

539.126.3

## НОВАЯ ЧАСТИЦА В $e^+e^-$ -АННИГИЛЯЦИИ — ТЯЖЕЛЫЙ ЛЕПТОН $\tau^\pm$

Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	459
2. Ожидаемые свойства тяжелых лептонов . . . . .	461
а) Распады секвелептона (462). б) Случай очень большой массы (465). в) Другие типы лептонов (466). г) Ожидаемые свойства $\tau^\pm$ (467).	
3. Что известно о $\tau^\pm$ экспериментально . . . . .	468
а) Экспериментальные данные, свидетельствующие о рождении $\tau^+\tau^-$ -пары (468). 1) Аномальные $e\mu$ -события (469). 2) Аномальные $\mu^\pm\gamma^\mp$ - и $e^\pm\gamma^\mp$ -события (470). 3) Аномальные $\mu^+\mu^-$ - и $e^+e^-$ -события (471). б) Основные свойства экспериментальных данных и их соответствие гипотезе лептона $\tau$ (471). в) Существование $\tau$ и чарма (475).	477
4. Какие еще измерения в $e^+e^-$ -аннигиляции необходимы в связи с лептоном $\tau^\pm$ а) Подтверждение существования лептона $\tau^\pm$ (477). б) Выяснение природы $\tau^\pm$ (477). в) Уточнение свойств $\tau$ (478). г) Изучение других проблем (478).	
5. На какое место в теории мог бы претендовать $\tau^\pm$ . . . . .	478
Дополнение (октябрь 1977 г.) . . . . .	480
Цитированная литература . . . . .	483

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение  $e^+e^-$ -аннигиляции оказалось удивительно плодотворным для физики элементарных частиц. За короткий срок в этом процессе было обнаружено целое семейство частиц  $\psi$  и  $\chi$  со скрытым чармом (очаровани-ем), а недавно открыты частицы  $D$  с явным чармом (см. обзорные материа-лы <sup>1-4</sup>). Все эти результаты особенно интересны тем, что их совокупность эквивалентна экспериментальному открытию нового типа кварков и, тем самым, окончательному доказательству существования кварков вообще.

Но оказалось, что это еще не все. В том же процессе  $e^+e^-$ -аннигиля-ции появились и продолжают накапливаться данные, все более четко указывающие на существование еще одного нового объекта. Все свойства его, изученные до сих пор, свидетельствуют о том, что это заряженный лептон с массой  $\sim 2 \text{ Гэв}^{5-12}$ . В настоящем обзоре описываются состоя-ние и возможные перспективы изучения этого лептона в  $e^+e^-$ -анниги-ляции.

«Загадка мюона» давно уже наталкивала на вопрос, нет ли в природе еще более тяжелых лептонов (см., например, <sup>13-15</sup>). Предлагались даже модели слабых взаимодействий, содержавшие целое семейство лептонов, по аналогии с адронами (например, <sup>16</sup>). Неоднократно обсуждался и вопрос об экспериментальном поиске тяжелых лептонов, в том числе в  $e^+e^-$ -анни-гиляции (например, <sup>17</sup>).

Сильным стимулом для изучения и поисков тяжелых лептонов явилось появление калибровочных моделей слабого взаимодействия типа Вайнберга — Салама<sup>18</sup>, в которых вклад тяжелых лептонов может способствовать перенормируемости теории<sup>19</sup> (см. также<sup>20</sup> \*). Сейчас тяжелые лептоны обсуждаются теоретически именно в связи с подобными моделями. Включение в них добавочных лептонов позволяет получить целый ряд интересных явлений, например, ввести нарушение  $CP$  в фундаментальный лептонный лагранжиан. Практически любое обобщение модели Вайнберга — Салама в сторону увеличения симметрии взаимодействия на малых расстояниях также требует увеличения числа лептонов. Однако вопрос о правильной группе симметрии, а значит, также о числе и свойствах лептонов теоретически остается открытым. Это неудивительно, ведь для слабых взаимодействий, по-видимому, характерен масштаб  $E_{\text{ци}} \sim G_F^{1/2} \sim \sim 300 \text{ Гэв}$ , так что пока нам доступны лишь очень низкие энергии, где приходится ограничиваться феноменологией.

Экспериментальные поиски и изучение тяжелых лептонов тоже наталкиваются на ряд серьезных трудностей. Укажем лишь основные из них.

а) Появление в распаде недетектируемого нейтрино исключает возможность изучения спектра масс системы конечных частиц.

б) В рамках обычных предположений (см. гл. 2) при  $M \sim 2 \text{ Гэв}$  ожидается малое время жизни ( $\sim 10^{-13} \text{ сек}$ ). В этом случае сильно затруднено наблюдение трека до распада.

в) При доступных сейчас энергиях нет интенсивных источников тяжелых лептонов. Например, в отличие от  $\mu$  и  $e$ , обильно возникающих в распадах  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, тяжелые лептоны в адронных столкновениях рождаются лишь электромагнитно. Кроме того, их наблюдение в адронных реакциях и в фоторождении сильно затрудняется фоновыми условиями. В нейтринных же реакциях могут рождаться не все типы лептонов (см. ниже).

г) В области масс лептона  $M \sim 2 \text{ Гэв}$  добавочная (отчасти психологическая) трудность связана с рождением (в этой же области масс) очарованных частиц, имеющих существенные полулептонные распады. Неужели история  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов не была случайной?

В результате этих и других трудностей для поиска тяжелых лептонов приходится использовать довольно косвенные методы, что вынуждает при постановке и интерпретации экспериментов задаваться теми или иными гипотезами о свойствах искоемых частиц. Все эти трудности объясняют также, почему факт существования тяжелого лептона все еще может подвергаться сомнениям. В дальнейшем под лептоном мы будем понимать точечную частицу со спином  $1/2$ , обладающую лишь слабыми и электромагнитными взаимодействиями, хотя в литературе обсуждались и другие варианты (например, <sup>24, 25</sup>).

Из предлагавшихся разновидностей тяжелых лептонов удобно выделить три простейших типа, хотя они не исчерпывают всех возможностей (терминология не является еще вполне установившейся, но уже широко используется экспериментаторами):

1) **С е к в о л е п т о н** (последовательный лептон<sup>22</sup>)  $L^\pm$ , имеющий новое лептонное число и связанный с новым нейтрино. Название отражает последовательность заряженных лептонов, несущих различные лептонные числа,  $-e, \mu, L, \dots$ .

\*) Более детальное обсуждение ситуации, сложившейся к 1972—1974 гг., можно найти в обзорах<sup>21, 22</sup>. Множество ссылок и сводка результатов по поискам тяжелых лептонов в различных процессах содержится в<sup>23</sup>.

2) О р т о л е п т о н ы  $e^{*\pm}$  или  $\mu^{*\pm}$ , несущие электронное или мюонное число и имеющие такое же соотношение лептонного числа и заряда, как у  $e^\pm$  или  $\mu^\pm$  (название от «ортодоксальный» <sup>26</sup>).

3) П а р а л е п т о н ы  $E^\pm$  или  $M^\pm$ , несущие электронное или мюонное число, но с «неправильным» соотношением лептонного числа и заряда (лептонное число у  $E^+$  такое же, как у  $e^-$ ; название от «парадоксальный» <sup>26</sup>).

Орто- и паралептоны могли бы в принципе рождаться в нейтринных экспериментах, приводя к характерным проявлениям (видимое нарушение лептонного числа, различные пороговые эффекты и т. п.; см. <sup>20, 26, 27</sup>). Отсутствие их на опыте ведет к ограничениям на массы пара- и ортомюонов. При «стандартных» предположениях <sup>20, 28</sup> о константах взаимодействия и о свойствах распада (см. гл. 2) отсутствие реакции  $\nu_\mu N \rightarrow \mu^+ \dots$  дает  $M_{M^+} > 8,3 \text{ Гэв}$  <sup>29</sup>, а отсутствие порога в энергетической зависимости обычной реакции  $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \dots$  ведет к оценке  $M_{\mu^*} \gtrsim 5 \text{ Гэв}$  <sup>30</sup>. К ограничениям на массы орто- и парамюонов приводит также изучение энергетической зависимости безмюонных нейтринных событий (см., например, <sup>26</sup>). Ограничений на массы орто- и параэлектронов из нейтринных данных пока не существует.

В отличие от этого, в  $e^+e^-$ -аннигиляции уже найдены явления (аномальные дилептонные события, аномальное инклюзивное рождение лептонов и др.; см. гл. 3), совокупность которых удается описать только как проявление тяжелого лептона, обозначаемого  $\tau^\pm$  (от тритон — тритон, по-гречески «третий», т. е. третий заряженный лептон <sup>31</sup>). Цель настоящего обзора — описать современную ситуацию в изучении  $\tau^\pm$ . Обзор построен следующим образом.

В гл. 2 рассмотрены ожидаемые свойства распадов простейших типов лептонов. Это позволяет сформулировать ожидаемые проявления лептона  $\tau^\pm$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

В гл. 3 описаны имеющиеся экспериментальные данные и те свойства  $\tau^\pm$ , которые выводятся из них. Перечислены также указания на существование  $\tau$ , следующие из рассмотрения характеристик реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны с учетом рождения очарованных частиц. Общий вывод из экспериментов состоит сейчас в том, что  $\tau^\pm$ , видимо, секволептон с массой  $M \approx 1,9 \text{ Гэв}$ , входящий в левый заряженный ток вместе с безмассовым (новым?) нейтрино. Однако и другие варианты еще не исключены (один из них мог бы состоять в том, что природа подбросила нам не лептон, а очень удачную имитацию его).

В гл. 4 перечисляются измерения, которые следует выполнить для дальнейшей проверки существования  $\tau^\pm$  и его свойств.

Наконец, в гл. V кратко описаны те теоретические проблемы, которые возникают и обсуждаются в связи с существованием тяжелых лептонов.

## 2. ОЖИДАЕМЫЕ СВОЙСТВА ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

Как уже объяснялось во введении, при экспериментальном изучении тяжелых лептонов приходится сначала вводить теоретическую гипотезу, а затем проверять соответствие гипотезы наблюдаемым данным. В первую очередь это относится к свойствам распадов. Отдельные распады лептонов обсуждались многими авторами (например, <sup>27, 32</sup>). В работах <sup>20, 28</sup> впервые был рассмотрен весь комплекс распадов для простейших типов лептонов, что позволило найти относительные вероятности отдельных каналов и проследить их зависимость от массы лептона. Сделанные там <sup>20, 28</sup> предположения стали «стандартными» для этих типов лептонов (недавнее обсуждение расчетов при  $M \sim 2 \text{ Гэв}$  см. в работах <sup>33, 34</sup>).

В этой главе мы рассмотрим свойства распада заряженных лептонов, опираясь в основном на «стандартные» предположения об их взаимодействиях. Более детально будут обсуждены ожидаемые свойства  $\tau^\pm$  с  $M \approx 1,9 \text{ Гэв}$  и их проявления в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

### а) Распады секволептона

Простейший вариант — секволептон  $L^\pm$ , образующий вместе с новым безмассовым \*) нейтрино  $\nu_L$  дублет  $(L^-, \nu_L)$ , который взаимодействует с теми же промежуточными векторными бозонами и с той же константой связи, как дублеты  $(e^-, \nu_e)$  и  $(\mu^-, \nu_\mu)$ . Тогда парциальная ширина распада

$$L^- \rightarrow \nu_L + X \quad (2.1)$$

приводится к виду

$$\Gamma_X \equiv \Gamma(L^- \rightarrow \nu_L + X) = \frac{G^2 M^4}{8\pi} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt |I_X| [\rho_1^X(q^2)(1+t-2t^2) + \rho_2^X(q^2)(1-t)], \quad (2.2)$$

$$q^2 \equiv m_X^2, \quad t = q^2/M^2;$$

здесь  $M$  — масса  $L$ ,  $|I_X|$  — импульс  $\nu_L$  в системе покоя  $L^-$ . Спектральные функции  $\rho_i^X(q^2)$  связаны со слабым током  $J_\mu^w$  (например <sup>20,23</sup>)

$$\begin{aligned} \sum \langle 0 | J_\mu^{w+}(0) | X \rangle \langle X | J_\nu^w(0) | 0 \rangle (2\pi)^3 \delta^{(4)}(q - p_X) = \\ = \rho_1^X(q^2)(q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) + \rho_2^X(q^2) q_\mu q_\nu. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Суммирование ведется по всем состояниям системы  $X$  при фиксированной массе  $m_X$ . Очевидно, вклады  $V$ - и  $A$ -токов входят в  $\rho_i^X$  без интерференции

$$\rho_i^X = \rho_{iV}^X + \rho_{iA}^X.$$

Возможны следующие распады:

$$L^- \rightarrow \nu_L + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.4a)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.4б)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + \pi^-, \quad (2.4в)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + K^-, \quad (2.4г)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + \rho^-, \quad (2.4д)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + K^{*-}, \quad (2.4е)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + A_1^-, \quad (2.4ж)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + Q^-, \quad (2.4з)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + \text{адронный континуум}, \quad (2.4и)$$

где адронный континуум означает многоадронную систему вне указанных резонансов.

