

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12.01

СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС τ -ЛЕПТОНА

Я. И. Азимов, В. А. Хозе

СОДЕРЖАНИЕ

1. Общие свойства	379
а) Массы τ и ν_τ (379). б) Спины τ и ν_τ (380). в) Структура электромагнитной вершины (380). г) Структура слабой вершины (380). д) Время жизни (381).	
2. Распады τ^\pm	381
3. Другие лептоны и природа τ, ν_τ	382
4. Дальнейшие перспективы	384
Цитированная литература	385

Первые экспериментальные указания на τ -лептон появились в 1975 г.¹, а вполне твердо его существование было установлено лишь к началу 1978 г., после обнаружения аномальных событий в пике ψ' ². Тем не менее сейчас многие свойства τ^\pm уже хорошо изучены. Такой быстрый прогресс достигнут благодаря интенсивной работе десятка экспериментальных групп на установках со встречными e^+e^- пучками СПИР (Стэнфорд), ДОРИС и ПЕТРА (Гамбург). Современные сведения о τ -лептоне основаны на статистике, которая соответствует рождению десятков тысяч пар $\tau^+\tau^-$.

Интерес к τ -лептону, как и к другим лептонам, усиливается сейчас еще и потому, что теперь стало общепризнанным существование кварков. В теории Глэшоу — Вайнберга — Салама и, тем более, в моделях «великого объединения» сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий кварки и лептоны являются объектами одного и того же уровня микромира, и многие их свойства должны быть взаимосвязаны.

Здесь мы дадим краткое описание новых результатов по τ -лептону и перспектив его дальнейшего исследования. Многие теоретические процессы, связанные с τ^\pm , и его статус к концу 1977 г. были изложены в обзоре³ (см. также⁴). Современным данным посвящены обзорные доклады^{5,6}.

1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА

а) Массы τ и ν_τ

Энергетическая зависимость выхода событий, порожденных реакцией

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-, \quad (1)$$

дает сегодня наиболее точное значение массы⁷

$$M_\tau = 1782^{+8}_{-4} \text{ МэВ}. \quad (2)$$

Сведения о массе связанного с τ^\pm нейтрино ν_τ получаются из спектров вторичных частиц. Спектры электронов от распада τ^\pm дают ⁸

$$M_{\nu_\tau} < 250 \text{ МэВ.} \quad (3)$$

Если ν_τ стабильно, то из космологических соображений следует гораздо более жесткое ограничение (см., например, ⁹):

$$M_{\nu_\tau} \ll 30 \text{ эВ.}$$

б) Спины τ и ν_τ

Из той же энергетической зависимости реакции (1), измеренной сейчас в широком интервале энергий от порога до $\sqrt{s} \equiv 2E_{\text{пучка}} = 32 \text{ ГэВ}$, следует ⁷, что спин τ -лептона равен

$$S_\tau = 1/2. \quad (4)$$

Добавочная проверка значения S_τ и определение S_{ν_τ} получается из сравнения ширины распадов $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$. Экспериментальное значение ⁶

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) / \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = 0,52 \pm 0,07; \quad (5)$$

хорошо согласуется с теоретически ожидаемым 0,6 для $S_\tau = S_{\nu_\tau} = 1/2$. Возможность, что один из этих спинов (или оба) равен 3/2, полностью отвергается.

в) Структура электромагнитной вершины

Если считать, что для τ -лептона вершина отличается от точечной фактором

$$F_\tau(q^2) = 1 \mp q^2 / (q^2 - \Lambda_\pm^2), \quad (6)$$

то из поведения сечения реакции (1) вплоть до $\sqrt{s} = 32 \text{ ГэВ}$ следует ¹⁰

$$\Lambda_+ > 67 \text{ ГэВ} \quad \Lambda_- > 74 \text{ ГэВ.} \quad (6a)$$

Таким образом, для τ -лептона квантовая электродинамика проверена, по крайней мере, до расстояний $\sim 10^{-16} \text{ см}$. До этих же расстояний в электромагнитных взаимодействиях проверена и $e - \mu - \tau$ универсальность.

