

О РОЖДЕНИИ НОВЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В e^+e^- АННИГИЛЯЦИИ В АДРОНЫ

Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе

Показано, что наблюдаемые структуры в основных характеристиках реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны указывают на рождение пар новых тяжелых частиц.

1. Данные опыта о $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергиях $\sqrt{s} = 2,4 \div 7,8$ Гэв (вне ψ -резонансов) сводятся, в основном, к следующему [1, 2]:

а. В поведении $R = (\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{адр}}) / (\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-})$ наблюдается три режима: $R \approx R_I \approx 2,5$ при $\sqrt{s} = 2,5 \div 3,5$ Гэв (область I); при $3,5 \leq \sqrt{s} \leq 5$ Гэв (область II) R_{II} растет, проявляя структуры при $\sqrt{s} = 4,1; 4,4$ Гэв $R \approx R_{III} \approx 5$ при $\sqrt{s} = 5 \div 7,8$ Гэв (область III).

б. Инклюзивные спектры заряженных адронов $h^{\pm} \sim$ масштабно инвариантны при $x \gtrsim 0,45$ ($x = 2E_h/\sqrt{s}$); при $x < 0,45$ величина $f_e(x) = Rf(x) = (1/\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-})(d\sigma_{h^{\pm}}/dx)$ быстро растет с энергией в области II, а в области III рост замедляется.

в. Средняя множественность $\langle n_{ch} \rangle$ и средняя энергия $\langle E_h \rangle$ растут с \sqrt{s} в областях I и III, в области II, видимо, наблюдаются структуры.

г. С точностью до ряда неоднозначностей [1,3] $\epsilon = E_{ch}/\sqrt{s} < 2/3$ и падает с ростом s (преимущественно в области II) от $\epsilon^I \sim 0,6$ до $\epsilon^{III} \sim 0,5$.

д. В области III наблюдается тенденция для адронов группироваться в две струи. Относительно оси струи $\langle p_{\perp} \rangle \sim 0,31 \text{ Гэв}$. Резонансы в струях не обнаружены.

е. Относительные выходы $\pi|K|p$ (при $p_h \lesssim 0,7 \text{ Гэв}$) слабо изменяются с \sqrt{s} .

ж. В области II не увеличиваются выходы $4\pi^{\pm}, 6\pi^{\pm}$, инклюзивные выходы электронов, и не найдены новые резонансы (с массами $\sim 2 \text{ Гэв}$) в системах из двух и трех $K_s^0, K^{\pm}, \pi^{\pm}$ -мезонов.

з. Начиная с области II, наблюдается пороговое поведение $\sigma_{e\mu}/\sigma_{\mu\mu}$ для рождения аномальных $\mu^{\pm}e^{\mp}$ пар.

Цель статьи — показать, что существование новых заряженных частиц может быть согласовано с экспериментальными данными по $e^+e^- \rightarrow$ адроны и указать способы анализа данных.

2. Предполагается, что в области I образование адронов, в основном, происходит по стандартной кварковой партонной картине за счет обычных q кварков (партонная (q) компонента). В пользу такой гипотезы свидетельствует: а) близость $R_1 \equiv R_q$ к $R = 2$, ожидаемому в модели цветных q -кварков; б) логарифмическая производная $\frac{\partial}{\partial \ln s} \langle n_{ch} \rangle_q$

и значение $\langle n_{ch} \rangle_I$ согласуются с соответствующими величинами для адронных, ep - и νp -взаимодействий. В q — компоненте R_q и ($f_e(x)$) не зависят от s , а $\langle n_{ch} \rangle_q$ растет за счет увеличения области малых значений x ($x_{\text{мин}}^q \sim 2\langle p_{\perp} \rangle/\sqrt{s}$).

$$\langle n_{ch} \rangle_q = \langle n_{ch} \rangle_{\sqrt{s}} = 3 \text{ Гэв} + 2C \ln \frac{\sqrt{s} \text{ Гэв}^2}{3 \text{ Гэв}}. \quad (1)$$