\*) Мы ограничиваемся здесь для простоты нулевой массой  $\nu_L$  и  $V$  —  $A$ -током, что не противоречит экспериментальным данным для  $\tau$  (см. гл. 3). Случай ненулевой массы  $\nu_L$  и произвольной  $V$  —  $A$ -структуры тока рассматривался в <sup>20, 35</sup>. Заметим, что космологические соображения приводят к жестким ограничениям на массу стабильного нейтрино <sup>36</sup> и на число типов таких нейтрино <sup>37</sup>. По существующим представлениям массы  $10 \text{ эв} \lesssim m_{\nu_L} \lesssim 2 \text{ Гэв}$  исключены. Современное состояние вопроса обсуждалось в докладе Я. Б. Зельдовича, М. И. Высоцкого, А. Д. Долгова на конференции «Нейтрино-77».

Для чисто лептонных распадов (2.4а), (2.4б), пренебрегая  $m_e/M$  и  $m_\mu/M$  \*), получим  $\rho_1^l = 1/6\pi^2$ ,  $\rho_2^l = 0$ , что дает известное выражение

$$\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma^{(0)} \equiv \frac{G^2 M^5}{192\pi^3} \approx 3,46 \cdot 10^{10} M^5 \text{ сек}^{-1} \text{ Гэв}^{-5}. \quad (2.5)$$

Для распадов (2.4в), (2.4г)

$$\begin{aligned} \rho_1^{\pi, K} &= 0, \quad \rho_2^{\pi, K}(q^2) = (g^{\pi, K})^2 \delta(q^2 - m_{\pi, K}^2), \\ g^\pi &= f_\pi \cos \theta_c, \quad g^K = f_K \sin \theta_c, \quad f_K \approx f_\pi, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где  $\theta_c$  — угол Кабиббо. Мы примем  $\sin^2 \theta_c \approx 0,055$ , что не противоречит недавней обработке <sup>38</sup>. Из данных по распадам  $\pi(K) \rightarrow \mu\nu$  можно извлечь значения

$$g^\pi \approx 0,92 m_\pi, \quad g^K \approx 0,25 m_\pi. \quad (2.7)$$

Подставляя (2.6) в (2.2) и сравнивая с (2.5), находим

$$\frac{\Gamma_{\pi, K}}{\Gamma^{(0)}} = \left( \frac{4}{3} \pi \frac{g^{\pi, K}}{m_{\pi, K}} \right)^2 F_0 \left( \frac{m_{\pi, K}^2}{M^2} \right), \quad (2.8)$$

где  $F_0(x) = (27/4)x(1-x)^2$ .

Для распадов (2.4д) — (2.4з) в приближении нулевой ширины резонансов

$$\begin{aligned} \rho_{21}^X &= 0, \quad \rho_1^X(q^2) = (g_X)^2 \delta(q^2 - m_X^2), \\ g_{\rho, A_1} &= \sqrt{2} \frac{m_{\rho, A_1}}{\gamma_{\rho, A_1}} \cos \theta_c, \quad g_{K^*, Q} = \sqrt{2} \frac{m_{K^*, Q}}{\gamma_{K^*, Q}} \sin \theta_c, \end{aligned} \quad (2.9)$$

так что, например, для (2.4д)

$$\frac{\Gamma_\rho}{\Gamma^{(0)}} = 3 \left( \frac{\pi g_\rho}{m_\rho} \right)^2 F_1 \left( \frac{m_\rho^2}{M^2} \right), \quad (2.10)$$

где  $F_1(x) = 4x(1-x)^2(1+2x)$ .

Обычная гипотеза сохраняющегося векторного тока (СВТ), связывающая заряженный слабый ток с электромагнитным, позволяет получить из данных по  $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  <sup>23</sup>

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \approx 2,1. \quad (2.11)$$

Подход, применяемый для оценки распадов (2.4е) — (2.4з), менее надежен. Правило сумм, выражающее асимптотическую  $SU(3)$  симметрию для векторных токов <sup>39</sup>, при насыщении резонансами дает

$$\frac{\gamma_{K^*}}{m_{K^*}} = \frac{\gamma_\rho}{m_\rho}. \quad (2.12)$$

Из правил сумм, выражающих асимптотическую киральную симметрию (правила сумм Вайнберга <sup>40</sup>), при насыщении резонансами получают

$$\frac{\gamma_{A_1}}{m_{A_1}^2} = \frac{\gamma_\rho}{m_\rho^2}. \quad (2.13)$$

Равенство (2.13) следует из второго правила сумм Вайнберга. Первое правило сумм дает численно те же результаты. Аналогично можно

\*) Мы ограничиваемся областью  $M > 1 \text{ Гэв}$ , поскольку анализ совокупности данных показывает, что тяжелых заряженных лептонов, по крайней мере, секвелептонов с  $M \lesssim 1 \text{ Гэв}$ , по-видимому, не существует <sup>22</sup>.

оценить и  $\gamma_Q$ . Использование всех этих соотношений дает для величин  $\Gamma_X/\Gamma^{(0)}$  в распадах (2.4в), (2.4д), (2.4ж) значения, показанные на рис. 1. Ширины распадов (2.4г), (2.4е), (2.4з) малы в основном из-за малости  $\sin^2 \theta_C$ . Например,  $\Gamma_K/\Gamma^{(0)} < 0,09$  при любых  $M$ , а для  $K^*$  и  $Q$  верхние границы еще меньше. Распады (2.4и) с нарушением странности тоже малы, и мы пренебрежем ими.

Для распада (2.4и) без нарушения странности, используя гипотезу СВТ, получим

$$\rho_{2V}^c = 0, \\ \rho_{1V}^c(q^2) = \frac{1}{6\pi^2} R^1(q^2) \theta(q^2 - m_V^2), \quad (2.14)$$

где  $R^1(q^2)$  — вклад изовекторного конечного состояния в  $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  при  $s = q^2$ .  $\theta$ -функция введена для того, чтобы отделиться от  $\rho$ -резонанса; с этой целью можно выбрать  $m_V \approx 1 \text{ ГэВ}$ . Данные по  $e^+e^-$ -аннигиляции при  $\sqrt{s} > 1 \text{ ГэВ}$ , по-видимому, не противоречат значению  $R^1(q^2) \approx 3/2$ , которое ожидается по модели кварков.

Рис. 1. Отношения парциальных ширин и полной ширины распада секволептона к ширине лептонного распада  $\Gamma^{(0)}$  при различных  $M$ .

Про вклад аксиального тока неизвестно пока ничего. Имея в виду асимптотическую киральную симметрию, можно положить

$$\rho_{2A}^c = \rho_{2V}^c = 0, \quad \rho_{1A}^c(q^2) = \frac{1}{6\pi^2} R^1(q^2) \theta(q^2 - m_A^2). \quad (2.15)$$

Так как массы аксиальных резонансов больше, чем массы векторных, естественно взять  $m_A > m_V$ . Мы выберем  $m_A = 1,3 \text{ ГэВ}$ .

Результаты такого расчета показаны на рис. 1. Совокупность их позволяет найти относительные вероятности каналов распада (2.4). Следует, однако, иметь в виду, что каждая из относительных вероятностей чувствительна к предположениям, сделанным о любом канале, в отличие от отношений парциальных ширин к  $\Gamma^{(0)}$ . Степень зависимости различных величин от предположений об адронном континууме обсуждалась в работе <sup>34</sup>.

Интересно, что полная ширина секволептона во всем интервале масс  $1 \leq M \leq 2,5 \text{ ГэВ}$  близка к  $5\Gamma^{(0)}$ . Такое значение соответствует наивным кварковым ожиданиям. С точки зрения кварков  $L^\pm$  имеет пять каналов распада: два лептонных канала (2.4а), (2.4б) и три (с учетом трех цветов) кварковых канала распада

$$L^- \rightarrow \nu_L + \bar{u} + d' \quad (2.16)$$

(как обычно,  $d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$ ). В пренебрежении массами кварков  $u$ ,  $d$ ,  $s$  и лептонов  $e$ ,  $\mu$  все каналы равновероятны, что и дает  $\Gamma_{\text{tot}} \approx 5\Gamma^{(0)}$ ,  $B_e = B_\mu = \Gamma^{(0)}/\Gamma_{\text{tot}} \approx 0,2$ .

Гипотеза кварков не использовалась в приведенных расчетах. Действительно, значение  $R^1(q^2) \approx 3/2$  можно считать «экспериментальным». Дру-

гие предположения (СВТ, правила сумм, экспериментальные значения  $g^\pi, g^K, \gamma_\rho, \theta_C$ ) и вовсе не связаны явно с кварками, а тем более с цветом. Поэтому оптимист может рассматривать соотношение  $\Gamma_{\text{tot}} \approx 5\Gamma^{(0)}$  для тяжелых секволептонов как еще один аргумент в пользу существования цветных кварков.

### б) С л у ч а й о ч е н ь б о л ь ш о й м а с с ы

С ростом массы секволептона появляются добавочные каналы распада. Это могут быть каналы типа (2.4а), (2.4б) с образованием других пар лептонов. Но еще больший вклад ожидается от рождения очарованных частиц, которое могло бы стать заметным уже при  $M \sim 3 \text{ Гэв}$ . Оно соответствует распаду

$$L^- \rightarrow \nu_L + \bar{c} + s', \quad (2.17)$$

от которого ожидается вклад  $\sim 3\Gamma^{(0)}$ , как и от распада (2.16). Такие вклады ведут к понижению вероятности лептонного распада (2.4а). Если добавочные вклады ограничатся только  $c$ -кварком и  $\tau$ -лептоном, то вероятность распада (2.4а) уменьшится с  $\sim 20\%$  до  $\sim 11\%$ .

Чтобы представить себе, как происходит включение очарованных частиц, рассмотрим распады

$$L^- \rightarrow \nu_L + F^-, \quad (2.18a)$$

$$L^- \rightarrow \nu_L + F^{*-}, \quad (2.18б)$$

где  $F^-$  и  $F^{*-}$  — псевдоскалярный и векторный мезоны типа  $(\bar{c}s)$ . Они аналогичны распадам (2.4в, д) и описываются теми же формулами (2.6), (2.8) и (2.9), (2.10). Для оценки  $f_F$  и  $\gamma_{F^*}$  применим наивную модель кварков. Для псевдоскалярного и векторного мезонов  $P$  и  $V$ , состоящих из кварков  $a$  и  $b$ , можно найти

$$f_P^2 \sim (m_a + m_b)^{-1} |\psi_{ab}(0)|^2, \quad \gamma_V^2 \sim (m_a + m_b)^{-3} |\psi_{ab}(0)|^2.$$

Данные по ширинам распадов  $\rho^0, \omega, \phi, J/\psi$  на  $e^+e^-$  указывают, что  $|\psi(0)|^2 \sim \mu^2$ , где  $\mu$  — приведенная масса. Принимая

$$m_u \approx m_d \approx 300 \text{ Мэв}, \quad m_s \approx 450 \text{ Мэв}, \quad m_c \approx 1,5 \text{ Гэв},$$

получим

$$\frac{f_F^2}{f_\pi^2} \approx 1,6, \quad \frac{\gamma_{F^*}^2}{\gamma_\rho^2} \approx 6,5. \quad (2.19)$$

Применимость таких оценок можно оправдывать тем, что для странных мезонов они дают  $f_K/f_\pi$  в хорошем согласии с экспериментом и  $\gamma_{K^*}/\gamma_\rho$  в согласии с соотношением (2.12).

Подстановка значений (2.19) в выражения типа (2.8) и (2.10) показывает, что распады (2.18) дают при любых  $M$  очень небольшой вклад (считаем  $m_F \approx 2 \text{ Гэв}$ )

$$\frac{\Gamma_F}{\Gamma^{(0)}} < 0,11, \quad \frac{\Gamma_{F^*}}{\Gamma^{(0)}} < 0,30.$$

Это может означать, что, в отличие от обычных кварков, насыщение вклада очарованных кварков, возможно, происходит за счет большого числа состояний, например, за счет непрерывного спектра  $\bar{D}K$ , что возможно лишь при  $M > m_D + m_K \approx 2360 \text{ Мэв}$ .

### в Другие типы лептонов

Распады типа (2.4) должны существовать для любых лептонов. Но у разных типов лептонов есть и своя специфика.

1) Рассмотрим паралеpton (для определенности парамюон  $M^-$ ). Тогда распад (2.46) заменяется на

$$M^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \quad (2.20)$$

и  $\Gamma_\mu^{(M)} = 2\Gamma^{(0)}$  <sup>20</sup>, так что одиночные мюоны появляются в распадах  $M$  вдвое чаще, чем электроны. Если отсутствуют распады  $M^-$  с образованием какого-то нового тяжелого нейтрино  $M^0$ , то с учетом вклада обычных кварков

$$\Gamma_{\text{tot}} \approx 6\Gamma^{(0)}, \quad B_e \approx 1/6, \quad B_\mu \approx 1/3.$$

Другая характерная черта: рождение парамюонов в нейтринных экспериментах вело бы к видимому нарушению лептонного числа  $\nu_\mu \rightarrow M^+ \rightarrow \mu^+$ . Как уже говорилось во введении, нейтринные данные исключают возможность, что  $\tau$  — парамюон. Исключение таким же способом параэлектрона сейчас невозможно из-за отсутствия хороших пучков  $\nu_e$ .

