего, что

$$\frac{W(\pi \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{W(\pi \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_e + \bar{\nu}_e)} \approx \frac{428}{815} \approx \frac{1}{2},$$

и

$$\frac{W(K \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{W(K \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_e + \bar{\nu}_e)} \approx \frac{12,06}{23,08} \approx \frac{1}{2}.$$

Кроме того,

$$\frac{W(\pi \rightarrow e + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e)}{W(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e)} = 43,2 (1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^{-8} \approx 4,4 \cdot 10^4 \quad (54)$$

и

$$\frac{W(K \rightarrow e + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e)}{W(K \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e)} = 1,5 (1 - m_\mu^2/m_K^2)^{-8} \approx 2,2.$$

Для шестифермионного взаимодействия наличие нескольких возникающих в распаде нейтрино снимает характерную для четырехфермионного взаимодействия подавленность  $\pi \rightarrow e$  и  $K \rightarrow e$  распадов, которая сохраняется и при комбинированном действии четырехфермионного и электромагнитного взаимодействий. Как видно из (54), обремененный 6-фермионному взаимодействию четырехфермионный  $\pi \rightarrow e$  распад становится преобладающим.

Подстановка (22) в (48) и (50) приводит к тому, что

$$R_\mu^\pi = \frac{W(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e)}{W(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu)} = 2 \cdot 10^{-8} \left( \frac{m_\mu}{\lambda} \right)^6 \quad (55)$$

$$R_e^\pi = \frac{W(\pi \rightarrow e + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e)}{W(\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu)} = 1,25 \cdot 10^{-4} \left( \frac{m_\mu}{\lambda} \right)^6 \quad (56)$$

$$R_\mu^K = \frac{W(K \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_e + \bar{\nu}_e)}{W(K \rightarrow \mu + \nu_\mu)} = 1,9 \cdot 10^{-2} \left( \frac{m_\mu}{\lambda} \right)^6.$$



Здесь предполагается, что обязанный сильным взаимодействиям формфактор пиона одинаков для четырех- и шестифермионных взаимодействий.

Как видно из (56), отмеченная выше особенность  $\pi \rightarrow e$  распада за счет шестифермионного взаимодействия приводит к тому интересному обстоятельству, что величина  $R_{\pi}^{\pi}$ , обязанная шестифермионному взаимодействию при значении  $\lambda$ , непротиворечащем нейтринным экспериментам, по-видимому, доступна экспериментальному исследованию в настоящее время. В пренебрежении массой электрона полученная выше оценка (56) справедлива и для процесса (2). Наряду с нейтринными процессами при высоких энергиях эти четырехфермионные распады пиона, по-видимому, наиболее доступны для экспериментальных попыток обнаружить существование шестифермионного взаимодействия. Как видно из (56), при  $\lambda \cong m_{\mu}$  вероятность шестифермионного механизма для переходов без изменения странности превышает результат Пикина и Харкаца /1/, полученный для распада  $\pi \rightarrow \mu + \nu_{\mu} + e^{+} + e^{-}$ , обусловленного слабым и электромагнитным взаимодействиями,

$$R_{\mu}^{\pi} = 2,59 \cdot 10^{-6}.$$

Экспериментальное изучение процесса (2) представляет особый интерес как с точки зрения рассмотренных здесь свойств шестифермионного взаимодействия, так и в связи с аномальными взаимодействиями, рассмотренными Окуном, Понтекорво и Рубби /2/.

Ввиду заметного увеличения (по сравнению с распадом пиона) величины максимального импульса, поиск процессов четырехфермионных распадов  $K$ -мезона оказывается особенно подходящим путем выяснения вопроса о существовании шестифермионного взаимодействия с изменением странности. Наличие этого взаимодействия может сказаться на измеренной величине вероятности распада  $K_{e2}$ . Экспериментально /12/

$$\frac{W(K \rightarrow e)}{W(K \rightarrow \mu + \nu_\mu)} = (1,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$$

что близко к ожидаемому согласно четырехфермионному взаимодействию ( $2,1 \cdot 10^{-5}$ ).