г) Структура слабой вершины

Наблюдаемый на опыте ⁸ спектр электронов от распада $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ хорошо согласуется с $V - A$ структурой вершины τ, ν_τ и отвергает $V + A$ вариант. Измеренное значение параметра Мишеля равно

$$\rho_{\text{exp}} = 0,72 \pm 0,15. \quad (7)$$

Теоретически $\rho_{V-A} = 0,75$, а $\rho_{V+A} = 0$. Варианты V или A с $\rho_{V,A} = 0,375$ маловероятны. Предпочтительность $V - A$ варианта подтверждается измерениями величины $\langle E_e / E_{\text{пучка}} \rangle$ ⁸. В предположении $V - A$ варианта из этого же спектра получается ограничение (3) на M_{ν_τ} .

д) В р е м я ж и з н и

Стандартный расчет (см., например, ³) при измеренном значении $M\tau$ дает теоретическое время жизни

$$T_\tau \approx 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ с.} \quad (8)$$

Из ограничений на распадную длину τ -лептона при энергиях СПИР и ДОРИС удалось получить ⁸

$$T_\tau < 23 \cdot 10^{-13} \text{ с.} \quad (9)$$

Измерения на установке ПЕТРА при $\sqrt{s} = 30 \text{ ГэВ}$ дают ¹⁰

$$T_\tau < 14 \cdot 10^{-13} \text{ с.} \quad (9a)$$

Если ввести константу $g_{\tau\nu_\tau}$ для связи $\tau_\tau W$, то ограничение (9a) можно выразить в виде

$$g_{\tau\nu_\tau}^2 > 0,2g^2, \quad (10)$$

где g — обычная константа связи W с $e\nu_e$ или $\mu\nu_\mu$.

С ростом начальной энергии в реакции (1) распадная длина τ^\pm увеличивается. Можно надеяться, что в области энергий установки ПЕТРА и запускаемой в Стэнфорде установки ПЕП пробег τ окажется достаточным даже для измерения T_τ на уровне ожидания (8).

2. РАСПАДЫ τ^\pm

Как известно, основные распады тяжелого лептона можно довольно надежно рассчитать (см., например, ³). Все они, а также некоторые более редкие распады, сейчас уже изучены экспериментально. Большинство из них измерялось даже несколькими группами.

Т а б л и ц а

Относительные вероятности распада в τ

Канал распада	Экспериментальное значение, %	Теоретическое ожидание, %
$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$17,5 \pm 1,1$	18,5
$\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$18,5 \pm 1,2$	18
$\pi^-\nu_\tau$	$9,4 \pm 1,1$	11
$K^-\nu_\tau$	$< 1,6$	0,7
$\rho^-\nu_\tau$	$20,9 \pm 3,7$	24
$K^{*-}\nu_\tau$	$1,26 \pm 0,49$	1,3
$A_1^-\nu_\tau$	$10,8 \pm 3,4$	9
$\pi^-\pi^+\nu_\tau$ (без $\rho^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$)	$< 1,4$	
$\pi^-\rho^0\nu_\tau$ ($J^P(\pi^-\rho^0) = 1^-, 0^-$)	$< 1,6$	
$\nu_\tau + (\geq 3 \text{ заряженные частицы}) + (\geq 0 \pi^0)$	28 ± 6	17

Современные результаты, усредняющие данные разных групп, приведены в таблице (см. ^{5,6,11-13}). В ней же даны теоретические ожидания на основе расчетов работы ³ при $M_\tau = 1,78 \text{ ГэВ}$ и $\gamma_\rho^2/4\pi = 2,3$ (константа γ_ρ определяет связь ρ -мезона с фотоном). Они соответствуют стандартному набору предположений: универсальность слабых взаимодействий, новое

лептонное квантовое число для τ и ν_τ , сохранение векторного тока, киральная симметрия и т. д. *). Очевидно, эксперимент хорошо согласуется с теорией.

Сделаем несколько более детальных замечаний о распадах τ .