2) Для ортолептонов характерна в принципе возможность радиационного распада типа

$$e^* \rightarrow e\gamma. \quad (2.21)$$

Это магнитный дипольный переход, и в перенормируемой электродинамике он не может идти чисто электромагнитным образом. Однако он возможен за счет совместного действия электромагнитных и слабых взаимодействий уже в первом порядке по  $G$ . При этом вероятность распада (2.21) очень сильно зависит от характера взаимодействия.

Например, если в теории нет правых токов, а  $e^*$  образует левый заряженный ток с тяжелым нейтральным лептоном  $N$ , который смешивается с  $\nu_e$ , то (см., например, <sup>41,42</sup>

$$\frac{\Gamma(e^* \rightarrow e\gamma)}{\Gamma(e^* \rightarrow \nu_e \mu \bar{\nu}_\mu)} \approx \frac{3}{32} \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{m_N^2}{m_W^2} \right)^2 \cos^2 \theta, \quad (2.22)$$

где  $\theta$  — угол смешивания  $N$  и  $\nu_e$ ,  $m_W$  — масса промежуточного векторного бозона. Заметим, что обе ширины здесь содержат  $\sin^2 \theta$ , т. е. эффективная константа связи  $\sim G_F \sin \theta$ .

Присутствие правых токов может значительно усилить радиационный распад. Например, в вектороподобной модели <sup>43,44</sup> при  $m_N \ll m_W$

$$\frac{\Gamma(e^* \rightarrow e\gamma)}{\Gamma(e^* \rightarrow \nu_e e \bar{\nu}_e)} \approx \frac{6\alpha}{\pi} \left( \frac{m_N}{m_{e^*}} \right)^2. \quad (2.23)$$

Легко видеть, что (2.22) и (2.23) могут различаться на много порядков. Поэтому ясно, что обнаружение и изучение радиационных распадов лептонов может дать важную информацию о природе слабого взаимодействия. Другая характерная черта ортолептонов — возможность распадов за счет слабого нейтрального тока. Ширины таких распадов тоже сильно зависят от модели.

3) До сих пор мы использовали простейшие предположения о структуре слабых взаимодействий. Природа может оказаться сложнее. Известны модели, в которых есть несколько заряженных или нейтральных промежуточных векторных бозонов, лептоны могут смешиваться и т. д. При этом эффективные константы связи в разных каналах распада могут оказаться различными, некоторые каналы могут быть даже вовсе запрещены.

Обсуждение распадов в этих случаях требует использования конкретной модели и выходит за рамки настоящего обзора.



г) Ожидаемые свойства  $\tau^\pm$

В заключение этой главы мы приведем сводку ожидаемых свойств  $\tau$ -лептонов и их проявлений в  $e^+e^-$ -аннигиляции для случая, когда  $\tau$ -секволептон с массой  $M \approx 1,9 \text{ Гэв}$ . Этот раздел предназначен для сравнения с экспериментальными данными (см. гл. 3).

1) Расчет, описанный выше, дает для времени жизни  $\tau$  значение

$$T_\tau \approx 2,1 \cdot 10^{-13} \text{ сек.} \quad (2.24)$$

Относительные вероятности  $B_X$  различных каналов распада приведены в табл. I. Напомним, что мы ограничивались  $V - A$ -вариантом тока

Таблица I

Ожидаемые относительные вероятности различных каналов распада  $\tau^\pm$  при  $M_\tau = 1,9 \text{ Гэв}$

Канал распада	$B, \%$	Канал распада	$B, \%$	Канал распада	$B, \%$
$e^\pm + \nu_\tau + \nu_e$	18	$\rho^\pm + \nu_\tau$	23	$\nu_\tau + \text{адронный континуум}$	19
$\mu^\pm + \nu_\tau + \nu_\mu$	18	$K^{*\pm} + \nu_\tau$	1,3	$\chi^\pm + \text{нейтралы}$	82
$\pi^\pm + \nu_\tau$	10	$A_1^\pm + \nu_\tau$	9	$h^\pm + \text{нейтралы}$	45
$K^\pm + \nu_\tau$	0,7	$Q^\pm + \nu_\tau$	0,4		

и случае безмассового нейтрино  $\nu_L$ . Переход к  $V + A$  варианту не меняет вероятностей. Если масса  $\nu_L$  не превышает нескольких сотен  $M_{\text{эв}}$  (см. гл. 3), то и она слабо влияет на табл. I.

2) Процесс  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  с последующими лептонными распадами (2.4а, б) порождает так называемые аномальные  $e\mu$ -события:

$$e^+e^- \rightarrow e^\pm \mu^\mp + \text{«ничего»}, \quad (2.25)$$

Аналогично должны возникать аномальные  $ee$ - и  $\mu\mu$ -события. Энергетическая зависимость их определяется однофотонной аннигиляцией

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = \frac{v}{2} (3 - v^2) \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-), \quad (2.26)$$

$$|\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)| = \frac{14}{3} \pi \alpha^2 / s = (86,8 \text{ нбн} \cdot \text{Гэв}^2) / s, \quad s \gg m_\mu^2,$$

где  $v$  — скорость  $\tau$ , а  $\sqrt{s}$  — полная энергия в ц. и. реакции.

3) Мал выход  $K$ -мезонов в распадах  $\tau^\pm$ , а значит и в  $e^+e^-$ -аннигиляции в  $\tau^+\tau^-$ . Это связано с малой величиной  $\theta_c$  (в распадах с нарушением странности) и с малым рождением пар  $K\bar{K}$  в континууме (в частности, из-за фазового объема).

4) Велика доля распадов типа

$$\tau^- \rightarrow \chi^- + \text{нейтралы}, \quad (2.27)$$

где  $\chi$  — любая заряженная частица. Сюда относятся все распады (2.4а) — (2.4д),  $2/3$  распадов (2.4е),  $1/2$  распадов (2.4ж),  $1/3$  распадов (2.4з). Число заряженных частиц в континууме зависит от его детальных свойств. Видимо, разумно принять для оценки, что  $1/3$  распадов (2.4и) содержит одну заряженную частицу. При этом  $B_\chi \approx 82\%$ ,  $B_h \approx 45\%$  ( $h$  — заряженный адрон).

5) Благодаря распадам (2.27) рождение  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  дает вклад в основном в двухтрековые события. Значительную часть в них составляют события типа  $e\chi$  и  $\mu\chi$ , т. е., например,

$$e^+e^- \rightarrow e^\pm \chi^\mp \mp \text{нейтралы}, \quad (2.28)$$

которые обладают характерными экспериментальными свойствами. События типа  $e\mu$ ,  $e\chi$ ,  $\mu\chi$  являются удобным способом детектирования тяжелых лептонов с массами 1—2,5 Гэв. При еще больших массах доля событий такого типа может убывать.

6) Задав предположения о свойствах лептона, можно рассчитать спектры вторичных частиц, образующихся в реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Детальные расчеты при общей структуре лептонного тока и произвольной массе нового нейтрино выполнены как для вторичных лептонов (например, <sup>28, 33–35, 45–52</sup>), так и для вторичных адронов <sup>28, 35, 52</sup>. Спектры обладают рядом специфических кинематических особенностей, что в принципе позволяет из сравнения с экспериментальными данными (при достаточно высокой их статистике) надежно установить значение массы  $\nu_\tau$ , а также сделать заключения о структуре  $(\bar{\nu}_\tau, \nu_\tau)$  тока, вершине  $\tau^+\tau^-\gamma$  и других характеристиках <sup>34, 35, 49–52</sup>.

В работах <sup>34, 35</sup> подробно обсуждаются также проявления тяжелых лептонов в различных инклюзивных характеристиках  $e^+e^-$ -аннигиляции и возможности для наилучшего выделения вкладов в эти величины.

### 3. ЧТО ИЗВЕСТНО О $\tau^\pm$ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО

В предыдущей главе мы рассмотрели, какими свойствами могут обладать тяжелые лептоны и в каких экспериментах можно надеяться «наблюдать» их. Эти эксперименты (по крайней мере, простейшие из них) действительно были поставлены, и именно они дали указание на существование нового лептона  $\tau^\pm$ . В этой главе будет описано более конкретно, в каких процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции проводились поиски тяжелых лептонов и каковы результаты этих поисков. В частности, будет указано, почему другие простые гипотезы (кроме лептонной) не могут полностью описать так называемые аномальные события. В последнем разделе этой главы будет описано, как вклады  $\tau$ -лептонов и очарованных частиц дополняют друг друга в наблюдаемых свойствах процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. Этот подход к изучению  $\tau^\pm$  является более косвенным, так как приходится делать ряд предположений (пока еще не вполне проверенных) о вкладах очарованных и обычных адронов. Тем не менее, он показывает важную роль  $\tau$  в разумном согласованном описании разных сторон  $e^+e^-$ -аннигиляции и дает независимые аргументы за его существование.

Следует иметь в виду, что изложенная здесь экспериментальная ситуация является лишь мгновенным снимком с непрерывно уточняющейся картины.

#### а) Экспериментальные данные, свидетельствующие о рождении $\tau^+\tau^-$ -пары

Несмотря на отсутствие серьезных теоретических оснований для существования заряженных тяжелых лептонов, их поиски, начиная с 1970 г., стали традиционными для установок со встречными  $e^+e^-$ -пучками с максимальными доступными энергиями. Причинами для этого служили как наличие исключительно четкого триггера для регистрации этих объектов, а именно реакции

$$e^+e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\pm + \text{«ничего»} \quad (3.1)$$

(«ничего» отвечает недетектируемым нейтралам), так и в значительной мере оптимизм экспериментаторов, последовательно в течение ряда лет осуществлявших эти поиски.

Серия измерений реакции (3.1) на установке ADONE (Фраскати, Италия) <sup>53</sup> дала ограничение на массу заряженного тяжелого лептона  $M > 1 \text{ Гэв}$ .

Тяжелые лептоны с массами  $M \lesssim 2 \text{ Гэв}$  искали и на СЕА (Кембриджский электронный ускоритель, США) <sup>54, 55</sup>. Однако из-за низкой статистики здесь не удалось получить надежных результатов.

Объединенная группа (М. Перл, Г. Фелдман и др.) Стэнфордского Центра линейного ускорителя (SLAC) и Лоуренсовской лаборатории в Беркли (LBL) на установке со встречными  $e^+e^-$ -пучками SPEAR начала поиски тяжелых лептонов вскоре после запуска SPEAR <sup>56</sup>. Первые результаты измерений этой группы были неутешительны <sup>55</sup>, однако уже к июню 1975 г. <sup>57</sup> группа SLAC — LBL обнаружила при полной энергии в системе центра инерции начальных частиц  $\sqrt{s} = 4,8 \text{ Гэв}$  24 события, отвечающие реакции (3.1) (при ожидаемом фоне от известных механизмов 4—6 событий).

Здесь и в дальнейшем такие события, которые не могут быть объяснены никакими фоновыми механизмами, будем называть аномальными. В настоящее время статистика аномальных  $e^\pm \mu^\mp$ -событий непрерывно увеличивается, и они наблюдаются как группой SLAC — LBL, так и группами PLUTO и DASP на установке DORIS (Гамбург, ФРГ \*).

В соответствии с теоретическими ожиданиями для лептона  $\tau^\pm$  (см. гл. 2) его поиски осуществляются и при анализе инклюзивного рождения аномальных лептонов в реакциях

$$e^+e^- \rightarrow e^\pm + \chi^\mp + (\geq 0 \text{ фотонов}), \quad (3.2)$$

$$e^+e^- \rightarrow \mu^\pm + \chi^\mp + (\geq 0 \text{ фотонов}); \quad (3.3)$$

здесь  $\chi^\mp$  означает заряженный лептон или адрон. Детальное изложение критериев отбора событий, используемых при изучении реакций (3.1) — (3.3), методов исключения возможных стандартных объяснений для наблюдаемых выходов лептонов, а также процедуры вычисления различных фонов можно найти в оригинальных работах. Мы здесь лишь отметим, что с целью уменьшения различного рода фоновых механизмов во всех экспериментах по поискам аномальных лептонных событий вводились кинематические обрезания: а) по импульсам лептонов  $p_{e, \mu} > p_{\text{cut}}^{\mu}$  (для улучшения идентификации мюонов и/или электронов); б) по углам компланарности между заряженными треками  $\theta_{\text{copl}} > \theta_{\text{copl}}^0$  и по квадрату массы, недостающей к системе  $\mu^\pm (e^\pm) \chi^\mp$ ,  $m^2 > m_0^2$  (для уменьшения вкладов от стандартных процессов квантовой электродинамики)  $p_{\text{cut}}$ ,  $\theta_{\text{copl}}^0$  и  $m_0^2$  для разных современных экспериментов отвечают значениям:  $p_{\text{cut}}^{\mu} = 0,65 - 1,05 \text{ Гэв}$ ,  $p_{\text{cut}}^e = 0,1 - 0,65 \text{ Гэв}$ ,  $\theta_{\text{copl}}^0 = 10^\circ - 20^\circ$ ,  $m_0^2 = 0,8 - 2,7 \text{ Гэв}^2$  (в зависимости от детектора и от значений  $\sqrt{s}$ ). Естественной ценой всех этих обрезаний является уменьшение экспериментальной статистики. Ниже излагается сводка данных по аномальным событиям, отвечающая в основном ситуации к концу июня 1977 г.

