

ОЖИДАЕМЫЕ СВОЙСТВА И ПРОЯВЛЕНИЯ СВЕРХТЯЖЕЛОГО ЛЕПТОНА

Я.И. Азимов, В.А. Хозе

Рассмотрены основные свойства распадов сверхтяжелого последовательного лептона L^\pm . Особое внимание уделено распределению по множественностям в полуадронных распадах L^\pm . Сравнение теоретических ожиданий с экспериментом позволяет исключить проявления такого лептона с $m_L \lesssim 13$ ГэВ в изученной области энергий.

1. Одним из важных вопросов, на которые должна ответить будущая единая теория взаимодействий элементарных частиц, является число фундаментальных фермионов — кварков и лептонов. Некоторые сведения об этом дает уже теория Глэшоу — Вайнберга — Салама [1], требующая одинакового числа дублетов кварков и лептонов. Хорошо изученные дублеты естественным образом объединяются в группы (поколения), содержащие по одному дублету лептонов и кварков, причем наиболее легкими в каждом поколении оказываются лептоны. Если считать это общей закономерностью, то открытие нового заряженного лептона (и связанного с ним нейтрино) должно быть предвестником открытия нового дублета кварков. Именно так произошло с τ -лептоном, открытие которого [2] дало толчок поискам и открытию [3] b -кварка и продолжающимся поискам его партнера t -кварка. Современные теоретические представления не исключают существования и еще более тяжелых поколений фермионов¹⁾. Изучение их естественно начать с лептонов, более тяжелых, чем τ .

Здесь мы обсудим основные свойства распадов такого сверхтяжелого лептона L^\pm и характерные проявления его рождения. Как будет показано, сравнение теоретических ожиданий с уже имеющимися экспериментальными данными позволяет исключить существование L^\pm в широкой области масс m_L .

¹⁾ Сопреждения, основанные на космологии, указывают, однако, что число лептонных дублетов не превосходит 4 – 6 и, может быть, даже ограничивается тремя уже известными [4].

2. Как видно из опыта изучения τ -лептона¹⁾, хорошим приближением является рассмотрение элементарных распадов $L^- \rightarrow \nu_L W^-$ с последующим превращением виртуального бозона W^- в пару лептонов $e^- \bar{\nu}_e$, $\mu^- \bar{\nu}_\mu$, $\tau^- \bar{\nu}_\tau$ или цветных кварков $d\bar{u}$, $s\bar{c}$, $b\bar{t}$. В интересной сейчас области масс m_L от ~ 3 до ~ 25 ГэВ распад на bt невозможен, а остальные девять (с учетом цвета) каналов можно считать примерно равновероятными. Тогда для вероятностей чисто лептонных распадов L^\pm получим $B_e = B_\mu \approx B_\tau \approx 1/9$. Пара нейтрино в этих распадах уносит в среднем энергию $\sim 2/3 E_L$, которая практически ненаблюдаема. В конечном состоянии $\nu_L \tau^- \bar{\nu}_\tau$ нейтрино от распада τ еще больше увеличивают видимую потерю энергии.

"Прямые" полуадронные распады имеют вероятность $B_h \approx 2/3$. В них нейтрино уносит лишь энергию $\sim 1/3 E_L$. Учет испускания кварками глюонов (или образования адронов), видимо, ведет к некоторому увеличению доли полуадронных распадов [7] и снижению потери энергии, но в первом приближении мы пренебрежем этими эффектами. Заметим, что адроны образуются не только в прямых распадах L^\pm , но и вследствие распадов дочернего τ -лептона.

3. Важной характеристикой распадов L^\pm является число образующихся в них заряженных частиц. За счет процессов $L^- \rightarrow \nu_L + (e^- \bar{\nu}_e, \mu^- \bar{\nu}_\mu, \tau^- \bar{\nu}_\tau)$ по крайней мере $\sim 30\%$ всех распадов имеют $n_{ch} = 1$, а в $2-3\%$ распадов $n_{ch} = 3$. В основном конечные состояния с $n_{ch} > 1$ образуются в полуадронных распадах. Их множественность можно оценить из сравнения с e^+e^- -аннигиляцией в адроны, считая, что образование адронов в прямых распадах L^\pm подобно образованию их в e^+e^- -аннигиляции при $E_{ц.и.} \sim 2/3 m_L$.

