

О РОЛИ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ В РЕАКЦИИ  $e^+e^- \rightarrow$  АДРОНЫ

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

Обсуждаются ожидаемые свойства тяжелых лептонов (с массой  $M_L \sim 1,8 \text{ Гэв}$ ) и их проявление в реакции  $e^+e^- \rightarrow$  аннигиляции.

1. Реакцию  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, видимо, можно описать в рамках двухкомпонентной схемы (например, [1 - 5]): при  $\sqrt{s} \gtrsim 2 \text{ Гэв}$  формируется кварково-партонная компонента, при  $\sqrt{s} \gtrsim 3,6 \text{ Гэв}$  рождаются также новые частицы - тяжелые адроны с новыми кварками (ТА), тяжелые лептоны (ТЛ). Вклад ТЛ мог бы объяснить (хотя бы частично) рост  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  при  $\sqrt{s} \gtrsim 3,6 \text{ Гэв}$  [1, 6, 7], адронные струи и поведение инклюзивных спектров адронов [5]. С ТЛ связывались также стандартные надежды на объяснение падения с ростом  $\sqrt{s}$  доли энергии  $\epsilon(s) = \langle E_{ch} \rangle / \sqrt{s}$ , уносимой заряженными частицами, при  $\sqrt{s} > 3,6 \text{ Гэв}$  [6, 7].

Данные по аномальным  $\mu e$  парам в  $e^+e^-$ -аннигиляции [8] дают серьезные указания на то, что действительно рождается пара ТЛ  $L^+L^-$  с  $M_L \sim 1,8 \text{ Гэв}/c$ , и возможно, с новым лептонным числом (в этом слу-

чае  $L$  связан с новым нейтрино  $\nu_L$ ). Недавно обнаружено аномальное рождение мюонов в  $e^+e^-$ -аннигиляции [9], видимо, также вызванное парой  $L^+L^-$ .

В этой статье мы покажем, что данные [9] согласуются с ожидаемыми свойствами ТЛ, но одна пара ТЛ не может целиком отвечать за наблюдаемое поведение  $\epsilon(s)$  [10]. Мы обсудим также кратко возможные вклады  $L^+L^-$  в  $R$  при конкретных условиях эксперимента [10, 11].

2. Свойства ТЛ с универсальной слабой константой взаимодействия обсуждались в ряде работ (например [12, 5, 7]). Распады

$$L^- \begin{cases} \rightarrow \nu_L + e^- + \bar{\nu}_e, & \nu_L + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \rightarrow \nu_L + \pi(K), & \nu_L + \rho \end{cases}, \quad (1)$$

рассчитываются стандартным способом (см. [12, 7]). Отношение суммы ширины распадов (1) к  $\Gamma_l \equiv \Gamma_{L^- \rightarrow \nu_L + e^- + \bar{\nu}_e}$  равно  $\sim 3,8$  при  $m_{\nu_L} = 0$  и растет с ростом  $m_{\nu_L}$ . Из данных [8] следует, что для  $L^\pm$   $\Gamma_{tot}/\Gamma_e \approx 6 \pm 1$ , т. е. надежно описываемые распады (1) играют основную роль. Свойства многочастичного распада

$$L^- \rightarrow \nu_L + \text{had. continuum} \quad (2)$$

менее ясны. В обсуждаемом случае, когда  $\langle M_{\text{cont.}} \rangle \sim 2/3 M_L \sim 1,2 \text{ Гэв}$ , нет обоснованных теоретических соображений для вклада аксиального тока. Обычно для оценок привлекают [12] гипотезы CVC, асимптотической киральной симметрии и  $SU_3$ . Вклад  $A_1$  учитывают отдельно, а спектральные функции векторного и аксиального токов  $\rho^{VV}(s)$  и  $\rho^{AA}(s)$  считают равными при  $\sqrt{s} \gtrsim 1 \text{ Гэв}$ . В результате при  $m_{\nu_L} = 0$  ожидается  $\Gamma_{tot}/\Gamma_e \approx 5,2$  [7]. Но этот путь не вполне надежен.  $\rho^{VV}(s)$  при  $\sqrt{s} \approx 0,9 \div 1,3 \text{ Гэв}$ , как следует из  $e^+e^-$ -аннигиляции, по-видимому, можно описать вкладом  $\omega\pi$  с примесью  $\pi A_1$  [13]. В  $\rho^{AA}(s)$  вклад  $5\pi$ , вероятно, мал, а вклад  $3\pi$ , в основном, видимо, связан с  $A_1$ . Поэтому возможно, что без  $A_1$   $\rho^{AA}(s) \ll \rho^{VV}(s)$  в этой области.

Значения  $\epsilon$  для распадов (1) и  $L^- \rightarrow \nu_L A_1^-$  вычисляются стандартно [12, 7]. Обычные предположения для (2) без  $A_1$  [12, 7] дают  $\epsilon_{h.c.} \approx 0,44$ . Но с учетом указанных неопределенностей при  $\rho^{AA}/\rho^{VV}_{h.c.} = 0 \div 1$  и  $m_{\nu_L} = 0$  получаем  $\epsilon_{h.c.} \approx 0,55 \div 0,44$ .

