

О МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В $e^+ e^-$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

О.Д.Далькаров

Предложена простая модель, в которой множественность заряженных частиц в $e^+ e^-$ -аннигиляции при высоких энергиях оказывается связанной с выходом пар $B\bar{B}$ с малым относительным импульсом между B и \bar{B}

Эксперименты последнего времени показали, что средняя множественность заряженных частиц в $e^+ e^-$ -столкновениях растет с ростом энергии быстрее, чем это следовало бы из обычно рассматриваемой логарифмической зависимости. Существенно, кроме того, что "смена режима" происходит в области энергий порядка $\sqrt{s} \sim 5 \div 6$ ГэВ, начиная с которых, как показывает опыт, оказывается также значительно усиленным выход барион-антибарионных пар^{1, 2}. В дальнейшем множественность заряженных частиц и выход пар $B\bar{B}$, как это видно из рисунка, растет примерно одинаково (в исследованной области энергий \sqrt{s}). Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы указать на возможную принципиальную связь этих явлений.

Мы считаем, что процесс множественного рождения в $e^+ e^-$ -столкновениях происходит в две стадии: сначала рождается пара " $B\bar{B}$ ", затем вследствие сильного взаимодействия между собой они переходят либо в реальные B и \bar{B} , либо аннигилируют в мезоны. Предположим, кроме того, что преимущественно рождаются пары " $B\bar{B}$ " с малыми относительными импульсами. Это может происходить в силу ряда причин. Прежде всего, нетрудно видеть, что учет взаимодействия в конечном состоянии, приводит к существенному увеличению вероятности рождения пар $B\bar{B}$ с малыми относительными импульсами. Действительно, если W – вероятность рождения пары B и \bar{B} , W_0 – аналогичная величина для " $B\bar{B}$ ", то

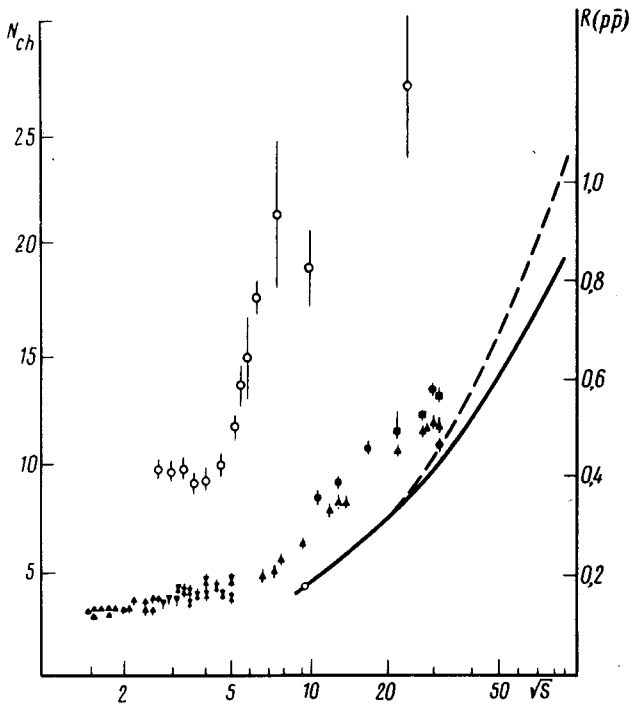
$$W = W_0 |\Psi_V(0)|^2, \quad (1)$$

где $|\Psi_V(0)|^2$ – коэффициент усиления, введенный Ферми³. В случае притягивающего потенциала, какими и является потенциал $B\bar{B}$ при малых энергиях, этот коэффициент может быть достаточно большим. Например, если в прямоугольном потенциале глубиной U имеет-

ся уровень с энергией связи ϵ , то для заданной кинетической энергии E пары $B\bar{B}$ в СЦИ имеем

$$|\Psi_V(0)|^2 \cong \frac{U + E}{\epsilon + E}. \quad (2)$$

Отсюда видно, что если уровень достаточно близок к порогу, т.е. $\epsilon \ll U$, то при малых E коэффициент усиления может быть велик. Расчеты с реалистическими потенциалами показывают, что вблизи порога $B\bar{B}$ можно ожидать существование спектра состояний квази-ядерной природы⁴. Выделенность преимущественного рождения пар $B\bar{B}$ с малыми относительными импульсами может быть также обусловлена тем, что эти пары образуются от распада тяжелых резонансов, рождающихся на начальном этапе взаимодействия сталкивающихся частиц. Наконец, если первоначально рождаются "цветные" " B' " и " \bar{B}' ", то, не привлекая гипотезу о "мягком обесцвечивании", естественно думать, что они рождаются парами с достаточно малым относительным импульсом.