1) Наблюдаемая относительная вероятность $\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau$ близка к наивной оценке $\sim 1/5$, которая получается в предположении равновероятности двух лептонных и трех кварковых распадов $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \bar{d} \nu_\tau$ (с учетом трех цветовых состояний кварков). Учет взаимодействия кварков с помощью квантово-хромодинамических поправок порядка α_s/l усиливает кварковые распады, понижая относительную вероятность лептонных каналов¹⁵.

2) Соотношение распадов на e^- и μ^- согласуется с $e - \mu$ -универсальностью слабых взаимодействий, из которой следует

$$B(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) / B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = 0,97. \quad (11)$$

3) Соотношение распадов $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ рассчитывается наиболее надежно; оно требует лишь предположения об универсальности слабых взаимодействий и знания вероятностей распадов $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Поэтому хорошее согласие среднего мирового значения $B(\tau \rightarrow l \nu_\tau)$ с теорией демонстрирует правильность общих представлений о новых лептонах τ и ν_τ , в частности, об их спинах (см. раздел 1). Ограничение на вероятность распада $\tau \rightarrow K \nu_\tau$, найденное группой ДАСП¹², тоже не противоречит ожидаемому значению.

4) Распад $\tau^- \rightarrow \nu_\tau (3\pi)^-$ дает недоступную прежде информацию о слабом аксиальном токе адронов. В частности, изучение канала $\tau^- \rightarrow \nu_\tau (\pi\rho)^-$ позволяет решить старую проблему резонанса A_1 с $J^{PG} = 1^{+-}$, существование которого не удалось пока вполне надежно установить в чисто адронных процессах.

Результаты группы ПЛУТО¹¹ показывают, что конечное состояние $\pi^-\pi^-\pi^+$ возникает в основном от каскада $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-\rho^0$, $\rho^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$. При этом система $\pi^-\rho^0$ находится преимущественно в S -состоянии, т. е. $J^{PG} = 1^{+-}$. Спектр масс системы $\pi\rho$ свидетельствует в пользу резонанса с массой $M \sim 1$ ГэВ и шириной $\Gamma \sim 0,4 \div 0,5$ ГэВ. Это согласуется со значениями, принимаемыми обычно для A_1 ¹⁶. Ожидается, что вопрос о существовании резонанса A_1 удастся полностью решить в ближайшем будущем.

5) Распад $\tau \rightarrow K^* \nu_\tau$ наблюдался лишь группой МАРК-II¹³. Отношение его вероятности к вероятности распада $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$ согласуется со значением $\sim \text{tg}^2 \theta_c \approx 0,03$, ожидаемым в обычной кабиббовской схеме.

6) Не удалось обнаружить какие-либо экзотические распады τ , т. е. отсутствующие в стандартной модели. В качестве примеров можно назвать распады $\tau^- \rightarrow e^- (\mu^-) \gamma$, $e^- e^- e^+$ и др. По существующим данным вероятности указанных распадов не превышают 1–2%. Более полную сводку экспериментальных ограничений на экзотические распады см. в обзоре⁹.

3. ДРУГИЕ ЛЕПТОНЫ И ПРИРОДА τ , ν_τ

Перечислим ряд результатов, связанных с природой новых лептонов.

1) Новое нейтрино ν_τ не может совпадать с одним из «старых» антинейтрино $\bar{\nu}_e$ или $\bar{\nu}_\mu$. В противном случае вероятности распадов $\tau^- \rightarrow$

*) Ссылки на более ранние расчеты см. в³. Новые расчеты¹⁴ согласуются с приведенными в таблице. Расхождение результатов разных расчетов демонстрирует степень теоретической неопределенности.

$\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ различались бы вдвое, а вершина $\tau \nu_\tau$ имела бы $V + A$ структуру. И то, и другое противоречит эксперименту (см. гл. 1, 2).

2) τ -лептон не образуется при взаимодействии пучка ν_μ с веществом. Если ввести константу $g_{\tau\nu_\mu}$ для вершины $\tau \nu_\mu W$, то ¹⁷

$$g_{\tau\nu_\mu}^2 < 0,025g^2. \quad (12)$$

Сравнение (12) с (10) показывает, что ν_τ не может совпадать и с ν_μ .