Характерно, что в распаде  $L$  в основном образуется одна заряженная частица (один трек). Если  $\Gamma(n)$  — ширина распада с образованием  $n$  треков, то при  $m_{\nu_L} = 0$

$$\frac{\Gamma(\geq 3)}{\Gamma(1)} = 0,18 \div 0,3; \quad \delta_1 = \frac{\Gamma(1)}{\Gamma_{tot}} = 0,85 \div 0,77; \quad \frac{\Gamma_e}{\Gamma(1)} \lesssim 0,25. \quad (3)$$

Это хорошо согласуется с данными [9]  $\left(\frac{\Gamma(\geq 3)}{\Gamma(1)}\right)_{\text{эксп}} < 1/3; \left(\frac{\Gamma_e}{\Gamma(1)}\right)_{\text{эксп}} < 1/3$ ,

указывая, что в [9] наблюдается именно ТЛ, а не ТА (для которых ожидается  $\Gamma(\geq 3)/\Gamma(1) > 1$  [3; 5])<sup>1)</sup>.

3. Поведение  $\epsilon(s)$ , исследованное экспериментально для событий с  $n_{ch} \geq 3$  [10], определяется формулами

$$\epsilon(s) = \epsilon_h(s) + (\epsilon_L - \epsilon_h(s)) \frac{\bar{R}_L(s)}{\bar{R}_h(s) + \bar{R}_L(s)}, \quad (4)$$

$$\bar{R}_L(s) = \frac{1}{2} V(3 - V^2) \bar{B}_L,$$

где  $V^2 = 1 - 4M_L^2/s$ ,  $\bar{R}_h(s)$  и  $\epsilon_h(s)$  — вклады чисто адронных событий с  $n_{ch} \geq 3$ ,  $\bar{R}_L(s)$  и  $\epsilon_L$  — вклады событий с рождением  $L^+L^-$  и с  $n_{ch} \geq 3$ . Так как  $\epsilon_L < \epsilon_h$ ,  $\epsilon(s)$  падает, начиная с порога рождения  $L^+L^-$ . Обычно считается, что  $\epsilon_L = 0,4$  [4, 7]. Но, как отмечалось выше,  $\epsilon_L$  может быть и больше, чем уменьшает ожидаемый эффект. Еще важнее, что отбор событий с  $n_{ch} \geq 3$  [10] дает  $\bar{B}_L \leq (1 - \delta_1^2) \leq 0,2 \div 0,4$ . Итак, вопреки стандартным утверждениям [7], ТЛ не могут полностью описать падение  $\epsilon(s)$  даже при  $\sqrt{s} \leq 6$  Гэв, и, видимо, здесь необходимо учесть влияние ТА. Это замечание относится также к инклюзивным спектрам адронов и к адронным струям, где тоже используют события с  $n_{ch} \geq 3$  [10].

Вклад ТЛ в  $R_{\text{эксп}}$  менее ясен. Он подобен вкладу  $\bar{R}_L$ , но с весом  $B_L(\sqrt{s})$ , отвечающим конкретным условиям регистрации [11]. Условие на угол компланарности  $\theta_{\text{сopл}} > 20^\circ$  уменьшает долю событий с  $n_{ch} = 2$ , причем с ростом  $\sqrt{s}$  это ограничение усиливается. Грубые оценки показывают, что в условиях опыта [11] при  $\sqrt{s} \approx 7,4$  Гэв можно ожидать уменьшения доли двухтрековых событий на  $\sim 30\%$ . Если, вдобавок, исключаются двухтрековые события с одним электроном, то  $B_L(7,4 \text{ Гэв}) \leq 0,65$ . Конечно, эта грубая оценка дана лишь для иллюстрации. Реально требуется более детальный учет условий регистрации.

Учет условий измерения важен и при экспериментальной проверке теоретических правил сумм, связывающих инклюзивные спектры адронов с другими величинами ( $R(s)$ ,  $\epsilon(s)$ ,  $\langle n_{ch} \rangle$ ).

Анализ свойств ТЛ показывает, что они довольно существенно отличаются от свойств ТА. Поэтому с помощью условий регистраций можно усиливать или ослаблять относительную роль ТЛ и ТА. Например, в событиях с  $n_{ch} = 2$  усилен относительный вклад ТЛ, так как  $\langle n_{ch} \rangle_L \approx 2,5 - 3$ . Следовательно, имеет смысл уже говорить не о двух компонентах в реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, а о трех.

Авторы признательны Дж. Бьеркену и В.Н.Грибову за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию  
14 июня 1976 г.

<sup>1)</sup>По окончании этой работы мы узнали, что к такому же выводу пришел Сноу [14].

## Литература

- [1] J.D. Bjorken. SLAC-PUB-1318, 1973.
  - [2] Дж.Д. Бьеркен, Б.Л.Иоффе. УФН, 116, 115, 1975.
  - [3] Н. Harari . WIS-75/40 Ph.
  - [4] Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Письма в ЖЭТФ, 23, 69, 1976; Preprint LNPI №207, 1975.
  - [5] Я.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Препринт ЛИЯФ №222, 1976.
  - [6] Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Материалы 10-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч. II, стр. 196, Л., 1975.
  - [7] K.Fujikawa, N.Kawamoto. Phys. Rev. Lett., 35, 1560, 1975; Preprint DESY 76/01.
  - [8] M.L.Perl et al.Phys. Rev. Lett., 35, 1489, 1975; M.L.Perl. SLAC-PUB-1592, 1972; SLAC-PUB-1664, 1975.
  - [9] M.Cavalli-Sforza et al.SLAC-PUB-1685, 1975; Phys. Rev. Lett., 36, 558, 1976.
  - [10] R.F.Schwitters. SLAC-PUB-1666, 1975.
  - [11] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 34, 764, 1975.
  - [12] Y.S.Tsai. Phys. Rev., D4, 2921, 1971; J.D.Bjorken, C.H.Llewellyn Smith. Phys. Rev., D7, 887, 1973.
  - [13] F.E.Close. RL-76-025, 1976.
  - [14] G.A.Snow . Phys. Rev. Lett., 36, 766, 1976.
-