Множественность заряженных частиц и выход пар $P\bar{P}$ (показано кружками) в e^+e^- -аннигиляции. Сплошная кривая — теоретический расчет $N_{ch}(s)$ с $\gamma = 1/3$, пунктирная — $\gamma = 3/8$

Выразим теперь множественность заряженных частиц через параметры $P\bar{P}$ -взаимодействия при малых энергиях. Пусть в процессе столкновения рождается в среднем \bar{N} пар " $B\bar{B}$ ". Обозначим через a вероятность того, что пара " $B\bar{B}$ " после взаимодействия перейдет в наблюдаемые B и \bar{B} . Будем считать, что вероятность рождения пары $B\bar{B}$ и величина a не зависят от типа бариона ($B \equiv p, n, \Lambda$). Тогда множественность заряженных частиц N_{ch} может быть выражена через \bar{N} следующим образом

$$N_{ch} = \left[\frac{2}{3} a + (1 - a) n_{ch} \right] \bar{N}, \quad (3)$$

где n_{ch} — множественность заряженных частиц в аннигиляции $B\bar{B}$ при малых энергиях. В выражении (3) мы пренебрегли вкладом процессов безаннигиляционного рождения π -мезонов, которое в аннигиляции $P\bar{P}$ вблизи порога составляет величину $\lesssim 5\%$. Для оценок положим

$$a(B\bar{B}) = a(P\bar{P}) = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}}(p\bar{p}). \text{ Величина отношения } \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} = \frac{1}{3} \text{ в довольно}$$

широком интервале энергий вблизи порога. Значение $n_{ch} = 3,05$ для $P\bar{P}$ -аннигиляции в покое. Используя эти значения получаем: $N_{ch} = 2,26 \bar{N}$. Для оценки \bar{N} можно воспользоваться известным выражением, верным в ультрарелятивистском приближении для больших \bar{N}^5 . В этом случае

$$\bar{N} = N_0 \left(\frac{s}{s_0} \right)^\gamma, \quad (4)$$

где \sqrt{s} — энергия в СЦИ сталкивающихся частиц, $\gamma = 1/3$, если вероятность процесса пропорциональна инвариантному фазовому объему, либо $\gamma = 3/8$, если испусканию пар " $B\bar{B}$ " предшествовало установление статистического равновесия в объеме взаимодействия⁶.

Величину N_0 можно определить, если воспользоваться данными о рождении пар $P\bar{P}$ в e^+e^- -взаимодействии. Для нормировки используем величину выхода пар $P\bar{P}$ на событие в фоне в области T -мезона ($\sqrt{s} = 9,45$ ГэВ), которая составляет: $\bar{p}/\text{событие} = 0,22 \pm \pm 0,04$ ⁷. Тогда должно выполняться соотношение: $\frac{1}{3} N_0 a = 0,22$. Отсюда получаем, что $N_0 \cong 2$. Это значение N_0 представляется разумным по следующим соображениям. Излучение пары " $B\bar{B}$ " с малым относительным импульсом должно проявлять себя в виде адронной струи, т.е. число рассматриваемых пар " $B\bar{B}$ " и число струй в этой модели совпадают. Как известно, в области T -мезона в фоновых событиях преобладает двухструйное рождение адронов.

На рисунке вычисленные значения N_{ch} сравниваются с имеющимися данными о множественности заряженных частиц в e^+e^- -взаимодействии. Видно, что теоретические кривые с $\gamma = 1/3$ и $\gamma = 3/8$ одинаково хорошо передают зависимость $N_{ch}(s)$ в исследованной области энергий. Вычисленные значения N_{ch} оказываются несколько меньше наблюдаемых на опыте (на величину порядка 20%). Такое различие может быть объяснено тем, что в качестве n_{ch} было использовано значение отвечающее $P\bar{P}$ -аннигиляции в покое. С ростом энергии множественность заряженных частиц в $P\bar{P}$ -аннигиляции растет как $n_{ch} = a + b\sqrt{s}$, поэтому для любого относительного импульса отличного от нуля должно быть $n_{ch} \gtrsim 3,05$, что приведет к соответствующему увеличению N_{ch} .

