

ВЫХОДЫ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, Ю.М.Шабельский

*Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР
188350, Гатчина*

Поступила в редакцию 19 февраля 1991 г.

Обсуждаются относительные выходы c - и b -кварков в области энергий $\sqrt{s} \gtrsim 0,5$ ТэВ в рамках феноменологии полужестких процессов. Абсорбционные поправки должны замедлять рост сечения рождения c -кварков. В связи с этим сечения образования b -кварков, определяемые из данных по выходам мюонов, либо J/ψ -мезонов оказываются большими, чем при использовании в обработке эксперимента предсказаний партонной модели.

В последнее время сечения образования тяжелых кварков (c и b) в $\bar{p}p$ столкновениях при высокой энергии извлекают путем обработки данных по инклюзивным сечениям рождения прямых лептонов (главным образом, мюонов) или J/ψ -мезонов. При этом возникает проблема разделения вкладов c - и

b -кварков. Обычно предполагается, что распределение этих кварков по поперечным импульсам хорошо описывается партонной моделью. Однако партоны с не очень большими поперечными импульсами должны испытывать многократные перерасеяния на многочисленных мягких глюонах начальных адронов. Для количественной оценки таких перерасеяний можно использовать теорию полужестких процессов^{1,2}, согласно которой вторичными взаимодействиями можно пренебрегать для частиц с такими поперечными импульсами q_T , когда квадрат их поперечной массы $m_T^2 = m^2 + q_T^2 > q_0^2$, так как сечения перерасеяния их $\sigma_n \sim \alpha_s/m_T^2$ уже достаточно малы. Согласно^{1,2} величина q_0 растет с увеличением энергии, достигая значений $q_0 = 2,5$ ГэВ при $\sqrt{s} = 0,54$ ТэВ и $q_0 = 7$ ГэВ при $\sqrt{s} = 40$ ТэВ. В области малых q_T , где квадрат поперечной массы кварка Q , $m_T^2 = m_Q^2 + q_T^2 < q_0^2$, поправки на перерасеяния и возникающее при этом экранирование необходимо учитывать.

Оценки показывают, что, начиная с $\sqrt{s} \sim 0,5$ ТэВ такие поправки становятся существенными в случае рождения c -кварков, а при $\sqrt{s} \sim 20$ ТэВ и для b -кварков. Роль поправок в основном сводится к остановке роста с энергией сечения $d\sigma/dq_T^2$ в области $m_T < q_0$, в то время, как в области больших q_T этот рост продолжается. В результате форма распределений $d\sigma/dq_T^2$ начинает меняться и постепенно приобретает совершенно непривычный вид со слабой зависимостью от q_T в области $q_T^2 < q_0^2$ ¹⁾ (конкретный вид этой зависимости в разных моделях может различаться). Для иллюстрации на рис. 1 приведены расчетные сечения $d\sigma/dq_T^2$ для c - и b -кварков, рождающихся при энергии $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ. Детали вычислений подробно описаны в работе⁴. Сплошными кривыми показаны сечения $d\sigma/dq_T^2$, рассчитанные в рамках КХД без учета обсуждаемой экранировки. По форме они довольно близки к хорошо известным предсказаниям партонной модели (см., например, работу⁵). Штриховыми кривыми показаны те же сечения с учетом экранировки.

Таким образом, при учете эффектов перерасеяния должно уменьшаться отношение сечений рождения c - и b -кварков в области $m_T \lesssim q_0$. Уменьшение относительной доли чарма приводит к увеличению сечения образования B -мезонов, извлекаемого из данных по выходам мюонов, либо J/ψ -мезонов. Обсуждение этого вопроса и является основной целью настоящей работы.