($C = 1,5$ найдено из спектра h^{\pm} при $\sqrt{s} = 3,0 \text{ Гэв}$ и $0,2 < x < 0,4$). Свойства (1,1 — 1,5), (1,8) можно понять, предположив, что в области II кроме q -компоненты происходит рождение пар тяжелых частиц M (с массами $1,7 + 2,3 \text{ Гэв}$), приводящих к почти постоянной $\langle n_{ch} \rangle = \langle n_{ch} \rangle_M$ (M — компонента). M -компонента может быть многокомпонентной и даже состоять из частиц разной природы. Например, из тяжелых лептонов L и (или) пар V -мезонов типа $q\bar{Q}_i, \bar{q}Q_i$, где Q_i — новые тяжелые кварки ($m_{Q_i} \approx 1,6 \text{ Гэв}$). Формфакторы, U -мезонов, по-видимому не малы в широком интервале энергий за порогом их рождения [4] и, кроме того, ожидается значительное число различных U -частиц. Гипотезу о том, что M — только очарованные мезоны (D, F), по-видимому трудно согласовать с (1,1), (1,6 — 1,8).

Поведение $f_e(x) - (1,2)$ легко понять, если в системе покоя M -частиц энергетическое распределение достаточно узкое $E_h^* \sim < E_h^* >$. Тогда рост R_{II} и $f_e(x)$ происходит, в основном, при $x < x_{\text{макс}} = (E_h^*/\bar{m})(1 + \beta_h V_{\bar{m}})$ ($\bar{m} \geq 1,7 \text{ Гэв}$, $V_{\bar{m}}$ — масса и скорость легчайшей из M -частиц) и $< E_h^* >_{\text{M}} \approx \frac{< E_h^* >}{2m_{\text{M}}} \sqrt{s}$. Для оценки $< E_h^* >$ допустим, что в струях (см. (1,5))

при небольших x доминирует рождение M -частиц. Тогда, предполагая изотропию распадов M) получим $< p_h^* > \approx \sqrt{3/2} < p_{\perp} >$ и $< E_{\pi}^* > \approx 0,4 \text{ Гэв}$, $x_{\text{макс}}^{\pi} \sim 0,4$.

Предположим, что отличие ϵ_q от $2/3$ связано с неоднозначностями в ее определении (см. [1, 3]). Тогда зависимость $< n_{\text{ch}} >$ и ϵ от \sqrt{s} описывается выражениями

$$< n_{\text{ch}} > = < n_{\text{ch}} >_{\text{M}} + \frac{R_q}{R(s)} (< n_{\text{ch}} >_q - < n_{\text{ch}} >_{\text{M}}), \quad (2)$$

$$\epsilon = \epsilon_{\text{M}} + (\epsilon_q - \epsilon_{\text{M}}) R_q / R(s). \quad (3)$$

Из (2), (3) и (1,1), (1,4) непосредственно следует, что в области III $\partial n_{\text{ch}} / \partial \ln s$ меньше чем в 1 ~ в 2 раза и что $\epsilon_{\text{M}} \sim 0,4$, а $< n_{\text{ch}} >_{\text{M}} \approx 2 < m_{\text{M}} > \epsilon_{\text{M}} < E_h^* > \sim 3,5 + 4 \leq < n_{\text{ch}} >_q$. (Сравнение (1,2) с данными опыта [1, 2] приводит к $< n_{\text{ch}} >_{\text{M}} \approx 3,75$). Из (2, 3) следует, что росту R_{II} должно отвечать пологое поведение $< n_{\text{ch}} >_{II}$, а минимумам в R_{II} — максимумы в $< n_{\text{ch}} >_{II}$ (см. 1, 3). Экспериментальные данные по $< n_{\text{ch}} >_{II}$ проявляют указанные тенденции, причем имеет место максимум при $\sqrt{s} = 4,6 \text{ Гэв}$ (как раз соответствующий минимуму в $R[1,2]$). Аналогично для величины $< E_h >_{II}$ ожидается пологое поведение в согласии с опытом [1, 2].

Рассмотренная схема допускает экспериментальную проверку: события, где хотя бы один h^{\pm} имеет $x > 0,4$ должны отвечать большим значениям $< n_{\text{ch}} > \approx < n_{\text{ch}} >_q$ ($< n_{\text{ch}} >_q \sim 6,5$ при $\sqrt{s} \sim 8 \text{ Гэв}$), иметь $\epsilon \approx \epsilon_q$ и $f_e(x)$ масштабно инвариантной. Свойства M -компоненты следует изучать на оставшихся событиях.