1) А н о м а л ь н ы е  $e\mu$ -с о б ы т и я. 1а) Данные, полученные с помощью детектора MARK I группы SLAC — LBL <sup>5, 6, 8, 12, 60, 61</sup>. Накоплено 190 таких событий (при ожидаемом фоне 46 событий) в области энергий  $3,8 \leq \sqrt{s} \leq 7,8 \text{ Гэв}$ . Измерены сечения рождения аномальных  $e^\pm \mu^\mp$  и распределения по импульсам лептонов и углу между ними. Важной

\*) Описание детектора MARK-I группы SLAC — LBL содержится в работе <sup>58</sup>. Детекторы PLUTO и DASP описаны, например, в <sup>59</sup>.

характеристикой экспериментов с аномальными лептонами, определяющей их достоверность, является величина  $P_{h \rightarrow \mu}$  ( $P_{h \rightarrow e}$ ) — вероятность того, что родившийся в аннигиляции адрон мог быть идентифицирован как мюон (электрон). В опытах на магнитном детекторе MARK-I усредненные по импульсам значения  $P_{h \rightarrow \mu}$  и  $P_{h \rightarrow e}$  довольно велики:

$$P_{h \rightarrow \mu} = 19,8 \pm 0,7\%, \quad P_{h \rightarrow e} = 18,3 \pm 0,7\%.$$

16) *Данные, полученные группой SLAC — LBL с помощью мюонной башни*<sup>31, 61</sup>. С января 1975 г. группа SLAC — LBL начала эксперименты со специальным мюонным детектором, так называемой мюонной башней, дополняющей основной магнитный детектор MARK-I<sup>62</sup>. В ней существенно улучшена идентификация мюонов ( $P_{h \rightarrow \mu} \simeq 3,3\%$ <sup>31</sup>) и снижен фон ценой значительного уменьшения статистики.

К лету 1976 г. в башне было накоплено 13  $\mu$ -событий при фоне 0,53 события<sup>31</sup>.

1в) *Данные, полученные с помощью магнитного детектора PLUTO*<sup>10, 63</sup>. Энтузиасты тяжелого лептона получили существенную поддержку со стороны экспериментаторов группы PLUTO, обнаруживших при энергиях  $4 \leq \sqrt{s} \leq 5$  Гэв 23 аномальных  $\mu$ -события (при ожидаемом фоне  $2 \pm 0,5$  события). Важной чертой этих данных является существенно более благоприятная фоновая ситуация:

$$P_{h \rightarrow e} = 3,5 \pm 0,7\%, \quad P_{h \rightarrow \mu} = 2,8 \pm 0,7\%$$

при большом телесном угле и высокой эффективности регистрации всех частиц, включая фотоны. Измеренный выход аномальных событий и распределения лептонов по импульсам и углам находятся в хорошем согласии с данными группы SLAC — LBL.

2) *Аномальные  $\mu^\pm \chi^\mp$ - и  $e^\pm \chi^\mp$ -события*. 2а) *Данные, полученные с помощью магнитного спектрометра группы MPP (Maryland — Princeton — Pavia) на установке SPEAR*<sup>64</sup>. Эта группа впервые обнаружила 13 событий, отвечающих реакции (3.3) при  $\sqrt{s} = 4,8$  Гэв. Выходы аномальных лептонов оказались в хорошем согласии с ожиданиями для тяжелого секволептона<sup>65, 66</sup>. Однако в настоящее время существует мнение (например, <sup>62</sup>), что приведенные в работе <sup>64</sup> оценки ожидаемых фонов сильно занижены.

2б) *Данные по аномальным  $\mu^\pm \chi^\mp$ -событиям, найденные с помощью мюонной башни*<sup>7, 62</sup>. В этом эксперименте в трех энергетических интервалах:  $\sqrt{s} = 3,9 - 4,3$  Гэв,  $4,3 - 4,8$  Гэв,  $5,8 - 7,8$  Гэв обнаружен четкий сигнал, соответствующий реакции (3.3). Всего найдено  $136,9 \pm 28,8$  таких событий (отвечающих в основном области максимальных энергий). Характеристики  $\mu^\pm \chi^\mp$ -событий оказались хорошо согласующимися с гипотезой тяжелого лептона.

2в) *Данные по аномальным  $\mu^\pm \chi^\mp$ -событиям, полученные группой PLUTO*<sup>9, 63</sup>. В этом эксперименте большая статистика накоплена при наблюдении реакции (3.3) в области энергий  $4,0 \leq \sqrt{s} \leq 5,0$  Гэв (обнаружено 273 события при фоне 62 события). Данные<sup>9, 63</sup> хорошо согласуются с результатами группы SLAC — LBL и с гипотезой лептона  $\tau^\pm$ .

2г) *Данные по аномальным  $e^\pm \chi^\mp$ -событиям, полученные с помощью детектора DASP*<sup>11, 67</sup>. В интервале энергий  $3,99 \leq \sqrt{s} \leq 5,2$  Гэв при  $p_{\text{cut}} = 0,2$  Гэв обнаружено 60 событий, отвечающих реакции (3.2). Из них 37 событий (при ожидаемом фоне  $8,5 \pm 2$  события) были бесфотонными. Выходы событий и распределения по импульсам электронов хорошо согласуются с гипотезой  $\tau$ .

2 д) С помощью детектора MARK-I, дополненного специальной системой счетчиков из свинцового стекла (LGW — lead glass wall) для надежной идентификации электронов и фотонов ( $P_{h \rightarrow e} = 2 \pm 0,5\%$  при  $p_{cut}^e = 0,4$  Гэв/с), проведено изучение аномальных  $e^\pm \chi^\mp$  событий при различном числе конечных фотонов<sup>12</sup>. Измерения проводились в трех интервалах энергии:  $\sqrt{s} = 4,1 - 4,2$  Гэв,  $4,4 - 5,8$  Гэв,  $6,4 - 7,4$  Гэв. Заряженный трек  $\chi^\pm$  идентифицировался как  $\mu^\pm$  или адрон  $h^\pm$ , что позволило сравнить относительные выходы  $e^\pm \mu^\mp$ - и  $e^\pm h^\mp$ -событий. Было обнаружено 31  $eh$ -событие (при фоне 12,1 событий) и 21  $e\mu$ -событие (фон 0,4 событий). Измерялись энергетические спектры лептонов и адронов и распределения по  $\theta_{coll}$ .

3) Аномальные  $\mu^+\mu^-$ - и  $e^+e^-$ -события. 3а) Группа SLAC — LBL исследовала аномальные  $e^+e^-$ - и  $\mu^+\mu^-$ -события в интервале энергий  $3,9 \leq \sqrt{s} \leq 7,8$  Гэв<sup>68</sup>. Надежно установлено существование таких событий. Сечение их образования согласуется с сечением  $e\mu$ -событий в рамках гипотезы секво- или ортолептона  $\tau$ :

$$\frac{\sigma_{ee}}{\sigma_{e\mu}} = 0,52 \pm 0,10 \left( \begin{smallmatrix} +0,16 \\ -0,19 \end{smallmatrix} \right), \quad \frac{\sigma_{\mu\mu}}{\sigma_{e\mu}} = 0,63 \pm 0,10 (\pm 0,19).$$

В скобках указана оцененная систематическая ошибка. Импульсные спектры и распределения по  $\cos \theta_{coll}$  также не противоречат гипотезе  $\tau$ .

3б) Группа PLUTO также обнаружила аномальные  $\mu^+\mu^-$ -события<sup>10</sup>. При  $4,0 \leq \sqrt{s} \leq 5,0$  Гэв найдено шесть событий, что согласуется с ожиданиями для  $\tau$ .

б) Основные свойства экспериментальных данных и их соответствие гипотезе лептона  $\tau$

1) Видимое нарушение лептонных квантовых чисел в  $e\mu$ -событиях говорит об участии слабых взаимодействий на какой-то стадии процесса.

2) Две черты данных сразу указывают на рождение и распад пар новых частиц в качестве источника этих событий. Одна из них — существование четкого порога по энергии  $\sqrt{s}$ :  $e\mu$ -события вообще не обнаружены при  $\sqrt{s} \lesssim 3,6$  Гэв<sup>8, 10 60</sup>. (Этот же порог виден для  $\mu\chi$ - и  $e\chi$ -событий<sup>9, 11</sup>). Другая — характер распределений по углу коллинеарности ( $\cos \theta_{coll} = -\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\mu / |\mathbf{p}_e| |\mathbf{p}_\mu|$ ). Данные четко показывают, что с ростом  $\sqrt{s}$  треки  $e$  и  $\mu$  становятся все более коллинеарными, как и должно быть в случае рождения и последующего распада пары частиц с фиксированной массой. На рис. 2 приведено распределение  $e\mu$ -событий по  $\cos \theta_{coll}$ , измеренное группой SLAC — LBL<sup>6, 8</sup>. Для сравнения приведены кривые, отвечающие паре тяжелых лептонов  $\tau^+\tau^-$  при  $M = 1,9$  Гэв,  $m_{\nu\tau} = 0$  и  $V - A$ -распадной вершине.

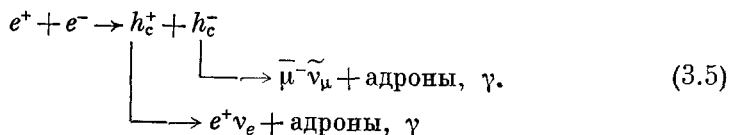
Энергетическая зависимость наблюдаемых сечений аномальных событий (рис. 3) согласуется с ожидаемым сечением рождения пары точечных фермионов. При этом, видимо, исключается присутствие в фотонной вершине форм-фактора  $F(s) \sim 1/s$  (рис. 3, а)<sup>8</sup>.

3) Существенная ошибка идентификации  $\tau^+\tau^-$ -пары в качестве источника аномальных  $e^\pm \mu^\mp$ -событий могла бы вызываться тем, что эти события происходят от процессов типа

$$e^+e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + (\text{адроны или/и фотоны}), \quad (3.4)$$

когда сопровождающие частицы по тем или иным причинам избежали регистрации. К событиям типа (3.4) могут приводить полулептонные

распады пар недавно открытых очарованных адронов  $h_c$ , например, процессы вида



Одним из аргументов против очарованных адронов как основного источника  $e\mu$ -событий является то, что выход аномальных  $e\mu$ , видимо,

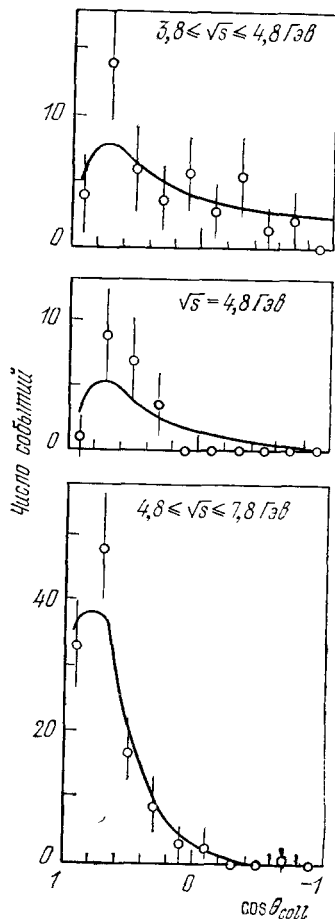


Рис. 2. Распределение аномальных  $e\mu$ -событий по  $\cos \theta_{\text{coll}}$  в трех различных интервалах значений  $\sqrt{s}$ .

Сплошная линия отвечает ожиданиям для  $\tau$  с  $M = 1,9 \text{ Гэв}$  при  $V - A$ -структуре тока и  $m_{\nu_\tau} = 0$ .

трино (нейтроны, как основные возможные носители недостающей энергии, отвергаются анализом спектров аномальных лептонов; см. ниже), что хорошо согласуется с гипотезой  $\tau$ -лептона.

4) Совокупность данных не согласуется с гипотезой, что частицы, порождающие аномальные события, имеют спин 0 или 1.

не скоррелирован со структурами в сечении  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ <sup>60</sup>, тогда как выход очарованных частиц проявляет эту корреляцию. Еще важнее, что, как показал детальный анализ, проведенный группой SLAC — LBL<sup>6, 31</sup> и особенно группой PLUTO<sup>10</sup> (детектор которой обладает большими телесными углами и более высокой эффективностью регистрации фотонов), наблюдаемое число событий типа (3.4) с сопровождающими частицами в различных топологиях слишком мало для объяснения  $e\mu$ -событий и согласуется с фоном.