3) Сопоставление ограничений (10) и (12) с результатами проверки $e - \mu$ универсальности в распаде π -мезона исключает модели, в которых $M_{\nu_\tau} > M_\tau$, а распад τ идет за счет примеси ν_τ и ν_μ к ν_τ (см., например, ⁵). Такой же вывод получается, если вместо (12) использовать универсальность G_F в μ -распаде и в β -распадах адронов.

4) В принципе не исключена пока возможность, что ν_τ тождественно ν_e . (Малая вероятность распада $\tau \rightarrow e \nu$ не противоречит этому; см. обсуждение в ³.) Надежно устранить ее можно было бы с помощью экспериментов на пучках ν_e . Но есть и другой путь, использующий образование ν_τ в адронных столкновениях (например, за счет рождения тяжелых кварков и появления пары $\tau \nu_\tau$ в их слабых распадах). Нейтринные события, вызванные такими ν_τ , имеют характерные особенности, которые позволяют отличить их от обычных событий, порожденных ν_μ или ν_e ¹⁸. Недавно группа ЧАРМ, работающая в ЦЕРНе, представила предварительные результаты ¹⁹ эксперимента по наблюдению прямых нейтрино при поглощении протонного пучка мишенью (так называемый beam-dump-эксперимент). В них, возможно, уже содержится указание на проявление ν_τ . Подтверждение этого результата было бы наглядным доказательством, что τ -лептон имеет новое лептонное число.

5) Поиски еще более тяжелого заряженного лептона τ' пока не дали положительных результатов. При стандартных предположениях о его распадах из опытов на установке ДОРИС следует ограничение ⁵

$$M_{\tau'} > 4,3 \text{ ГэВ}. \quad (13)$$

Измерения на установке ПЕТРА до энергий $\sqrt{s} \sim 30 \text{ ГэВ}$ ¹⁰ делают маловероятным существование новых лептонов с массами вплоть до

$$M_\tau \sim 14 \text{ ГэВ}. \quad (13a)$$

6) Проводятся поиски и нейтральных тяжелых лептонов N_0 . Например, обсуждалась возможность распада $\tau^- \rightarrow \nu_\tau N_0 e^-$ с последующим распадом N_0 на три лептона ²⁰ или на $l^\pm \pi^\mp$ ^{20,21}. В обоих случаях сравнение с данными исключает область масс $M_N \lesssim 1,2 \text{ ГэВ}$. Поиски нейтральных лептонов ведутся и в других процессах, например, в нейтринных реакциях (см., например, ²²).

7) Резюмируя все данные, можно сказать, что τ^\pm , скорее всего, имеет новое лептонное квантовое число, а в остальном аналогичен электрону и мюону. Естественно возникает вопрос, сколько же всего типов лептонов имеется в природе. Четкого ответа на него теория пока не дает, но некоторые соображения уже есть. Так, современные космологические представления допускают не более 4—6 типов стабильных нейтрино (см., например, ⁹), из которых три уже известны. В рамках теории Глэшоу — Вайнберга — Салама и ее простейших обобщений таким же должно быть число заряженных лептонов, а также число дублетов кварков. Равенство числа лептонов и кварков в этих вариантах теории необходимо для сокращения так называемой треугольной аномалии ²³. Поэтому для физики лептонов интересны также независимые соображения, ограничивающие допустимое число кварков. Одно из них вытекает из условия осуществления асимпто-

тической свободы сильных взаимодействий (см. обзоры ²⁴). Оно требует, чтобы число кварковых дублетов не превышало восьми. Все такие рассуждения показывают, что число различных лептонов (и кварков) в природе, вероятно, невелико.

4. ДАЛЬНЕЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ

Как видно из предыдущего, τ -лептон по степени изученности уже близок к «старым» лептонам. Однако остается еще много интересных вопросов, требующих более детального исследования. Перечислим некоторые из них.

1) Необходимо измерить время жизни T_τ . Оно могло бы оказаться как больше, так и меньше стандартного значения (8). Первая из этих возможностей осуществляется, например, если на распад влияет смешивание лептонов. Если же ν_τ и τ^- не образуют спинорного представления в теории Глэшоу — Вайнберга — Салама, а вместе с каким-то двухзарядным лептоном входят в векторное представление $(\nu_\tau, \tau^-, L^{--})$ ²⁵, то T_τ вдвое меньше стандартного.