Отметим, что существуют указания [2] на структуры в $< n_{\text{ch}} >$, $< E_{\text{ch}} >$ и $f_e(x)$ при $\sqrt{s} = 6 + 7 \text{ Гэв}$, возможно отвечающие открытию новых порогов. Тогда в указанной области должен наблюдаться некоторый рост R .

3. Предположение, что M -компонента обусловлена только парами L объясняет свойства (1,1 — 1,7) и особенно (1,8). Против такой гипотезы говорит отсутствие связи L с ψ -мезонами; хотя масштаб явлений при рождении ψ и в области II, видимо, имеет одну природу. Кроме того, усредненная по области структур $\sqrt{s} = 4,1 + 4,4 \text{ Гэв}$, функция $f_e(x)$ полностью совпадает со своим значением при $\sqrt{s} = 4,8 \text{ Гэв}$ [2].

Если же $M = U$ -мезоны, то чтобы не вступить в противоречие с данными (1,4 — 1,8) следует предположить, что часть из них имеет спин $J > 0$; $\frac{\Gamma(U \rightarrow e(\mu) + \nu + \text{др})}{\Gamma_U} \sim 10 - 25\%$ и что в нелептонной моде, види-

мо, существенно рождение резонансов типа $\eta, X_0 \dots$ или (и) важны переходы типа $U^* \rightarrow U + \gamma$ [3, 4]. Простые оценки слабых распадов U в модели кварков показывают, что лептонные распады малы, а нелептонные в несколько раз больше полулептонных. При оценке ϵ_U следует иметь в виду, что рождение новых частиц является дополнительным источником радиационных поправок.

Трудно исключить возможность, что одновременно рождаются L - и U -мезоны (например D, F) и что существует симметрия, связывающая L, Q .

В заключение заметим, что альтернативой к обсуждаемой схеме, могло бы явиться рождение в M -компоненте большого числа узких резонансов (типа ψ).

Обнаружение рождения пар адронов типа $U = q\bar{Q}$ в $e^+e^- \rightarrow$ адроны означало бы наблюдение нового масштаба в сильном взаимодействии. Интересно, что такой масштаб возникает естественным образом в модели кварков, так как в силу правила Цвейга подавлена амплитуда перехода $Q\bar{Q} \rightarrow q\bar{q}$ [4]. Перечислим основные следствия гипотезы об утяжелении Q -кварка: 1) формфакторы мезонов типа U содержат вклад, медленно изменяющийся на масштабах $s \sim m_\psi^2$; 2) радиус частиц типа $\psi = Q\bar{Q}$ $r \sim 1/m_\psi$

и это помогает понять а) аномально большую величину для $\frac{\Gamma(\psi(3,1) \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\psi(3,1) \rightarrow \gamma + \text{адр})}$

как результат малой вероятности для обычных адронов выйти из малого объема; б) большую множественность в распадах новых частиц; в) подавленность радиационных распадов типа $\psi(3,7) \rightarrow p_c + \gamma, \psi(3,1) \rightarrow \eta_c + \gamma$; и т. д. 3) в широкой области $e^+e^- \rightarrow$ адроны происходит в такой картине как рождение пар тяжелых частиц типа $q\bar{Q}$. Непрерывный спектр становится существенным при $|p_Q|/m_Q \gg 1$; 4) в процессах, происходящих на малых расстояниях, где массы кварков несущественны, должны восстанавливаться нарушенные симметрии $SU(3), SU(4)$ и т. д.

Авторы искренне признательны Я.И.Азимову, В.Н.Грибову, А.Д.Долгову, В.И.Захарову, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окуню, И.С.Шапиро и всем участникам теоретических семинаров ЛИЯФ и ИТЭФ за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию
17 ноября 1975 г.

Литература

- [1] В.Richter. Proc XVII Intern. Conf. on High Energy Physics London, 1974, IV, 37; G.J.Feldman, M.L.Perl. Physics Reports, C19, 233, 1975.
- [2] R.F.Schwitters, F.J.Gilman. Rapporteur talks at the Int. Symposium on lepton and photon Interactions at High Energies, Stanford, 1975.
- [3] Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе. Материалы X зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. ч. II, 1975, Ленинград; В.И.Захаров, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окунь. УФН, 117, 227, 1975.
- [4] Л.Л.Франкфурт. В.А.Хозе. Препринт ЛИЯФ (в печати), Письма в "Ядерную физику" (в печати)