Недетектируемыми адронами в (3.4) могли бы, например, оказаться  $K_L^0$  от распадов очарованных  $D$ -мезонов. Однако на опыте весьма малым оказывается рождение  $e^\pm \mu^\mp$ -пар<sup>6, 10</sup> (а также  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ -пар<sup>31</sup>) в сопровождении  $K_S^0$ . При естественном предположении об одинаковости выходов  $K_S^0$  и  $K_L^0$  в процессах типа (3.5) этот факт исключает подобный механизм в качестве основного источника  $e\mu$ -событий. По современным данным<sup>6, 10</sup> не более 9%  $e\mu$ -событий может быть объяснено такой схемой; вклад событий, содержащих  $\pi^0$  или  $\eta$ , должен быть еще меньше<sup>10</sup>.

Таким образом, недостающие энергия и импульс в основной части наблюдаемых  $e\mu$ -событий уносятся исключительно недетектируемыми объектами типа ней-

Например, на рис. 4 показаны импульсные распределения в  $e\mu$ -событиях<sup>8</sup>. Использование переменной  $r = (p_l - p_{\text{cut}}^l)/(p_l^{\text{max}} - p_{\text{cut}}^l)$ , где  $p_l^{\text{max}}(s)$  — максимальный кинематически возможный импульс вторичного лептона,  $p_{\text{cut}}^l = 0,65 \text{ Гэв}$ ,  $0 \leq r \leq 1$ , позволяет здесь объединить результаты измерений при разных  $\sqrt{s}$ . Спектр не согласуется с гипотезой двухчастичного лептонного распада скалярных \*) или векторных частиц как без спиновых эффектов, так и с ними, но согласуется с трехчастичным

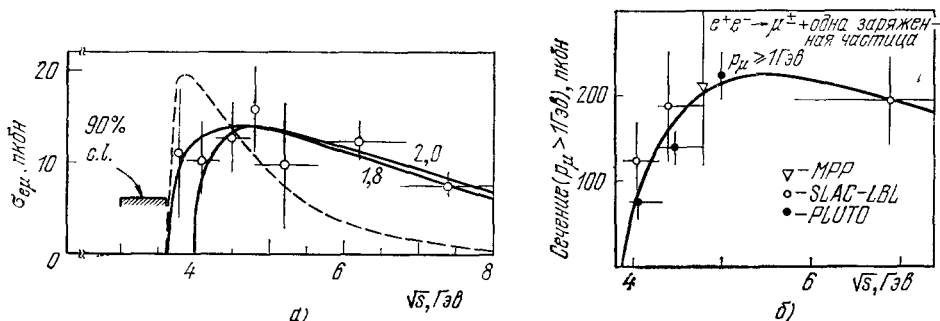


Рис. 3. а) Энергетическая зависимость наблюдаемого сечения рождения аномальных  $e\mu$ -пар  $\sigma_{e\mu}$ .

(Сплошные кривые отвечают ожиданиям для лептона  $\tau^\pm$  (при  $m_{\nu\tau} = 0$  и  $V$  — А-структуре тока) с  $M = 1,8$  и  $M = 2 \text{ Гэв}$ ; штриховая кривая соответствует случаю, когда в вершину  $\tau^+\tau^-$  входит формфактор  $F_\tau(s) \sim 1/s$ . В области  $3,0 \leq \sqrt{s} \leq 3,6 \text{ Гэв}$   $e\mu$ -события не обнаружены (до вычитания фона), здесь приводится верхняя граница для  $\sigma_{e\mu}$ ); б) зависимость от энергии сечения рождения аномальных  $\mu^\pm\chi^\mp$ -пар; кривая отвечает ожиданиям для  $\tau^\pm$  (с  $M = 1,9 \text{ Гэв}$ ,  $m_{\nu\tau} = 0$  и при  $V$  — А-структуре тока). Данные группы SLAC — LBL и MPP пересчитаны<sup>11</sup>, чтобы учесть отличие условий наблюдения от группы PLUTO).

распадом  $\tau^\pm$ . Заметим, что лептонные спектры в реакциях (3.1) — (3.3) согласуются между собой (т. е. не зависят от конечного состояния). Это добавочный довод за единый источник всех трех реакций.

Трехчастичный распад точечных скалярных частиц  $\phi^\pm$  также отвергается. Действительно, предположим, что источником аномальных событий является процесс  $e^+e^- \rightarrow \phi^+\phi^-$ . Так как сечение

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi^+\phi^-) = \frac{1}{4} v^3 \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (3.6)$$

мало по сравнению с  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$  (ср. (2.26)), то данные группы PLUTO<sup>9</sup> по аномальным  $\mu\chi$ -событиям требовали бы преимущественного распада  $\phi^\pm$  по мюонному каналу, что противоречит, например, наблюдаемому в том же эксперименте малому выходу  $\mu^+\mu^-$ -пар \*\*).

5) Все данные согласуются с гипотезой, которая стала для экспериментаторов стандартной: распады тяжелого секвелептона, связанного  $V$  — А-взаимодействием с безмассовым нейтрино. Используя различные распределения  $e\mu$ -событий (например, по  $\cos \theta_{\text{coll}}$ , по  $r$ ), группа SLAC — LBL в рамках стандартной гипотезы получила в среднем<sup>8</sup>

$$M = 1,9 \pm 0,10 \text{ Гэв}, \quad (3.7)$$

где ошибка включает систематические неопределенности. Анализ спек-

\*) При обычных предположениях о слабых взаимодействиях распад скалярной частицы на  $e\nu$  или  $\mu\nu$  как источник  $e\mu$ -событий отвергается также из-за равенства и сравнительно большой величины выходов аномальных  $e^+e^-$ ,  $e^+\mu^-$  и  $\mu^+\mu^-$ -событий<sup>88</sup>.

\*\*) Гипотеза хиггсовских скалярных бозонов при сравнении с современными экспериментальными данными отвергается еще по целому ряду других причин.

ров (рис. 4) при  $M = 1,9 \text{ ГэВ}$  дает ограничение на массу нейтрино  $m_{\nu\tau} < 0,6 \text{ ГэВ}$ <sup>8</sup>. Результаты других групп для  $M$  согласуются с (3.7). Группа PLUTO по  $\mu\chi$ -событиям дает при стандартной гипотезе оценку  $m_{\nu\tau} < 0,5 \text{ ГэВ}$ <sup>9</sup>. Такие оценки исключают, в частности, нейтрон в качестве одной из вторичных нейтральных частиц.

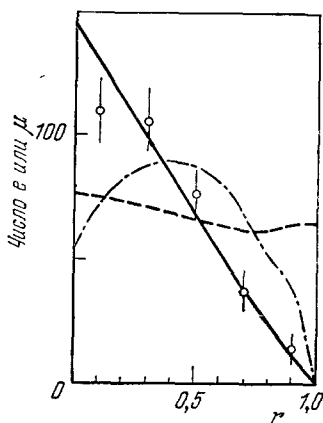


Рис. 4. Распределение лептонов в аномальных  $e\mu$ -событиях по величине

$$r = \frac{p_l - 0,65 \text{ ГэВ}}{(p_l)_{\max} - 0,65 \text{ ГэВ}}$$

при  $3,8 \leq \sqrt{s} \leq 7,8 \text{ ГэВ}$ <sup>8</sup>. Сплошная кривая соответствует ожиданиям для случая распада  $\tau^\pm$  с  $M = 1,9 \text{ ГэВ}$  при отсутствии спиновых эффектов; штрихпунктирная кривая — лептонным двухчастичным распадам бозонов со спином 1, если они рождаются только в состояниях с нулевой спиральностью.

6) В рамках гипотезы тяжелого секволептона  $\tau^\pm$  все данные группы SLAC — LBL<sup>6-8</sup> приводят к хорошо согласующимся между собой и с теоретическими ожиданиями (см. гл. 2) значениям относительной вероятности  $B_l$  распада  $\tau$  по одному лептонному каналу. Из данных по  $e\mu$ -событиям<sup>8</sup> (в предположении  $B_e = B_\mu$ )

$$B_e = 18,6 \pm 1 (\pm 2,8) \% \quad (3.8)$$

Результаты других экспериментов<sup>9-12</sup> дают значения  $B_e$ , согласующиеся с (3.8) в пределах ошибок.

7) Сравнение выходов аномальных  $e^\pm\mu^\mp$ -,  $\mu^\pm\chi^\mp$  и  $\mu^+\mu^-$ -событий, выполненное группой PLUTO<sup>9,10</sup>, а также измерения отношений выходов аномальных  $e^\pm\mu^\mp$ -,  $\mu^+\mu^-$ -,  $e^+e^-$ -событий, выполненные группой SLAC — LBL<sup>8,68</sup>, подтверждают равенство (в пределах ошибок) относительных вероятностей лептонных распадов  $\tau$ :  $B_e \approx B_\mu$ . Этот факт, хорошо согласуясь с гипотезой секволептона, отвергает возможность того, что  $\tau$  — паразлектрон (для которого ожидается  $B_e = 2B_\mu$ <sup>20</sup>). Напомним, что согласно нейтринным данным (см. введение),  $\tau^\pm$  не может быть и орто- или парамюоном. Близость значений  $B_e$  и  $B_\mu$  свидетельствует также, например, в пользу малости возможного вклада в распады  $\tau^\pm$  от недиагональных нейтральных токов типа  $(\bar{e}^*e)$ , если  $\tau$  — орто-электрон.

8) Доля однотрековых распадов  $\tau$ , измеренная группой PLUTO<sup>9</sup>,

$$B_\chi = 70 \pm 10 \% \quad (3.9)$$

и доля распадов на один заряженный адрон

$$B_h = 45 \pm 19 \% \quad (3.10)$$

которая найдена с помощью LGW<sup>12</sup>, тоже хорошо согласуются с теоретическими ожиданиями (ср. гл. 2).

9) Группа SLAC — LBL получила также ограничения на следующие относительные вероятности возможных распадов  $\tau$ <sup>8</sup> (90%-ный уровень достоверности):

$$B(\tau^- \rightarrow e^- \gamma) + B(\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma) \leq 6,0 \% \quad (3.11)$$

$$B(\tau^- \rightarrow l^- l^+ l^-) \leq 0,6 \% \quad (3.12a)$$

где  $l^- l^+ l^-$  означает сумму по всем возможным комбинациям  $e$  и  $\mu$ . Кроме того, группа PLUTO дает ограничение<sup>9</sup>

$$B(\tau^- \rightarrow 3 \text{ заряженные частицы}) \leq 1 \% \text{ (95\%-ур. дост.)} \quad (3.12b)$$



Сравнение с (2.22) и (2.23) показывает, что ограничение (3.11) еще недостаточно жесткое, чтобы исключить возможность радиационного распада  $\tau^\pm$ . Но оно уже может накладывать ограничения на возможные модели. Например, если  $\tau^\pm$  — ортоэлектрон и для него справедливо (2.23), то  $m_N \lesssim 4 \text{ Гэв}$ . Подобные замечания относятся и к (3.12).

10) Совокупность данных указывает на предпочтительность  $V - A$ -варианта тока ( $\tau, \nu_\tau$ ). Переход к  $V + A$  току ухудшает  $\chi^2$  при описании данных группы PLUTO по  $\mu\chi$ -событиям<sup>9</sup> и ведет к потере самосогласованности описания различных распределений для  $e\mu$ -событий, измеренных группой SLAC — LBL<sup>8</sup>. Ухудшается также согласие результатов этих групп между собой. Введение  $m_{\nu_\tau} \neq 0$  при  $V + A$  варианте лишь усугубляет эти трудности. Однако сравнительно небольшая экспериментальная статистика и неполная ясность в отношении систематических неопределенностей (см.<sup>8</sup>) не позволяют пока полностью отбросить  $V + A$  вариант.

Таким образом, вся имеющаяся совокупность данных разных групп по аномальным  $e\mu$ -,  $ee$ -,  $\mu\mu$ -,  $\mu\chi$ - и  $e\chi$ -событиям хорошо согласуется с гипотезой секволептона  $\tau^\pm$ , связанного  $V - A$ -током с безмассовым нейтрино  $\nu_\tau$ .

В настоящее время неизвестны какие-либо факты, противоречащие этой гипотезе. Разумеется, другие возможности, в первую очередь то, что  $\tau$  — ортоэлектрон, пока остаются открытыми.

### в) Существование $\tau$ и чарма

Как уже отмечалось во введении, проблема надежного подтверждения гипотезы тяжелого лептона сталкивается с (отчасти психологической) трудностью из-за того, что как раз в той же области энергий  $e^+e^-$  четко наблюдается рождение пар очарованных адронов (с близкими массами), имеющих существенные ( $B_c \sim 10\%$ ) полулептонные моды распадов<sup>2,3</sup>.

Следующие факты демонстрируют, как в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции одновременно проявляются оба типа этих новых объектов, для которых в настоящее время неизвестна какая-либо глубокая внутренняя связь.