Если допустить, что вклад шестифермионного взаимодействия в экспериментально-определенное значение этого отношения не превышает ошибок измерения, и представить  $F_S$  в виде

$$F_S = \frac{G_4}{\sqrt{2}} \lambda_S^{-3},$$

то с помощью (39) и (40) получаем

$$\lambda_S \geq 350 \text{ Мэв.} \quad (57)$$

Наличие 6-фермионного взаимодействия с нейтральными токами приводит к возможности существования процессов распадов нейтральных пионов и  $K^0$ -мезонов (13)-(19) и других, более сложных процессов.

Для целей ориентировки будем считать, что эффективные матричные элементы распадов (13) и (16) совпадают с матричными элементами процессов (7) и (11), процессов (14), (15), (18) и (19) с процессами (5) и (9).

В этом предположении для полных вероятностей распадов нейтральных пионов и  $K$ -мезонов получаем с помощью (55) и (56)

$$\frac{W(\pi^0 \rightarrow \mu^+ e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e)}{W(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} \cong 0,7 \cdot 10^{-16} \left(\frac{m_\mu}{\lambda}\right)^6, \quad (58)$$

$$\frac{W(\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \nu_e \bar{\nu}_e)}{W(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} \cong 0,44 \cdot 10^{-12} \left(\frac{m_\mu}{\lambda}\right)^6. \quad (59)$$

Полученные оценки при всей их ориентировочности свидетельствуют о предельно малой вероятности распадов  $\pi^0$ -мезонов, обязанных 6-фермионному взаимодействию.

Для распадов  $K^0$ -мезонов аналогично получаем

$$\frac{W(K^0 \rightarrow \mu^+ e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e)}{W(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = 5,5 \cdot 10^{-2} \left( \frac{m_\mu}{\lambda_S} \right)^6 < 7,5 \cdot 10^{-4}$$

и

$$\frac{W(K^0 \rightarrow e^+ e^- \nu_e \bar{\nu}_e)}{W(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = 12 \cdot 10^{-2} \left( \frac{m_\mu}{\lambda_S} \right)^6 < 16,5 \cdot 10^{-4}$$

если учесть, что  $\lambda_S \geq 350$  Мэв.

Дальнейший поиск процессов (16)-(19) может быть весьма интересным с точки зрения возможного 6-фермионного взаимодействия.

Авторы весьма благодарны С.С. Герштейну, С.М. Коренченко, М.П. Рекало, Р.М. Рындиному, и А.В. Тарасову за полезные обсуждения, критику и помощь.

#### Л и т е р а т у р а

1. С.А. Пикин, Ю.И. Харкац. ЯФ, 1, 291, 1965.
2. Л. Окунь, Б. Понтекорво, К. Руббиа. ЯФ, 4, 1202, 1966.
3. M. Morita. Suppl.Prog.Theor.Phys., 26, 1, 1963.
4. M. Taketani, Takao Tati Prog. Theor.Phys., 28, 757, 1962.
5. Sho Tanaka. Prog.Theor.Phys., 29, 792, 1963.
6. Y. Katayama, Ken-iti Matumoto, Kan-ichi Yakoyama. Prog.Theor. Phys., 29, 796, 1963.
7. Y. Katayama, Ken-iti Matumoto Prog.Theor.Phys., 29, 798, 1963.
8. Y. Katayama, K. Matumoto. Prog.Theor.Phys., 30, 383, 1969.

9. Z. Maki. Prog.Theor.Phys., 28, 870, 1962.
10. T. Ericson, S.L. Glashow. Phys.Rev., 133B, 130, 1964.
11. J.V. Lepore, R.N. Stuart. Phys.Rev., 94, 1724, 1954.
12. Bowen, Mann, McFarlane, Hughes. Phys.Rev., 154, 1314, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 февраля 1970 года.