

УДК 539.12.01

РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ КВАРК-ГЛЮОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

М. Н. Дубинин, Д. А. Славнов

(кафедра физики высоких энергий)

В последние годы уделяется довольно много внимания процессам адронного рождения очарованных мезонов и барионов. При этом в рамках квантовой хромодинамики исследуются процессы рождения c -кварков. Поскольку масса очарованного кварка m_c довольно велика ($\sim 1,3$ ГэВ), кинематические ограничения обеспечивают большую величину переданного в таких процессах импульса, вследствие чего возможны расчеты по теории возмущений КХД.

В силу того что очарованных кварков в нуклоне практически нет, c -кварки рождаются в результате взаимодействия кварков и глюонов из сталкивающихся адронов. В работах [1] было рассмотрено рождение очарованных частиц во втором порядке по эффективной константе связи $\alpha(Q^2)$, когда в начальном состоянии имеющегося подпроцесса (т. е. процесса взаимодействия партонов) типа $2 \rightarrow 2$ находятся либо два кварка, либо два глюона. Расчет полного сечения процесса рождения пары $c\bar{c}$ в pp -взаимодействии проводится по известной формуле партонной модели [2].

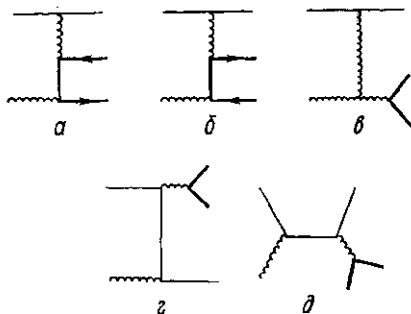


Рис. 1. Диаграммы, соответствующие подпроцессу $qg \rightarrow c\bar{c}q$

$$\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}X) = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a(x_1) f_b(x_2) \hat{\sigma}(x_1, x_2, s), \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}$ — сечение подпроцесса, $f_a(x)$ — функция распределения партона a по доле импульса протона. При сравнении полученного таким образом сечения с опытными данными оказывается, что оно примерно на порядок меньше экспериментально измеренных величин. Возможно, что может быть существенным вклад в сечение за счет мягких процессов [3].

Нами была рассмотрена возможность рождения c -кварков в кварк-глюонном взаимодействии, когда учитывается подпроцесс $qg \rightarrow c\bar{c}q$ типа $2 \rightarrow 3$. Соответствующие амплитуды изображены на рис. 1. Рассмотрим амплитуду рис. 1, a . Если переданный в верхней вершине импульс мал, эффективная константа связи не мала и расчет по теории возмущений недостоверен. Однако в этом случае можно считать слабовиртуальный промежуточный глюон составляющим глюоном, и мы получаем подпроцесс $2 \rightarrow 2$ $gg \rightarrow c\bar{c}$ вместо подпроцесса $2 \rightarrow 3$ рис. 1, a . В этом смысле амплитуды рис. 1 при больших виртуальностях промежуточных частиц являются «дополнением» к ранее рассматривавшимся [1] амплитудам подпроцессов $2 \rightarrow 2$. В наших вычислениях мы обрезаем переданный импульс снизу величиной $Q_0^2 = m_c^2$.

Интегрированием в физической области квадрата суммы амплитуд рис. 1 ($a-g$) нами было получено (см. также [4]) полное сечение подпроцесса $qg \rightarrow c\bar{c}g$ с точностью до членов порядка m_c^2/\hat{s} (\hat{s} -- квадрат суммы импульсов начальных партонов):

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = [a \ln(\hat{s}/Q_0^2) + b + O(m_c^2/\hat{s})] \alpha^3 (Q^2)/m_c^2, \quad (2)$$

где a, b -- безразмерные константы. В результате громоздких вычислений было найдено $a=0, b=0,40$. Отметим, что в отличие от (2) $\hat{\sigma}$ во втором порядке по $\alpha(Q^2)$ убывает как \hat{s}^{-1} . Полное сечение рождения па-

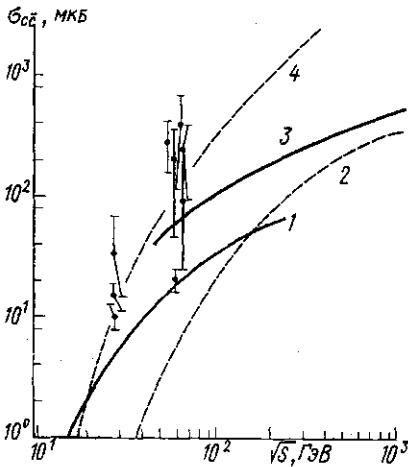


Рис. 2. Полное сечение рождения очарованной пары $c\bar{c}$ в pp -взаимодействии в зависимости от энергии: 1 -- по работе Картвелишвили и др. [1], $m_c=1,25$ ГэВ, $\alpha(Q^2)=0,2$; 2, 4 -- по работе [6], 3 -- результат настоящей работы, $m_c=1,3$ ГэВ, $\alpha(Q^2)=0,3$. Приведены также экспериментальные данные из обзора [9]