Что касается применимости данной модели к процессам адрон-адронных столкновений, то в этом случае необходимо сделать следующее замечание. В столкновениях адрон-адрон основная часть энергии уносится лидирующими частицами. Так если записать энергию $\sqrt{s_x}$, приходящуюся на "файербол" в виде $\sqrt{s_x} = (1 - k)\sqrt{s}$, где \sqrt{s} — полная энергия в СЦИ, то коэффициент k близок к $k \approx 0,75$. В случае $P\bar{P}$ -взаимодействия при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ это приводит к значению $N_{ch} = 26 \div 32$ для $\gamma = 1/3$, $\gamma = 3/8$, что весьма близко к экспериментальному⁸. Однако, вопрос об описании поведения $N_{ch}(s)$ в адрон-адронных столкновениях в данной модели является открытым, так как не может быть решен без четкого выделения интересующего нас явления на фоне мультипериферических процессов.

Из рассматриваемой модели следует ряд экспериментальных следствий: а) в e^+e^- -столкновениях при высоких энергиях должно наблюдаться сравнительно много пар $B\bar{B}$ с малыми относительными импульсами между B и \bar{B} . Число таких пар будет расти как $\bar{N} = N_0(s/s_0)^\gamma$; б) число адронных струй должно подчиняться тому же закону; в) множественность заряженных частиц в струе N_{ch}^0 должна быть близкой к следующему значению: $N_{ch}^0 = \frac{2}{9} + \frac{2}{3} n_{ch} = 2,26$; г) в каждом событии отношение числа пар $B\bar{B}$ к числу струй должно быть ограничено сверху величиной порядка $a/(B\bar{B}) \cong 1/3$; д) отношение выхода антипротонов к выходу π -мезонов должно составлять величину порядка: $\bar{p}/\pi \cong \frac{a}{3(1-a)n_{ch}} \cong 1/18$ (~6%);

е) угловые размеры струи должны уменьшаться с ростом энергии сталкивающихся частиц

как $\bar{\theta} \approx \frac{\langle p_\perp \rangle}{\langle p^{\parallel} \rangle} = \frac{\langle p_\pi \rangle}{\sqrt{s}} \bar{N} \sim s^{-1/2}$ (здесь $\langle p_\pi \rangle = \langle p_\perp \rangle$ — средний импульс

π -мезона в $P\bar{P}$ -аннигиляции вблизи порога равный в данной модели среднему $\langle p_\perp \rangle$ по отношению к оси струи); ж) желательно исследовать спектр инвариантных масс систем $B\bar{B}$,

а также адронных струй, что может, в принципе, дать информацию о тяжелых объектах, продуктом распада которых могут быть наблюдаемые на опыте пары $B\bar{B}$; 3) заметную долю должны составлять события, в которых отсутствуют π -мезоны. Вероятность такого события ведет себя с энергией, как a^N . При энергиях в области Υ -мезона ($\sqrt{s} \sim 10$ ГэВ) она составляет величину $\sim a^2 = 1/9$ ($\sim 10\%$). В случае $\bar{P}P$ -взаимодействия при энергии в области коллайдера ($\sqrt{s} = 540$ ГэВ) относительная вероятность таких событий должна составлять величину порядка 10^5 . Можно ожидать, что события такой природы ответственны, в частности, за наблюдение событий типа "кентавр", так как в этом случае отсутствуют γ -кванты, происходящие от распада π^0 -мезонов, что является отличительным признаком события типа "кентавр". В данной модели "кентавры" — это события, соответствующие рождению только барион-антибарионных пар.

Автор приносит искреннюю благодарность И.М.Дремину, Е.Л.Фейнбергу и И.С.Шапиро за полезные обсуждения результатов работы и ценные замечания.

Литература

1. *Piccolo M. et al.* Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 1503.
2. *Bartel W. et al.* Phys. Lett., 1981, 104B, 325.
3. *Гольдбергер М., Ватсон К.* Теория столкновений. Пер. с англ. М.: Мир, 1967, стр.248.
4. *Shapiro I.S.* Phys. Rep., 1978, 35, 129.
5. *Максименко В.М., Розенталь И.Л.* ЖЭТФ, 1960, 39, 754.
6. *Fermi E.* Progr. Theoret. Phys., 1950, 5, 570.
7. *Stone S.* Preprint CLNS 81-514.
8. *Alpgard K., Ansorge R.E., Asma B. et al.* Phys. Lett., 1981, 107B, 315.