При не слишком высоких энергиях для распределения событий в аннигиляции по множественности n_{ch} можно применять соотношение [8]

$$w_{ee}(n_{ch}) = P(\tilde{n}_{ee}),$$

$$P(n) \equiv \frac{\tilde{n}^n}{n!} e^{-\tilde{n}}, \quad \tilde{n}_{ee} = \frac{1}{2} n_{ch} - 1, \quad (1)$$

которое хорошо описывает большую долю двухтрековых событий и ее относительно медленное падение с энергией. Оно имеет следующий простой смысл. Из-за квантовых чисел однофотонная аннигиляция практически не может дать конечное состояние без заряженных частиц. Если считать присутствие одной пары обязательным, а испускание других пар статистически независимым, то мы приходим к распределению Пуассона (1) по числу добавочных пар. Применяя такой же подход к адронным распадам L^\pm , получим

$$w_L(n_{ch}) = P(\tilde{n}_L), \quad \tilde{n}_L = \frac{n_{ch} - 1}{2}. \quad (2)$$

¹⁾ Связанные с τ теоретические проблемы обсуждались в [5]. Современные сведения о нем описаны в [6]. В [5, 6] см. также ссылки на другие обзоры и на оригинальные работы.

При этом следует считать, что

$$\bar{n}_L^h + 1 \approx \bar{n}_{ee}^h \left| E_{\text{ц.и.}} = \frac{2}{3} m_L \right. , \quad (3)$$

где \bar{n}_L^h и \bar{n}_{ee}^h — средние множественности заряженных адронов в прямых распадах L^\pm и в e^+e^- -аннигиляции.

С ростом энергии можно ожидать усиления роли каскадных распадов, в частности, из-за рождения частиц с тяжелыми кварками. Пары перестают быть независимыми, и распределение должно стать уже, чем (1). Такое ожидание согласуется с данными уже при $E_{\text{ц.и.}} = 9,4$ ГэВ [9].

Здесь появляется возможность другого подхода. Данные [9] согласуются со скейлингом Коба — Нильсена — Олесена (КНО) [10] от $E_{\text{ц.и.}} (= 9,4$ ГэВ до ~ 30 ГэВ):

$$w_{ee}(n_{ch}) = \frac{1}{\bar{n}} \psi\left(\frac{n_{ch}}{\bar{n}}\right). \quad (4)$$

Можно, сохранив (3) использовать для $w_L(n_{ch})$ КНО распределение (4) с функцией $\psi(x)$, взятой из e^+e^- -аннигиляции [9]. В дальнейшем мы используем (2) и (4) как два альтернативных подхода к распределению множественности в прямых адронных распадах L^\pm .

4. Обсудим теперь проявления рождения сверхтяжелых лептонов. Мы ограничимся реакцией

$$e^+e^- \rightarrow L^+L^-, \quad (5)$$

которая представляется наиболее удобной для поисков новых лептонов. Казалось бы, проще всего обнаружить проявления этой реакции в наблюдаемом сечении процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Однако при его измерении используют лишь события, удовлетворяющие специальным ограничениям, вызванным как необходимостью уменьшить физический фон, так и желанием устранить вклад рождения пар $\tau^+\tau^-$. Типичными являются, например, требование, чтобы видимая энергия конечного состояния превосходила (0,3 — 0,5) $E_{\text{ц.и.}}$, и условие $n_{ch} \geq 4$. Как показывает приведенное выше обсуждение, такие ограничения заметно уменьшают также вклад реакции (5), так что нужны другие способы ее обнаружения.

Перечислим некоторые из них.

1) Как и в случае τ -лептона, можно искать аномальные $e\mu$ события. Несложная комбинаторика показывает, что они составляют 3 — 3,5% от всех событий (5). Они явились бы дополнением к $e\mu$ событиям от пар $\tau^+\tau^-$ ($\sim 6,5\%$ всех событий с рождением τ -лептонов).

2) Аномальное инклюзивное рождение лептонов ($\sim 23\%$ событий (5) для рождения e^\pm и столько же для μ^\pm), особенно сопровождаемое большой потерей энергии. Здесь тоже всегда есть вклад от τ -лептонов (по $\sim 33\%$ событий $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ для e^\pm и μ^\pm) и от других источников.

3) Вблизи порога реакции (5) должны наблюдаться сильно неколлинеарные (и некомпланарные с начальными пучками) пары e^+e^- или $\mu^+\mu^-$. Их мало ($\lesssim 1\%$ всех событий (5) для каждого вида пар), но и фон очень

мал. По мере удаления от порога неколлинеарность ослабляется, и более существенными становятся электродинамические фоны.