Прежде всего, поясним, с чем может быть связано подавление процессов образования частиц с малыми q_T . Основной причиной является, по-видимому, явление, аналогичное эффекту Ландау - Померанчука^{6,7}. Время формирования $Q\bar{Q}$ пары глюоном-родителем $\tau \sim E/(2m_T^2)$. В случае $m_T < q_0$ глюон за это время успевает несколько раз перерасеяться на медленных партонах нуклона мишени, меняя каждый раз свой цветовой заряд (см. рис. 2, на котором перерасеяния показаны пунктиром). Отметим, что величина q_0 ^{1,2} как раз такова, что при $m_T \sim q_0$ число перерасеяний $n \sim 1$, т.е. средняя длина свободного пробега $l \sim \tau c$. Изменение цвета глюона-родителя (например, за счет обмена другим глюоном при перерасеянии) приводит к тому, что вместо когерентного излучения на протяжении всего времени τ мы получаем $n = \tau c/l$ некогерентных амплитуд рождения $Q\bar{Q}$ пары на каждом отдельном интервале между перерасеяниями. В результате сечение оказывается пропорциональным числу таких интервалов $n = \tau c/l$ вместо $\sigma \sim n^2$ в когерентном случае. По сравнению с обычной партонной моделью, не учитывающей перерасеяний, сечение оказывается уменьшенным в n раз.

1) Отметим сразу же, что в случае легких кварков (u, d, s) наблюдать эффекты такой экранировки практически невозможно как из-за фона от фрагментации мягких тормозных глюонов, так и вследствие отсутствия эффекта лидирования⁸ для адронов, состоящих из легких кварков.

Мы не можем отсуммировать в области $m_T \lesssim q_0$ все возможные диаграммы, ответственные за абсорбционные поправки, поэтому, например, расчет, показанный на рис. 1 является модельно-зависимым. Для максимально наглядной оценки влияния обсуждаемых эффектов на величину извлекаемого из опыта сечения рождения b -кварков сделаем простейшее предположение, что сечение $d\sigma(\bar{Q}Q)/dq_T^2$ имеет вид

$$\frac{d\sigma(\bar{Q}Q)}{dq_T^2} = \left(\frac{d\sigma(\bar{Q}Q)}{dq_T^2} \right)_{q_T=0} \begin{cases} 1, & m_T < q_0 \\ (q_0/m_T)^4, & m_T > q_0 \end{cases} \quad (1)$$

Рассмотрим, к чему это приведет на примере рождения B -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ.

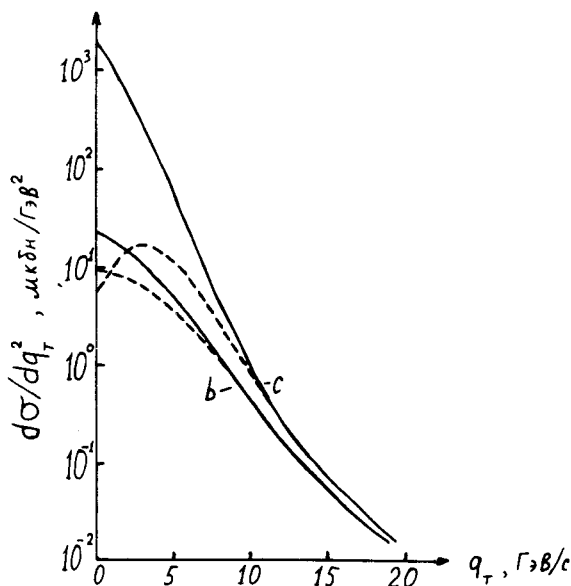


Рис. 1

Рис. 1. Расчетные сечения рождения c - и b -кварков при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ с учетом (штриховые кривые) и без учета (сплошные кривые) эффектов экранировки

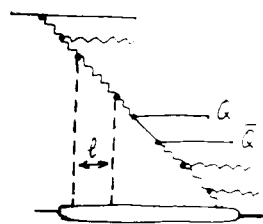


Рис. 2

Рис. 2. Перерасеяния глюонов (штриховые линии), приводящие к уменьшению сечения рождения тяжелых кварков

Группа CDF извлекает величину $\sigma(B)$, измеряя сечение образования J/ψ -частиц и предполагая, в соответствии с расчетами по партонной модели, что 30% J/ψ -мезонов образуются в результате распада B -мезонов, а остальные 70% их формируются в процессах рождения $c\bar{c}$ -пар путем рекомбинации. Однако учет эффектов перерасеяния заметно меняет это соотношение. Доля J/ψ -мезонов, образующихся при рождении $c\bar{c}$ -пар уменьшается по двум причинам. Во-первых, уменьшается само сечение образования c -кварков, а во-вторых убывает вероятность их рекомбинации в J/ψ -мезон из-за увеличения среднего поперечного импульса c -кварка.