1. В экспериментах одних и тех же групп, в частности, DASP и SLAC — LBL, при измерении инклюзивных спектров соответственно электронов и мюонов четко выделяются одновременно два класса событий:

а) события с множественностью заряженных частиц  $n_{ch} = 2$  имеют пологий спектр импульсов лептонов  $e$  или  $\mu$ ; все свойства их согласуются с ожиданиями для лептонных распадов  $\tau^\pm$  (см. предыдущий раздел), в частности, они практически не содержат  $K$ -мезонов (в  $e\chi$ -событиях  $0,07 \pm \pm 0,06 K^\pm$  на событие<sup>67</sup>);

б) события с высокой множественностью частиц в конечном состоянии (в частности, с  $n_{ch} \geq 3$ ) имеют крутой спектр импульсов лептонов<sup>7,69,70</sup>, резко не согласующийся с ожиданиями для  $\tau^\pm$  ни по форме, ни по величине. Свойства событий этого класса, в частности, форма импульсных спектров,  $K$ -мезоны в конечном состоянии ( $\sim 0,90 \pm 0,18 K^\pm$  на электронное событие<sup>67</sup>), корреляция энергетической зависимости выхода инклюзивных  $e$  со структурами в полном сечении ( $e^+e^- \rightarrow$  адроны)<sup>70</sup>, хорошо согласуются с ожиданиями для полулептонных распадов очарованных адронов (см., например,<sup>2,4</sup>).

Все это подтверждает, что в  $e^+e^-$ -аннигиляции действительно есть два различных источника инклюзивных лептонов, которыми, видимо, являются тяжелые лептоны  $\tau^\pm$  и очарованные адроны.

## 2. По каноническим на сегодня представлениям величина

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (3.13)$$

измеряет сумму квадратов зарядов фундаментальных фермионов: кварков и возможных тяжелых заряженных лептонов (обладающих преимущественно адронными каналами распада). В модели ГИМ с четырьмя цветными кварками ожидается лишь значение  $R_{\text{ГИМ}} = 3^{1/3}$  (возможно, с небольшой положительной добавкой при неасимптотических энергиях \*) Поэтому наблюдаемые на опыте (при  $\sqrt{s} \gtrsim 4,5 \text{ ГэВ}$ ) значения  $R \approx 4,5-5$  предоставляют прекрасную возможность лептону  $\tau^\pm$  (вклад которого  $R_\tau \sim 1$  вдали от порога) проявить себя и разумным образом дополнить явно недостаточный вклад  $R_{\text{ГИМ}}$ .

3. При изучении энергетической зависимости полного сечения двух трековых событий ( $n_{\text{ch}} = 2$ ) в  $e^+e^-$ -аннигиляции <sup>73</sup> обнаружился удивительный результат: доля таких событий  $\delta$  (2) в сечении  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$  оказалась довольно большой ( $\sim 35\%$ ) и практически не зависящей от  $\sqrt{s}$ . В то же время по стандартным предположениям вклад в  $\delta$  (2) от аннигиляции в обычные адроны должен быстро вымирать с ростом энергии, а вклад от очарованных адронов ожидается небольшим. Разумное описание энергетического поведения  $\delta$  (2) может быть получено лишь в случае, если, кроме очарованных адронов, рождаются новые объекты типа  $\tau^\pm$  (приводящие преимущественно к конечным состояниям с  $n_{\text{ch}} = 2$ ) <sup>4</sup>.

4. Непосредственным следствием модели с очарованным кварком является то, что события, отвечающие вкладу рождения пары очарованных мезонов в  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ , должны содержать пару  $K$ -мезонов, по крайней мере при энергиях недалеко от порога.

Если бы весь наблюдаемый на опыте рост величины  $R$  при  $\sqrt{s} \gtrsim 3,8 \text{ ГэВ}$  определялся бы только рождением очарованных адронов, то величина  $\Delta R = R - R_q$  (индекс  $q$  отвечает значениям  $R$  при энергиях  $\sqrt{s}$  ниже порога, т. е. вкладу обычных кварков) должна была бы совпадать с соответствующей величиной

$$\Delta R_K = R_K - (R_K)_q$$

( $R_K = \sigma_K / \sigma_{\mu^+\mu^-}$  — сечение инклюзивного образования  $K$ -мезонов). Если же, кроме очарованных частиц, рождается также пара  $\tau^+\tau^-$  (в распадах которой образование  $K$ -мезонов подавлено), то  $\Delta R_K$  должна соответствовать величине  $\Delta R - R_\tau(s)$ . Как следует из измерений инклюзивного рождения  $K^\pm$  и  $K_S^0$ , выполненных соответственно группами DASP <sup>74</sup> и PLUTO <sup>63, 75</sup>, экспериментальные данные явно отдают предпочтение последней возможности.

5. Условие отбора событий с  $n_{\text{ch}} \geq 3$ , используемое в опытах группы SLAC — LBL <sup>58</sup> при анализе поведения спектров адронов, среднего импульса адрона и доли энергии, уносимой заряженными адронами, резко уменьшает вклад в эти величины от  $\tau^\pm$ , так что в изменении их с ростом энергии  $\sqrt{s}$  очарованные адроны проявляются достаточно самостоятельно <sup>4, 34</sup>.

Отметим, что соображения, изложенные в пп. 2—4 данного раздела, вполне могут рассматриваться <sup>4</sup> как независимые дополнительные свидетельства в пользу образования при  $e^+e^-$ -аннигиляции пары  $\tau^+\tau^-$ .

\*) Подробнее этот круг вопросов обсуждается, например, в работах <sup>71, 72</sup>.

#### 4. КАКИЕ ЕЩЕ ИЗМЕРЕНИЯ В $e^+e^-$ -АННИГИЛЯЦИИ НЕОБХОДИМЫ В СВЯЗИ С ЛЕПТОНОМ $\tau^\pm$

Взаимное согласие проделанных экспериментов в рамках гипотезы секволептона уже сейчас выглядит довольно убедительно. Однако все эти эксперименты являются значительно более косвенными, чем обычно при открытии новой элементарной частицы (обсуждение причин см. во введении). Поэтому необходимо продолжать изучение различных свойств  $\tau^\pm$  и проверку их согласованности между собой и с теоретическими ожиданиями.

Здесь мы приведем (заведомо неполный) перечень экспериментов, которые могут способствовать этим целям <sup>76</sup>. Мы надеемся, что такой перечень поможет читателю легче ориентироваться в дальнейшем развитии экспериментальной ситуации. Для удобства изложения мы разобьем эксперименты на группы, хотя такое деление достаточно условно.

##### а) Подтверждение существования лептона $\tau^\pm$

1) Необходимы более жесткие ограничения на адронное и фотонное сопровождение в  $e\mu$ -событиях.

2) Более четкая проверка отсутствия корреляции выхода аномальных событий и структур в  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ . Заметим, однако, что такая корреляция может возникнуть, если с ростом энергии начнут рождаться какие-то новые адроны, заметная доля которых распадается, например, на  $\tau\nu_\tau$ .

3) Проверка точечности вершины  $\tau^+\tau^-\gamma$ . Это можно сделать, например, уточнив энергетическую зависимость сечения  $e\mu$  и других аномальных событий. Если вершина  $\tau^+\tau^-\gamma$  окажется неточечной, то  $\tau^\pm$  обладает внутренней структурой и участвует не только в электромагнитных и слабых взаимодействиях.

4) Нужны более аккуратные измерения двухтрековых и  $e(\mu)\chi$ -событий в  $e^+e^-$ -аннигиляции, особенно в околопороговой области  $\sqrt{s} \sim 3,8 \text{ ГэВ}$  (заметим, что пороговое поведение  $D\bar{D}$  и  $\tau^+\tau^-$  различно), в местах провалов  $R$ , где рождение очарованных частиц, видимо, подавлено, и при максимально доступных энергиях, где требование  $n_{ch} = 2$  должно хорошо отделять вклад  $\tau$  от адронных вкладов. Интересно также выяснить, какие адронные состояния проявляются в двухтрековых событиях.

Все эти эксперименты позволят более четко разделить вклады очарованных адронов и тяжелых лептонов.

##### б) Выяснение природы $\tau^\pm$

1) Измерение времени жизни  $\tau$  позволит проверить, совпадает ли эффективная константа связи с  $G_F$ . Однако опыт может оказаться очень трудным (ожидаемое значение  $T_\tau \sim 2 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$  при  $G = G_F$ ; измерение таких времен в  $e^+e^-$ -аннигиляции представляется нереальным).

2) Выделение распадов  $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi, \nu_\tau \rho$ . Их можно искать либо по «инклюзивным» событиям ( $l = e, \mu$ )

$$e^+e^- \rightarrow l^\pm \pi^\mp + \text{нейтралы},$$

либо по «эксклюзивным» событиям

$$e^+e^- \rightarrow l^\pm \pi^\mp + \text{«ничего»},$$

$$e^+e^- \rightarrow l^\pm \pi^\mp + 2\gamma + \text{«ничего»}.$$

Можно также использовать события с двумя заряженными адронами в конечном состоянии. Отметим, что спектр импульсов  $\pi$  ( $\rho$ ), образовавшихся в распадах  $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi$  ( $\rho$ ), имеет характерную для двухчастичных распадов плоскую форму. Важность наблюдения этих распадов связана, в частности, с тем, что для секволептона отношение их ширины к лептонной ширине вычисляется теоретически надежно (см. гл. 2).

### 3) Поиски радиационных распадов $\tau^\pm$ в событиях

$$e^+e^- \rightarrow e^\pm \mu^\mp + 1\gamma + \text{«ничего»}.$$

4) Дальнейшая проверка равенства  $B_e = B_\mu$  для лептонных распадов (с точностью до радиационных поправок). Отклонение от этого равенства могло бы указывать, например, на недиагональный нейтральный ток типа  $(\tau, e (\mu))$  или на смешивание лептонов.

## в) Уточнение свойств $\tau$

1) Большую роль может сыграть детальное изучение спектров  $e$  или  $\mu$  в аномальных событиях. По положению и энергетической зависимости границы спектра и его максимума можно точно восстановить массы  $\tau$  и  $\nu_\tau$ <sup>34, 49</sup>. По энергетической зависимости спектра можно также проверять отсутствие фактора в вершине  $\tau^+\tau^-$ .

2) Изучение угловых распределений  $e$  или  $\mu$  в аномальных событиях позволяет восстановить угловое распределение пары  $\tau^+\tau^-$  и тем самым измерить спин  $\tau^\pm$ , а также аномальный магнитный момент (если он есть)<sup>35, 51</sup>.

3) Опыты с поляризованными начальными пучками и с измерением поляризации конечных частиц в  $e\mu$ -событиях позволяют восстановить все параметры лептонных распадов  $\tau^\pm$  с такой же полнотой, как это уже сделано для  $\mu^\pm$ <sup>50</sup>.

## г) Изучение других проблем

1) Изучение распадов  $\tau^\pm$  с нечетным числом пионов, например, в событиях

$$e^+e^- \rightarrow l^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- + \text{«ничего»},$$

позволит выделить вклад аксиального адронного тока и, в частности, решить вопрос о существовании и свойствах аксиального резонанса  $A_1$ . Измерения такого рода уже начались<sup>11</sup>.

2) Необходимы дальнейшие поиски новых тяжелых лептонов, как заряженных, так и нейтральных (как в  $e^+e^-$ -аннигиляции, так и в других процессах).

## 5. НА КАКОЕ МЕСТО В ТЕОРИИ МОГ БЫ ПРЕТЕНДОВАТЬ $\tau^\pm$

Если  $\tau^\pm$  действительно окажется секволептоном, то возможно, что к «загадке мюона» просто добавится «загадка  $\tau$ ». Но даже в этом случае изучение  $\tau^\pm$  будет иметь большой теоретический интерес. Это связано, в частности, с тем, что распады тяжелых лептонов предоставляют уникальную возможность изучать аксиальный адронный ток и получать о нем ту же информацию, которую в векторном токе мы получаем из реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. Можно, однако, надеяться, что этим значение  $\tau^\pm$  не ограничится.

В настоящее время принято думать, что такие основные характеристики лептонов как число различных типов лептонов, их массы, константы

связи, время жизни и т. д. должны определяться структурой слабого взаимодействия. Поэтому здесь мы очень кратко обрисуем круг проблем в теории слабого взаимодействия, которые связаны с вопросом о существовании тяжелых лептонов и на которые может повлиять изучение  $\tau$ .

Достигнутый в последние годы прогресс в теоретическом понимании структуры слабого взаимодействия в основном связан с поиском группы, описывающей нарушенные симметрии. Этим термином принято обозначать симметрии, которые точны лишь на малых расстояниях, где можно пренебречь массами частиц, входящих в исходный лагранжиан. Конкретным примером могут служить модели, основанные на калибровочных теориях типа Янга — Миллса со спонтанным нарушением симметрии вакуума. Различные модели отличаются выбором исходной группы. Ниже мы приведем для иллюстрации несколько примеров.