4) Особый интерес представляют события типа $1 + n$ струя (одна заряженная частица, преимущественно лептон, в одной полусфере и струя заряженных адронов в другой). Сюда относятся по крайней мере $\sim 40\%$ событий (5), причем фон, видимо, будет мал. Поиски событий такого типа привлекательны и тем, что позволяют в одном эксперименте "прощупывать" сразу широкий интервал масс m_L . Распределение по числу частиц в струе позволяет даже оценить m_L уже на основе измерений при одной энергии.

Рассмотрим этот вариант несколько подробнее. Ожидаемые вероятности некоторых событий типа $1 + n$ приведены в таблице в зависимости от \bar{n}_L^h . Соответствующие значения m_L оценены на основе соотношения (3). Числа без скобок отвечают распределению (2), а в скобках — распределению (4).

Вероятности событий типа $m + n$
в рождении пар L^+L^-

\bar{n}_L^h	3	4	5
$m_L, \text{ГэВ}$	4,5 — 5	7 — 8,5	12 — 13
B_{1+3}	0,31 (0,35)	0,22 (0,20)	0,16 (0,11)
B_{1+5}	0,13 (0,09)	0,15 (0,20)	0,14 (0,17)
B_{1+7}	0,04 (~ 0)	0,07 (~ 0)	0,10 (0,08)
B_{3+3}	0,08 (0,22)	0,06 (0,13)	0,04 (0,03)

5. Обратимся к экспериментальным данным. События типа $m + n$ при $E_{\text{ц.и.}} \sim 30$ ГэВ изучались в работе [11]. Целью работы было исследование τ -лептона, но результаты можно применить и к проблеме сверхтяжелого лептона L^\pm . В этом случае получаются ограничения

$$B_{1+3} \sigma_{LL} < 0,17 \sigma_{\mu\mu}, \quad B_{1+5} \sigma_{LL} < 0,09 \sigma_{\mu\mu}, \quad (6)$$

где $\sigma_{LL} = \frac{1}{2} v_L (3 - v_L^2) \sigma_{\mu\mu}$ — сечение реакции (5). Из сравнения (6) с таблицей ясно, что лептоны с $m_L \lesssim 13$ ГэВ исключаются¹⁾.

Недавно на конференции в Мэдисоне были представлены предварительные данные [12] по поискам некомпланарных лептонов при $E_{\text{ц.и.}} \sim 30$ ГэВ и ~ 35 ГэВ. Как отмечалось выше, такие методы наиболее

¹⁾Добавочным аргументом против проявления сверхтяжелого лептона в опыте [11] является отсутствие заметного превышения числа событий типа $3 + 3$ ($B_{3+3}^{\text{exp}} = 0,05 \pm 0,03$) над ожиданием для пар $\tau^+\tau^-$ ($B_{3+3}^\tau \approx 0,04$). Ожидаемую долю таких событий для пар L^+L^- см. в таблице.

чувствительны при $m_L \sim 1/2 E_{ц.и.}$. Объединив результаты этих поисков (если они подтвердятся) и проведенного здесь анализа, мы видим, что во всей области $m_L \lesssim 17$ ГэВ новых лептонов нет.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 октября 1980 г.

Литература

- [1] S.L.Glashow. Nucl. Phys., 22, 579, 1961; S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; A.Salam. In "Weak and Electromagnetic Interactions", Stockholm, 1968, p. 307.
 - [2] M.Pearl et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1489, 1975; Phys. Lett., 63B, 466, 1976.
 - [3] S.W.Herb et al. Phys. Rev. Lett., 39, 252, 1977.
 - [4] А.Д.Долгов, Я.Б.Зельдович. УФН, 130, 559, 1980.
 - [5] Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. УФН, 124, 459, 1978.
 - [6] Я.И.Азимов, В.А.Хозе. УФН, 132, 379, 1980.
 - [7] C.S.Lam, T.M.Yan. Phys. Rev., D16, 703, 1977.
 - [8] Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Кн. "Элементарные частицы", 5 Школа физики ИТЭФ", М., Атомиздат, 1977, вып. 1, стр. 5.
 - [9] Ch.Berger et al. Preprint DESY 80/69, July 1980.
 - [10] Z.Koba, H.Nielsen, P.Olesen. Nucl. Phys., B40, 317, 1972.
 - [11] R.Brandelik et al. Phys. Lett., 92B, 199, 1980.
 - [12] B.Wiik. Talk at the XX Int Conf. on High Energy Physics, Madison, July 1980.
-