2) Следует уточнить такие свойства, как массы τ и ν_τ , структуру слабой вершины, электромагнитную вершину (в частности, аномальный магнитный момент) и т. д. Все эти задачи можно решить с помощью характерных особенностей спектров вторичных частиц (см., например, ²⁶).

3) Нужны более точные измерения вероятностей обычных и экзотических распадов. Например, интересно сравнить распады $\tau \rightarrow K\nu_\tau$ и $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$. В стандартной модели их ширины рассчитываются с высокой надежностью. Если же слабые взаимодействия идут не только через обмен «обычными» W^\pm -бозонами, но и хиггсовскими бозонами H^\pm , то распад на $K\nu_\tau$ усиливается больше, чем на $\rho\nu_\tau$ ²⁷. Аналогично (и, вообще говоря, по-другому) мог бы усиливаться распад $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ по сравнению с $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$. Во всех ранее изученных процессах хиггсовский обмен мог бы не проявиться из-за малой массы «старых» лептонов и кварков.

Поиски экзотических распадов τ способствовали бы прояснению проблемы связей между лептонами разных «поколений» (лептонные квантовые числа, смешивание лептонов и т. д.).

4) Было бы интересно обнаружить проявления нейтрального слабого тока в реакции (1).

5) В адронных распадах τ можно разделить вклады векторного и аксиального адронных токов. Так, первый порождает четное, а второй — нечетное число ρ -мезонов. Изучение векторного тока даст возможность гораздо детальнее, чем раньше, проверить гипотезу сохраняющегося векторного тока. Вклад аксиального тока содержит совершенно новые сведения об адронах, прежде недоступные для прямого экспериментального изучения. Одной из первоначальных задач здесь является тщательное исследование A_1 -мезона.

Изучение вкладов обоих токов интересно и для проверки влияния квантовой хромодинамики на кварковые распады τ . Например, достаточно точные измерения, в частности, определение $B(\tau \rightarrow l\nu_l^*\nu_\tau)$ с процентной точностью, видимо, позволяют выделить так называемые степенные поправки, связанные со структурой вакуума в квантовой хромодинамике ²⁸.

6) Изучая двухфотонное рождение пар $\tau^+\tau^-$ в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, можно проверить, нет ли в пропагаторе τ -лептона отклонений от нормальной дираковской формы.

7) Стандартной задачей остаются поиски новых тяжелых лептонов. В случае заряженных лептонов L^\pm можно, как это делалось ранее для τ^\pm , искать аномальные $e\mu$ -события в e^+e^- аннигиляции ($\sim 3,5\%$ от всех собы-

тий $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ в широком интервале масс M_{L^\pm}), а также события вида

$$e^+e^- \rightarrow l^\pm + \text{струи адронов}$$

($\sim 40\%$ всех событий). Для поисков нейтральных лептонов удобно использовать хорошо наблюдаемые распады, например, $N_0 \rightarrow l^\pm \pi^\mp$. Возможно, что существенный прогресс в поисках новых лептонов, как заряженных, так и нейтральных, произойдет, когда станут реальностью опыты в пике Z -бозона.

8) Большой интерес вызывают новые источники τ -лептонов. Одним из них мог бы быть распад хиггсовских бозонов. Например, если существует заряженный бозон H^\pm , то в широком интервале масс M_{H^\pm} очень вероятным ($\sim 30-50\%$) является распад $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$. Распад нейтрального бозона $H^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ тоже должен быть значительным.