Наиболее популярной сегодня является симметрия  $SU_L(2) \times U(1)$ , в которой левые компоненты фермионов группируются в дублеты (или синглеты) группы  $SU_L(2)$ . Простейший вариант — модель Вайнберга — Салама<sup>18</sup>, где содержатся дублеты:  $(\nu_e, e)_L$ ,  $(\nu_\mu, \mu)_L$  и синглеты:  $e_R$ ,  $\mu_R$ . Если симметрия слабого взаимодействия действительно  $SU_L(2) \times U(1)$ , то при отсутствии смешивания лептонов  $\tau$  вместе со своим нейтрино  $\nu_\tau$  должен образовывать новый дублет  $(\nu_\tau, \tau)_L$ . В этом случае  $\tau$  — секволептон, он обладает новым лептонным квантовым числом. Именно такое истолкование наблюдаемых свойств  $\tau$  выглядит сегодня предпочтительным по совокупности экспериментальных данных (см. обсуждение в предыдущих разделах).

Отметим, что калибровочная модель, основанная на симметрии  $SU_L(2) \times U(1)$ , не является перенормируемой, если ограничиться набором лептонов:  $(\nu_e, e)$ ,  $(\nu_\mu, \mu)$ ,  $(\nu_\tau, \tau)$  и кварков:  $(u, d')$ ,  $(c, s')$  из-за существования в такой модели так называемой треугольной аномалии<sup>77</sup>. Условие сокращения этой аномалии требует существования новых типов кварков и/или лептонов и/или правых токов. Требование отсутствия треугольной аномалии является первым чисто теоретическим аргументом, указывающим на возможность внутренней связи лептонов и кварков. Отметим, что этот аргумент не основан на феноменологической теории слабых взаимодействий, так как перенормируемость модели за счет треугольной аномалии скажется лишь в достаточно высоком (не наблюдаемом сегодня) порядке теории возмущений.

Плодотворность приведенного рассуждения, по-видимому, подтверждается экспериментом. Новые данные по рождению  $\mu^+\mu^-$ -пар в  $pp$ -рассеянии<sup>78</sup>, видимо, указывают на существование нового тяжелого кварка с массой  $\sim 5$  Гэв. С другой стороны, существующие эксперименты по рассеянию  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$  на адронах<sup>79</sup> свидетельствуют об отсутствии заметного вклада правых токов. Оба факта можно было бы интерпретировать как указание, что новый кварк входит с обычными кварками только в левые токи. Но это как раз обеспечивает возможность сокращения вклада  $\tau$  в треугольную аномалию, если новые кварки составляют левый дублет!

Время жизни  $\tau$  зависит, в частности, от соотношения между массами  $\tau$  и  $\nu_\tau$ . Если  $M_\tau > m_{\nu_\tau}$ , тогда доминируют распады  $\tau \rightarrow \nu_\tau + (\bar{\nu}_e e, \bar{\nu}_\mu \mu, q\bar{q})$  (здесь символ  $q$  соответствует легким кваркам  $u, d, s$ ). Именно этот вариант распада обсуждался в гл. 2. Если же  $M_\tau < m_{\nu_\tau}$ , то распад  $\tau^\pm$  возможен, если в слабый ток входит линейная комбинация  $\nu_\tau$  с  $\nu_e$  и/или  $\nu_\mu$ . (Подобным образом с помощью введения угла Кабиббо описываются распады странных частиц в стандартной теории). Тогда при малом угле смешивания время жизни  $\tau$  может оказаться заметно больше, чем дает расчет, приведенный в гл. 2 (см., например, <sup>80</sup>). Отметим, что при наличии смешивания

нейтральных лептонов сравнительно естественным образом появляются распад  $\mu \rightarrow e\gamma$  (см., например, <sup>41, 80-82</sup>), нейтринные осцилляции (см., например, <sup>82, 83</sup>) и т. д.

Подход, основанный на  $SU_L(2) \times U(1)$ , встречается с трудностями при попытке описания имеющейся сегодня совокупности экспериментальных данных по нейтральным токам. С одной стороны, оптические измерения вращения плоскости поляризации в висмуте <sup>84</sup>, возможно, указывают на отсутствие заметного нарушения четности в электронной вершине (т. е. отсутствие аксиала в электронном нейтральном токе), а с другой, — опыты по рассеянию  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  на адронах и электронах указывают на присутствие  $V$  и  $A$  токов в кварковой и лептонной вершинах <sup>85</sup>. Если все эти данные получают надежное подтверждение, то их совокупность потребует отвергнуть модель Вайнберга — Салама, основанную на группе  $SU_L(2) \times U(1)$ .

Попытки преодолеть эту трудность, по существу, сводятся сейчас к введению в исходную теорию слабых взаимодействий правых токов. Поскольку, как хорошо известно, в изученных сегодня распадах адронов и лептонов не обнаружено заметного вклада правых токов, то введение их в теорию требует существования тяжелых лептонов или еще каких-то кварков. Простейший вариант, когда левые и правые компоненты лептонов входят симметрично во взаимодействие, так называемые вектороподобные модели <sup>86</sup> приводит к нейтральным токам, сохраняющим четность, что, по-видимому, противоречит опыту <sup>85</sup>. Если несколько усложнить модель, например, перейти к симметрии  $SU_L(2) \times SU_R(2) \times U(1)$  (см., например, <sup>87</sup>), тогда введение добавочных промежуточных векторных мезонов и связанное с этим увеличение числа параметров позволяет «развязать» лептонную и кварковую вершины и, как результат, избежать противоречия между различными опытами. (Напомним, что нейтрино, доступные сегодня на опыте, являются практически левополяризованными; поэтому в нейтринных экспериментах не проявляется симметрия  $SU_R(2)$ , даже если она существует). В этой модели и других подобных ей недостаточно наличия  $\tau$ , требуется еще больше лептонов (кварков). В связи с этим, напомним, что предварительные экспериментальные указания на существование добавочных тяжелых лептонов уже появились <sup>88, 89</sup>.

Приведенные примеры показывают, что в настоящий момент существует серьезный прои́звол в построении моделей, и лишний раз демонстрируют недостаточность наших представлений о слабом взаимодействии. Не исключено, что сейчас мы находимся по отношению к слабому взаимодействию примерно в таком же положении, какое было в сильном взаимодействии перед обнаружением  $SU(3)$ -симметрии.

Авторы благодарны Г. Майеру и М. Перлу за регулярную информацию об экспериментальной ситуации, а также Дж. Бьёркену, Г. Майеру и Б. Л. Иоффе за полезные обсуждения.

## ДОПОЛНЕНИЕ

(октябрь 1977 г.)

С 25 по 31 августа 1977 г. в Гамбурге проходил Международный симпозиум по взаимодействию лептонов и фотонов при высоких энергиях, где были представлены разнообразные экспериментальные данные по аномальным событиям. Сводка этих данных (табл. II) иллюстрирует, насколько широким фронтом ведутся эти работы. Ниже мы кратко обсудим наиболее важные результаты новых измерений.

1.  $e, \mu$ -события, представленные на этой конференции группой DASP (см. табл. I), являются очень чистыми благодаря тому, что детектор DASP обеспечивает хорошее качество идентификации заряженных частиц и высокую эффективность регистрации фотонов.

Таблица II

Новые предварительные данные по аномальным  $e\mu$ -,  $\mu\chi$ - и  $e\chi$ -событиям

Тип аномальных событий	Детектор	Область значений $\sqrt{s}$ , Гэв	$\left. \begin{matrix} P_l \\ P_\mu \\ P_\chi \end{matrix} \right\} \text{ Гэв}$	Число аномальных событий	Примечание
$e\mu$	DASP	4,0—5,2	$\begin{matrix} > 0,15 \\ > 0,7 \end{matrix}$	11 (фон 0,7)	Высокая эффективность регистрации фотонов
	MARK-I (LGW)	3,760—3,784	$\begin{matrix} > 0,4 \\ > 0,65 \end{matrix}$	8 (фон 2,3)	
$\mu\chi$	DASP	4,0—5,2	$\begin{matrix} > 0,7 \\ > 0,1 \end{matrix}$	14 (фон 2)	Из сравнения $\mu\chi$ - и $e\chi$ -данных следует $B_\mu/B_e = 0,8 \pm 0,3$
	MPP	7,0	$\begin{matrix} - \\ > 1,15 \\ > 0,1 \end{matrix}$		
$e\chi$	MARK-I (LGW)	3,760—3,784	$\begin{matrix} > 0,4 \\ - \\ > 0,65 \end{matrix}$		
	DELCO	3,7—7,4	$\begin{matrix} \geq 0,1 \\ - \\ > 0,3 \end{matrix}$	$\approx 230$	Очень четкая идентификация электронов: $P_{h \rightarrow e} \sim 0,1\%$ . Обнаружено 73 события в $\psi''$ (3772)

2. Впервые представлены данные с нового детектора DELCO (см. табл. II). Он имеет большой телесный угол регистрации частиц и очень четко идентифицирует электроны ( $P_{h \rightarrow e} \leq 0,1\%$ ).

3. Согласно предварительным данным с детекторов MARK-I (LGW) и DELCO аномальные  $e\mu$  и  $e\chi$  события обнаружены вблизи порога рождения  $D\bar{D}$  в области нового резонанса  $\psi''$  (3772). Имеются аргументы (М. Перл) в пользу того, что  $D\bar{D}$  не могут быть ответственны за все эти события. Представленные данные согласуются с гипотезой  $\tau$  лептона. Если они подтверждаются, то масса  $\tau$  лежит в интервале  $1,8 \leq M \leq \leq 1,875 \text{ Гэв}$ .

4. Энергетическая зависимость выхода аномальных  $e^\pm$  в событиях с  $n_{ch} \geq 3$ , измеренная группой DELCO, обнаруживает весьма четкие корреляции в полном сечении  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ . В частности, явно проявляются пики при  $\sqrt{s} = 3,772 \text{ Гэв}$  и  $\sqrt{s} \sim 4,4 \text{ Гэв}$  и структура при  $\sqrt{s} \sim 4 \text{ Гэв}$ , а также сильный провал при  $\sqrt{s} \simeq 4,25 \text{ Гэв}$ , как и в полном сечении  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ . Этот факт надежно устанавливает, что такие события вызываются именно распадами очарованных адронов.

С другой стороны, в выходе  $e\mu$ - и  $e\chi$ -событий четкие указания на наличие подобных корреляций (в частности, в области  $\psi''$  (3772)) отсутствуют. Однако ситуация здесь существенно менее определенная, и для подтверждения гипотезы  $\tau$ -лептона заведомо необходимы дальнейшие измерения; в первую очередь в области  $\psi''$  (3772). Например, обнаружение аномальных событий ниже порога рождения  $D\bar{D}$ , т. е. при  $\sqrt{s} \leq \leq 3,7 \text{ Гэв}$ , позволило бы разделить вклады  $\tau$ -лептона и чарма. Обнаружение аномальных событий в пике  $\psi'$  (3684) дало бы возможность хорошо изучить многие свойства  $\tau$ .

5. При анализе событий типа  $e^+e^- \rightarrow l^\pm + \text{л}\bar{\text{л}}\text{л}^\pm + \text{«ничего»}$  ( $l = e, \mu$ ) (см. гл. 4) группа PLUTO получила указания в пользу того, что обнаружен каскад  $\tau^\mp \rightarrow \rightarrow A_1^\mp \nu_\tau (\bar{\nu}_\tau) \rightarrow \rightarrow \rho^0 \pi^\mp \nu_\tau (\bar{\nu}_\tau)$  (табл. III). В случае  $l = e$  предварительные данные по распаду  $\tau \rightarrow A_1 + \nu_\tau$  получены и на детекторе MARK-I (см. табл. III). Группа DASP

Т а б л и ц а III

Данные по распадам  $\tau^\pm$ -лептона  
(предполагается стандартная гипотеза  $M_\tau \approx 1,9 \text{ Гэв}$ ,  $m_{\nu_\tau} = 0$ ,  
 $V - A$ -структура тока)

Канал распада	$B$ , %	Детектор	Примечание
$e^\pm \nu_\tau \nu_e, \mu^\pm \nu_\tau \nu_\mu$	$18,6 \pm 1,0 (\pm 2,8)^*$	MARK-I	$e\mu$ -события, предположено $B_e = B_\mu$
	$17,5 \pm 2,7 (\pm 3,0)$		$\mu\chi$ -события, предполагается $B_\chi = 0,85$
	$22,4 \pm 3,2 (\pm 4,4)$	MARK-I (LGW)	$e\mu$ -события, предположено $B_e = B_\mu$
	$14 \pm 3,4$	PLUTO	Сопоставляются $\mu\chi$ -события и многотрековые события с аномальными мюонами
	$16 \pm 6$		Из сравнения $\mu\chi$ - и $e\mu$ -событий
	$20 \pm 3$	DASP	$e\mu$ -события
	15	DELCO	$e\chi$ -события
$\pi^\pm \nu_\tau$	$2 \pm 2,5$	DASP	При $B_e = 20\%$ (90%-ур. дост.)
$K^\pm \nu_\tau$	$< 1,6$	DASP	
$\rho^\pm \nu_\tau$	$24 \pm 9$	DASP	
$A_1^\pm \nu_\tau$	$11 \pm 4 (\pm 3)$	PLUTO	При $B_e = 16\%$
	$\sim 16$	MARK-I	
$\chi^\pm + \text{нейтралы}$	$70 \pm 10$	PLUTO	
$h^\pm + \text{нейтралы}$	$45 \pm 19$	MARK-I (LGW)	
3 заряженные частицы	$< 1$	PLUTO	95%-ур. дост.
3 лептона	$< 1$	PLUTO	95% » »
	$< 0,6$	MARK-I	90% » »
$(e + \gamma's) + (\mu + \gamma's)$	$< 12$	PLUTO	90% » »
$e\gamma$ $\mu\gamma$	$< 2,6$	MARK-I (LGW)	90% » »
	$< 1,3$		

\*) В скобках приводится значение систематической ошибки.