Примем, что вероятность такой рекомбинации пропорциональна m_T^{-2} . Такая гипотеза в какой-то мере отвечает духу оценки, вытекающей из правил сумм КХД. Тогда вероятность формирования J/ψ -мезонов, образующихся на счет

рождения c -кварков, будет пропорциональна

$$w = \int \frac{d\sigma(\bar{c}c)}{dq_\tau^2} / \left(\frac{d\tau(\bar{c}c)}{dq_\tau^2} \right)_{q_\tau=0} \frac{dq_\tau^2}{m_\tau^2} = \frac{1}{2} + \ln(q_0^2/m_c^2). \quad (2)$$

При $m_c = 1,5$ ГэВ, $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ, когда $q_0 \simeq 3,1$ ГэВ фактор w оказывается равным 1,95, что в 4,7 раза меньше, чем в случае отсутствия перерасеяний ($d\sigma(\bar{c}c)/dq_\tau^2 \sim (q_0/m_\tau)^4$ во всей области q_τ).

Другими словами, учет абсорбционных поправок при рождении c -кварков меняет соотношение 30% : 70% между долей J/ψ -частиц, обусловленных образованием b - и c -кварков, на 67% : 33%. Тогда сечение образования B -мезонов следует увеличить в 2,2 раза по сравнению с результатом, полученным по партонной модели. Если считать, что вероятность рекомбинации $\bar{c}c \rightarrow J/\psi$ пропорциональна $1/(q_\tau^2 + \langle R_\psi^2 \rangle^{-1})$, то величина w меняется еще сильнее и, вместо соотношения 30% : 70% мы получаем для $\langle R_\psi^2 \rangle = 0,08 \text{ фм}^2$ 87% : 13%, т.е. сечение рождения B -мезонов следует увеличить в 2,5 раза.

Отметим, что численная величина обсуждаемых эффектов существенно зависит от диапазона поперечных импульсов, в котором регистрируются J/ψ -мезоны. Например, если ограничиться областью $q_\tau > 10$ ГэВ/с, где эффекты перерасеяния практически отсутствуют, то сечение $\sigma(B)$ получится правильным. В этом случае, однако, возникнут неопределенности, связанные с экстраполяцией измеренных сечений на всю область фазового объема. Тем не менее, накладывание последовательных обрезаний по поперечному импульсу регистрируемого мюона, либо J/ψ -мезона позволяет в принципе провести экспериментальную проверку обсуждаемых абсорбционных эффектов.

В заключение укажем, что роль эффектов перерасеяний глюонов в процессах рождения тяжелых кварков может оказаться весьма существенной. Сечения рождения тяжелых кварков при энергиях $\sqrt{s} \gtrsim 0,5 - 1$ ТэВ могут оказаться заметно большими, чем считается в настоящее время. В частности, предварительные результаты полученные нами в рамках теории полужестких процессов $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{b}b) \simeq 200$ мкбн при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ после учета таких поправок согласуются с данными группы CDF. Желательны более детальные расчеты абсорбционных эффектов, выполненные в рамках реалистических моделей.

Литература

1. Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Phys. Rep. 1983, 100, 1.
2. Levin E.M., Ryskin M.G. Phys. Rep., 1990, 189, 267.
3. Bjorken J.D. Phys. Rep. D, 1978, 17, 111.
4. Levin E.M. et al. Preprint LNPI-1643, Leningrad, 1990.
5. Nason P., Dawson S., Ellis R.K. Nucl. Phys. B, 1988, 303, 607.
6. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1953, 95, 535, 735.
7. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1956, 32, 633.
8. Jackson J.D. Proc. of SLAC Sum. Inst., Rep. No.1981, p. 147, 1976.