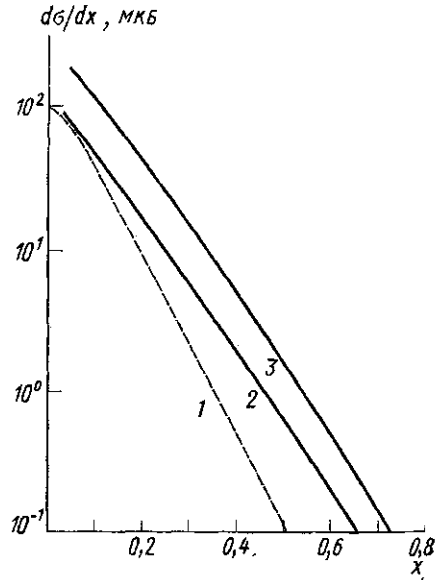


Рис. 3. Инклюзивный спектр D -мезонов по работе Картвелишвили и др. [1] (1) и по результатам настоящей работы при $\sqrt{s}=60$ ГэВ (2) и 800 ГэВ (3)

ры $c\bar{c}$ в pp -взаимодействии (рис. 2) рассчитывалось по формуле (1), где были использованы структурные функции из работы [5]. Ошибка приближения $\Delta\sigma \approx 0,1$ мб при $\sqrt{s} \approx 10^2$ ГэВ, $\Delta\sigma \approx 0,2$ мб при $\sqrt{s} \approx 10^3$ ГэВ,

т. е. результату можно доверять, начиная с энергии $\sqrt{s}=200$ ГэВ. Полное сечение оказалось достаточно большим и при высоких энергиях превосходящим вклад второго порядка.

На рис. 2 приведено также сечение, полученное в работе [6] (кривая 4) при учете так называемых процессов возбуждения очарования типа $2 \rightarrow 2$. Одна из соответствующих этому случаю диаграмм может быть получена из диаграммы рис. 1, а, если последнюю разрезать по внутренней линии тяжелого кварка и отбросить нижнюю часть. При этом в формуле (1) нужно использовать функцию распределения тяжелых кварков, которая не известна сколько-нибудь надежно. Замечания

в этой связи содержатся, например, в работе [7]. В нашем случае рождение тяжелых кварков учитывается явно сечением $\hat{\sigma}$, а не с привлечением плохо известной функции распределения.

Более отчетливо разница между подпроцессами второго и третьего порядка по константе $\alpha(Q^2)$ проявляется при рассмотрении инклюзивных спектров c -кварков (рис. 3). Оказалось, что в то время как спектр $d\sigma/dx$ (x — фейнмановская переменная) с учетом только подпроцессов $2 \rightarrow 2$ ведет себя как $(1-x)^2$ [1], спектр с учетом только подпроцесса $qg \rightarrow c\bar{c}q$ падает с ростом x медленнее, чем $x^{-1} (1-x)^5$. Последний факт хорошо согласуется с феноменологическими выражениями, исползуемыми при описании опытов по наблюдению очарованных мезонов, поскольку известно [8], что спектр мезонов практически повторяет спектр тяжелых кварков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р. Ядерная физика, 1978, 28, № 5, с. 1315; Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р. Ядерная физика, 1980, 32, № 1, с. 236; Georgi H. M., Glashow S. L. et al. Ann. of Phys., 1978, 114, N 1-2, p. 273; Vavcock J., Silvers D., Wolfram S. Phys. Rev., 1978, D18, N 1, p. 162. [2] Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М.: Мир, 1975. [3] Дубинин М. Н., Славнов Д. А. Ядерная физика, 1982, 35, № 3, с. 736. [4] Dubinin M. N., Slavnov D. A. IHEP preprint 82-112, 1982. [5] Altarelli P., Ellis R. K., Martinelli G. Nucl. Phys., 1979, B157, N 3, p. 461. [6] Combridge V. L. Nucl. Phys., 1979, B151, N 2, p. 429. [7] Michael S., Winder R. Nucl. Phys., 1980, B173, N 1, p. 59. [8] Suzuki M. Phys. Lett., 1977, 71B, N 1, p. 139. [9] Phillips R. J. N. In: Proc. High Energy Physics conf. 1980. N. Y., 1981, p. 1470.

Поступила в редакцию
09.04.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 551.515.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ МОДЕЛИ РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ КОНВЕКТИВНОГО ВИХРЯ

С. Б. Бобошина, А. А. Соловьев

(кафедра молекулярной физики)

В последние годы интенсивно изучаются лабораторные аналоги атмосферных вихрей с преобладающим влиянием тепловых эффектов [1, 2, 3]. Ранее теоретически предсказывалось, что интенсивность атмосферного вихря немонотонно изменяется с температурой поверхности [4, 5]. В работе [3] экспериментально установлены условия, при которых это явление может наблюдаться для модели вихря. Оказалось, что существует интервал температур, при которых, несмотря на рост подводимой энергии, тангенциальная скорость в вихре постоянна. Оставалось неясным, каким образом при этом формируются осевые потоки и каков баланс энергии в системе.

Конвективный вихрь создавался в камере, аналогичной [1]. Диаметр камеры — 20 см, высота — 20 см, число тангенциальных окон — шестнадцать (рис. 1). Температура поверхности изменялась электроннагревателями, расположенными равномерно с нижней стороны дна камеры. Нагреваемый воздух поднимался внутри камеры. На его место поступал более холодный, который входил в камеру через боковую поверхность. После прохождения тангенциальных окон воздух приобретал