обнаружила указания на распад  $\tau \rightarrow \nu_\tau + \rho$  при измерении событий  $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm + 2\gamma + \chi^\mp + \text{«ничего»}$ . Наблюдаемые значения парциальных ширин распадов  $\tau \rightarrow \nu_\tau A_1$  и  $\tau \rightarrow \nu_\tau \rho$  (см. табл. III) хорошо согласуются с теоретическими ожиданиями для  $\tau$ -лептона (ср. гл. 2, п. г)).

6. Группе DASP при анализе событий типа  $e^+e^- \rightarrow e^\pm \pi^\mp + \text{«ничего»}$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm \chi^\mp + \text{«ничего»}$  не удалось обнаружить распад  $\tau \rightarrow \nu_\tau$ . Наблюдаемое число событий отвечает 2—3 стандартным отклонениям от теоретических ожиданий. Если бы этот факт подтвердился, то он явился бы серьезным возражением против нормальной лептонной природы  $\tau$ . (В рамках существующих предположений о слабом взаимодействии распады  $\tau \rightarrow \nu_\tau A_1$ ,  $\nu_\tau \rho$  определяются матричным элементом одного и того же аксиального адронного тока. Поэтому наблюдение распада  $\tau \rightarrow A_1 \nu_\tau$  при отсутствии распада  $\tau \rightarrow \nu_\tau$  означало бы участие в процессе каких-то иных взаимодействий, кроме обычного слабого и сильного). Отметим, однако, что данные группы PLUTO по  $\mu$ -событиям (имеющие пока малую статистику) согласуются с ожиданием для распада  $\tau \rightarrow \nu_\tau$ .

7. Группа PLUTO установила верхнюю границу для времени жизни  $\tau$ -лептона  $T_\tau \leq 10^{-11}$  сек (95%-ур. дост.)

8. В табл. III приведена сводка существующих значений относительных вероятностей различных распадов  $\tau$ , включая предварительные результаты, доложенные на Гамбургском симпозиуме (ср. табл. I на с. 467).

В ближайшее время следует ожидать появления новых данных как с детекторов DASP, PLUTO, DELCO, так и с детектора нового поколения MARK-II, который заменил MARK-I с ноября 1977 г.

Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б. П. Константинова АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, УФН 117 227 (1975).
2. R. Schwitters, в кн. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, т. II, Дубна, ОИЯИ, 1977, с. В34.
3. B. H. Wiik, *ibid.*, с. N75.
4. Proceedings of Summer Institute of Particle Physics, SLAC Report No. 198, 1976.
5. Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, Физика элементарных частиц, Л., ЛИЯФ АН СССР, 1977, с. 72; лекция на 5-й школе физики ИТЭФ, 1977.
6. M. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975).
7. M. L. Perl et al., Phys. Lett. B63, 466 (1976).
8. G. J. Feldman et al., Phys. Rev. Lett. 38, 117 (1977).
9. M. L. Perl, Preprint SLAC-PUB-1923, April 1977.
10. J. Burmester, et al., Phys. Lett. B68, 297 (1977).
11. J. Burmester et al., *ibid.*, p. 301.
12. G. Flügge, Preprint DESY 77/35, June 1977.
13. A. Barbaro-Galtheri et al. Preprint SLAC-PUB-1976, July 1977.
14. B. T. Feld, Ann. Phys. (N.Y.) 7, 323 (1959).
15. Я. Б. Зельдович, УФН 78, 549 (1961).
16. Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., Физматгиз, 1963.
17. М. А. Марков, Нейтрино, М., «Наука», 1964.
18. Э. М. Липманов, Изв. вузов, сер. «Физика», № 3, 140 (1961); ЖЭТФ 43, 893 (1962).
19. N. Cabibbo, R. Gatto, Phys. Rev. 124, 1577 (1961).
20. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
21. A. Salam, in: Elementary Particle Theory, Stockholm, Almquist and Wiksell, 1969.
22. H. Georgi, S. Glashow, Phys. Rev. Lett. 28, 1495 (1972).
23. J. Bjorken, C. H. Llewellyn Smith, Phys. Rev. D7, 887 (1973).
24. С. Герштейн, Л. Г. Ландсберг, В. Н. Фоломешкин, в кн. Труды семинара по  $\mu - e$ -проблеме, М., «Наука», 1974, с. 432.
25. M. L. Perl, *ibid.*, с. 337.
26. M. L. Perl, P. A. Rapidis, Preprint SLAC-PUB-1496 (1974).
27. Particle Data Group, Phys. Lett. B68, 1 (1977).
28. Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 47, 1777 (1964).
29. С. С. Герштейн, Л. Г. Ландсберг, В. Н. Фоломешкин, ЯФ 15, 345 (1972).
30. C. H. Llewellyn-Smith, Proc. Roy. Soc. (будет опубликовано).

27. С. С. Герштейн, В. Н. Фоломешкин, ЯФ 8, 768 (1968).
28. H. B. Thacker, J. J. Sakurai, Phys. Lett. B36, 103 (1971).  
Y. S. Tsai, Phys. Rev. D4, 2821 (1971).
29. B. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 32, 1387 (1974).
30. В. В. Лаппи, В. Н. Фоломешкин, Препринт ИФВЭ 75-66, Серпухов, 1975.  
C. Albright, Preprint FERMILAB-PUB-75/91-THY (1975).
31. M. L. Perl, in: Proc. of the Intern. Neutrino Conference, Aachen, 1976, p. 147.
32. Э. М. Липманов, ЖЭТФ 46, 1917 (1964).
33. K. Fujikawa, N. Kawamoto, Phys. Rev. D14, 59 (1976).
34. Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, ЖЭТФ 72, 63 (1977).
35. А. В. Берков, Е. Д. Жижин, Ю. П. Никитин, В. А. Хозе, ЖЭТФ 73, 1644 (1977).
36. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ 4, 174 (1966).  
R. Cowsik, J. McClelland, Phys. Rev. Lett. 29, 669 (1972).  
G. Marx, A. S. Szalay, in: Proc. of the Neutrino 1972 Conference, v. 1, p. 191.  
B. Lee, S. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 39, 165 (1977).
37. G. Steigman, D. N. Schrumm, J. E. Gunn, Phys. Lett. B66, 202 (1977).
38. M. Roos, Nucl. Phys. B77, 420 (1974).
39. T. Das, V. S. Mathur, S. Okubo, Phys. Rev. Lett. 18, 761; 19, 470 (1967).
40. S. Weinberg, ibid. 18, 507.
41. T. F. Cheng, L. F. Li, ibid. 38, 381 (1977).
42. S. T. Petkov, Preprint E2-10176, Dubna, 1976.
43. K. Fujikawa, Preprint DESY 76/04 (1976).
44. H. Fritzsch, P. Minkowski, Preprint CALT-68-538 (1976).
45. K. Fujikawa, N. Kawamoto, Phys. Rev. Lett. 35, 1560 (1975); Phys. Rev. D13, 2534 (1976).
46. So-Yong Pi, A. I. Sanda, Phys. Rev. Lett. 36, 1 (1976).
47. So Yong Park, A. Yildiz, Phys. Rev. D14, 2941 (1976).
48. А. В. Берков, Е. Д. Жижин, Ю. П. Никитин, Письма ЖЭТФ 23, 408 (1976).
49. Я. И. Азимов, А. В. Берков, Е. Д. Жижин, Ю. П. Никитин, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, ЯФ 25, 630 (1977).
50. So-Yong Pi, A. I. Sanda, Ann. Phys. (N.Y.) (будет опубликовано).  
R. Budny, A. McDonald, Phys. Rev. D15, 81 (1977).
51. A. Pais, S. B. Treiman, ibid. D14, 293 (1976).
52. K. J. F. Gaemers, Risto Raitio, ibid., p. 1261.
53. V. Alles Borelli et al., Lett. Nuovo Cimento 4, 1156 (1970).  
M. Bernardini et al., Nuovo Cimento A17, 383 (1973).
54. J. Feller et al., Paper 963 presented to the 17th Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974.
55. B. Richter, Plenary Session Report at the 17th Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974. Preprint SLAC-PUB-1478 (1974).
56. M. L. Perl, Bull. Amer. Phys. Soc. 19, 542 (1973).
57. M. L. Perl, in: Proc. of the Canadian Institute of Particle Physics Summer School, McGill Univ., Montreal, 1975 (то же: SLAC-PUB-1592); in: Proceedings of the Summer Institute on Particle Physics (SLAC, Stanford, Calif., 1975), p. 333 (то же: SLAC-PUB-1664).  
G. J. Feldman, Rapporteur Talk at the Intern. Conference on High Energy Physics, Palermo, Italy, 23-28 June 1975.
58. G. J. Feldman, M. L. Perl, Phys. Rept. C19, 234 (1975).
59. U. Timm, Preprint DESY 77/35, June 1977.
60. M. L. Perl, Talk presented at the Intern. Conference on Production of Particles with New Quantum Numbers, Univ. of Wisconsin, Madison, 1976, (то же: SLAC-PUB-1748).
61. G. J. Feldman, in: Proc. of Summer Institute on Particle Physics, Stanford Univ., 2-13 Aug. 1976, SLAC Report No. 198, p. 127 (то же: SLAC-PUB-1852).
62. G. J. Feldman, in: Proc. of the 1975 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, SLAC, 1975, p. 39.
63. H. Meyer, Invited Talk given at Orbis Scientiae, Univ. of Miami, Coral Gables, Jan. 16-21, 1977 (то же: DESY 77/19, March 1977).
64. M. Cavalli-Sforza et al., Phys. Rev. Lett. 36, 588 (1976).
65. G. Snow, ibid., p. 766.
66. Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, Письма ЖЭТФ 24, 111 (1976).
67. R. Brandelik et al., Preprint DESY 77/36, June 1977.
68. F. B. Heile, M. Perl, et al., Nucl. Phys. (будет опубликовано).
69. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. B63, 471 (1976).

70. D. Cords, G. Weber, DESY 77/24, March 1977.
71. Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, Препринт ЛИЯФ АН СССР № 222, Ленинград, 1976.
72. G. J. Feldman, цит. в <sup>61</sup> сборник, p. 84 (то же: SLAC-PUB-1854).
73. J. Burmester et al., Phys. Lett. **B66**, 395 (1977).
74. R. Brandelik et al., ibid. **B67**, p. 363.
75. J. Burmester et al., ibid., p. 367.
76. Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе, в кн. Материалы XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, т. II, Тбилиси, 1976, с. N72.
77. J. S. Bell, R. Jackiw, Nuovo Cimento **51**, 47 (1969);  
S. L. Adler, Phys. Rev. **177**, 2226 (1969).
78. S. W. Herb et al., Preprint FERMILAB-PUB-77/58, July 1977.
79. R. Turlay, доклад на Международной конференции «Нейтрино-77», Эльбрус, 1977.
80. B. W. Lee, S. Pakvasa, R. E. Shrock, H. Sugawara, Fermilab-PUB-77/20-THY, February 1977.
81. J. D. Bjorken, S. Weinberg, SLAC-PUB-1868, Jan. 1977.
82. S. M. Bilenky, S. T. Petkov, B. Pontecorvo, JINR Preprint E2-10374, Dubna, 1977.
83. Б. М. Понтекоров, ЖЭТФ **53**, 1717 (1967).  
V. N. Gribov, B. M. Pontecorvo, Phys. Lett. **B28**, 493 (1969).
84. P. E. Baird, M. W. S. M. Brimicombe, G. J. Roberts et al., Nature **264**, 528 (1976).  
M. W. S. M. Brimicombe, C. F. Loving, P. G. H. Sanders, J. Phys. **B1**, 237 (1976).
85. A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. **37**, 1039 (1976).  
B. C. Barish, Caltech Preprint Calt-68-544 (1976).  
D. Cline et al., Phys. Rev. Lett. **37**, 252, 648 (1976).  
H. Faissner, доклад на Международной конференции «Нейтрино-77», Эльбрус, 1977.
- W. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **37**, 186 (1976).
86. A. De Rujula, H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. **D12**, 3589 (1975).  
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, P. Minkowski, Phys. Lett. **B59**, 256 (1975).  
E. Galowich, B. R. Holstein, Phys. Rev. Lett. **35**, 831 (1975).
87. A. De Rujula, H. Georgi, S. L. Glashow, Preprint HUTP-77/A002.
88. Д. Баранов и др., Препринт ИФВЭ 77-30, Серпухов, 1977.
89. A. Benvenuti, D. Cline, P. Cooper et al., Phys. Rev. Lett. **38**, 1110, 1183 (1977).