Было бы очень интересно найти τ -лептоны в распадах новых тяжелых адронов. Например, распады $F^+ (c\bar{s}) \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ и $B_c^- (b\bar{c}) \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ могут быть не малы по сравнению с другими распадами этих мезонов и оказаться вполне заметными. Их ширины определяются константами f_F и f_B , аналогичными хорошо известной константе f_π , входящей в амплитуду распада $\pi \rightarrow \mu\nu$. Измерение f_F и f_B и сравнение их с f_π и f_K даст новые сведения о кварковой структуре мезонов. Из оценки f_F , описанной в ³, следует, что $B (F \rightarrow \tau\nu_\tau) \approx 3\%$,⁴ в согласии с ¹⁸. Аналогичная оценка для f_B дает $B (B_c \rightarrow \tau\nu_\tau) \approx 6\%$. В литературе есть и другие оценки, приводящие к еще большим вероятностям распадов тяжелых адронов на $\tau\nu_\tau$ (например, ²⁹). Возможно, что именно такие распады являются источником прямых ν_τ (см. гл. 3). Распад $F^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ интересен еще и тем, что благодаря малому энерговыделению может дать хорошее ограничение на массу ν_τ .

Авторы благодарны А. Д. Долгову, А. Н. Розанову, В. Д. Хованскому и М. А. Шифману за полезные обсуждения.

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

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P e r i M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1489; Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 63, p. 466.
2. B r a n d e l i k R. et al.— Ibid., 1978, v. 73, p. 109.
3. А з и м о в Я. И., Ф р а н к ф у р т Л. Л., Х о з е В. А.— УФН, 1978, т. 124, с. 459.
4. П е р л М.— УФН, 1979, т. 129, с. 671.
5. F l ü g g e G., Invited talk at the EPS Conference on High Energy Physics.— Geneva, 1979; Preprint DESY 79/37 — July 1979.
6. K i r k b y J. Invited talk at the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Batavia, 1979; Preprint SLAC-PUB-2419. October 1979.
7. B a c i n o W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 13.
8. B a c i n o W. et al.— Ibid., 1979, v. 42, p. 749.
9. Д о л г о в А. Д., З е л ь д о в и ч Я. Б.— УФН, 1980, т. 130, с. 559.
10. B r a n d e l i k R. et al.— Preprint DESY 80/12 — February 1980.
11. W a g n e r W. et al.— Preprint DESY 79/66.— December 1979.
12. Y a m a d a S. Invited talk at the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Hamburg, 1977.
13. D o r f a n Y.— Preprint SLAC-PUB-2429. November 1979.
14. G i l m a n F., M i l l e r D.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 1846.
G i l m a n F.— Preprint SLAC-PUB-2226.— 1978.
K a w a m o t o N., S a n d a A. I.— Preprint DESY 78/14.— 1978.
15. L a m C. S., Y a n T. M.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 703.
16. Particle Data Group.— Phys. Lett. Ser. B., 1978, v. 75, No. 1.
17. S n o p s A. M. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 144.
18. A l b r i g h t C., S h r o c k R.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 84, p. 123.

19. W a c h s m u t h H., Invited talk at the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Batavia, 1979.
20. А з и м о в Я. И., Ф р а н к ф у р т Л. Л., Х о з е В. А.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 373.
21. М е у е r D., N g u e n H. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 469.
22. К о н ю ш к о В. И. и др.— Препринт ИФВЭ 79-117.— Серпухов, 1979.
23. B e i l J. S., J a s k i w R.— Nuovo Cimento, 1969, v. 51, p. 47.
A d l e r S. L.— Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2226.
24. P o l i t z e r H. D.— Phys. Rept., 1974, v. 14C, p. 129.
Б е р е с т е ц к и й В. Б.— УФН, 1976, т. 120, с. 439.
25. G e o r g i H., G l a s h o w S.— Preprint HUTP 79/A027.
26. А з и м о в Я. И., Х о з е В. А.— в кн. Нейтрино-77. М.: Наука, 1978. Т. 2. с. 236.
A z i m o v Ya. I., K h o z e V. A., R a i t i o R.— Zs. Phys. C, 1979, Bd. 2, S. 49.
27. K a n e G.— Preprint SLAC-PUB-2326.— May 1979.
28. S h i f m a n M. A., V a i n s h t e i n A. I., Z a k h a r o v V. I.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, p. 385, 448, 519.
29. Г е р ш т е й н С. С., Х л о п о в М. Ю.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 374.
G e o r g i H., M a c h a s e k M.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1639.