ЛИТЕРАТУРА

[1] Яфаев Д. Р.//Функциональный анализ и его приложения. 1972. 6, № 4. С. 103. [2] Hill R. N.//Phys. Rev. Lett. 1977. 38, N 12. P. 643. [3] Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики. Т. 4. Анализ операторов. М., 1982. [4] Howland J. S.//Pacific J. Math. 1969. 29. P. 565. [5] Lovelace C.//Strong Interactions and High Energy Physics/Ed. R. C. Moorehouse. Oliver and Boyd, 1964. [6] Simon B.//Ann. Math. 1973. 97. P. 247. [7] Hunziker W.//Acta Phys. Austr., Suppl. 1977. 17. P. 43. [8] Simon B.//Int. J. Quant. Chem. 1978. 14. P. 529. [9] Погорелов А. В. Дифференциальная геометрия. М., 1969. [10] Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. М., 1969. [11] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика. М., 1979.

Поступила в редакцию
23.03.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 2

УДК 539.12.01

ЖЕСТКОЕ РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ КВАРКОВ

А. П. Крюков, Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Рассматривается процесс рождения очарованных частиц в протон-протонном столкновении. Приводятся результаты аналитических вычислений на ЭВМ сечения главного подпроцесса — глюон-глюонного рождения очарованной пары кварков. Показывается, что основной вклад в сечение дают диаграммы третьего порядка теории возмущений.

В настоящее время как в теоретическом, так и в экспериментальном плане интенсивно изучается процесс рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях. Расчеты [1—3] в рамках КХД в низшем порядке теории возмущений довольно плохо согласуются с экспериментом.

В данной работе показывается, что согласие между теоретическими и экспериментальными результатами значительно улучшается при учете следующего (третьего) порядка по эффективной константе взаимодействия α_S. Практически такие расчеты осуществимы только на ЭВМ. Сейчас уже имеется несколько работ [4—7], в которых сообщается о такой деятельности. В отличие от них мы помимо константы α_S использовали еще один параметр малости и выделили главный вклад по этому параметру. В результате возникли очень большие упрощения и нам удалось получить сравнительно компактное аналитическое выражение для сечения подпроцесса рождения очарованных кварков.

Здесь приводятся результаты наших расчетов на ЭВМ в системе аналитических вычислений *REDUCE* [8] сечения глюон-глюонного рождения очарования ($gg \to C\bar{C}g$). Этот подпроцесс дает основной вклад в сечение рождения очарованных частиц в протон-протонном столкновении. Ранее в работе [9] такого типа результаты были получены для глюон-кваркового рождения очарования.

Типичные диаграммы Фейнмана, ответственные за глюон-глюонное рождение очарования, изображены на рис. 1. Формально диаграммы второго порядка (рис. 1, *а*) соответствуют случаю, когда в конечном состоянии присутствуют только два партона. Однако в силу того, что глюоны имеют нулевую массу, этот процесс физически неотделим от

процессов с испусканием мягких и коллиниарных глюонов. Это непертурбативные явления. При современном состоянии квантовой хромодинамики они могут быть учтены только полуфеноменологически через функции распределения партонов в адронах.

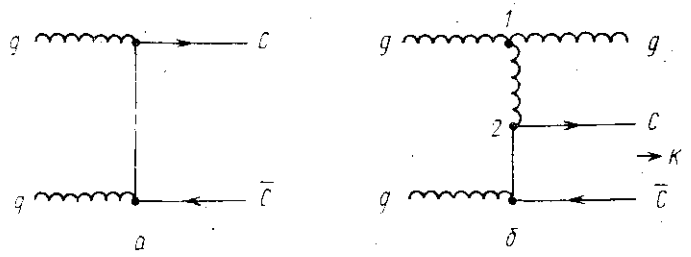

Рис. 1. Глюон-глюонное рождение очарованных кварков: *а* — подпроцесс 2→2, *б* — подпроцесс 2→3

Таким образом, число партонов в конечном состоянии не может служить физически наблюдаемой характеристикой процесса. Нам представляется, что на эту роль подходит суммарный импульс рожденной очарованной пары кварк—антикварк. Далее этот импульс обозначается через k, а его поперечная часть через $k_\perp$.

Для процессов 2→2 $k_\perp=0$, при испускании мягких глюонов $k_\perp$ отличен от нуля, но все еще мал. Оба эти процесса отнесем к первому типу и назовем мягким рождением очарования. Для этого типа $k_\perp<m$, m — массовый параметр, отделяющий малые поперечные импульсы от больших. Ко второму типу отнесем процессы, в которых $k_\perp>m$. Такие процессы назовем жестким рождением очарования. Конечно, граница m условна. Разумной величиной для m представляется масса очарованного кварка. Для последней мы приняли значение $m_c=1{,}3$ ГэВ.

Очевидно, что вклад в жесткое рождение очарования могут дать диаграммы Фейнмана, в которых не менее трех вершин. Типичная диаграмма такого типа изображена на рис. 1, *б*. Вместе с тем она дает вклад и в мягкое рождение. Это будет в том случае, когда $-q^2<m^2$, где q — импульс виртуального глюона, распространяющегося по линии 12. Однако в этом случае квадраты всех импульсов, подходящих к вершине 1, малы по абсолютной величине. Поэтому эффективная константа связи в этой вершине велика, и теория возмущений неприменима. То есть такой вклад должен учитываться непертурбативно, и он неотделим от вклада диаграмм второго порядка (рис. 1, *а*).

Таким образом, вырисовывается следующая картина. Диаграммы второго порядка (типа 1, *а*) эффективно с учетом непертурбативных явлений, которые запрятаны в структурные функции, описывают мягкое рождение очарования. Диаграммы третьего порядка (типа 1, *б*) при достаточно большой виртуальности промежуточного глюона соответствуют жесткому рождению очарования.

Заметим, что в работе [7] при расчете мягкой составляющей учтен вклад как второго, так и третьего порядков. Нам кажется, что в этом случае существует опасность двойного счета, так как поправки старших порядков уже эффективно учтены в структурных функциях. Этим, возможно, объясняется некоторое расхождение наших результатов с результатами работы [7]. Полученное там сечение подпроцесса примерно в 1,5 раза превышает наше. Впрочем, это расхождение не

очень существенно, так как оно перекрывается неопределенностью в глюонных структурных функциях.

На первый взгляд кажется, что мягкое рождение должно дать основной вклад в полное сечение рождения очарованных частиц. Однако при высоких энергиях это оказывается не так. Дело в том, что при таких энергиях возникает еще один параметр малости $\mu^2 = m^2_C \hat{S}^{-1}$, где $\hat{S}$ — квадрат полной энергии сталкивающихся партонов в системе их центра масс. Для протон-протонных столкновений среднее значение этого параметра меняется от $\langle\mu^2\rangle = 0{,}12$ при $\sqrt{S} = 25$ ГэВ до $\langle\mu^2\rangle = 0{,}015$ при $\sqrt{S} = 2500$ ГэВ. Параметрически сечения подпроцессов третьего порядка $\hat{\sigma}^{(3)}$ отличаются от сечений второго порядка $\hat{\sigma}^{(2)}$ на множитель $\alpha_S \mu^{-2}$. Если принять для α_S значение 0,25, то при высоких энергиях этот множитель отнюдь не мал. В сечениях старших порядков степень α_S нарастает, а старшая степень μ^{-2} остается неизменной. Поэтому по совокупности параметров α_S и μ третий порядок теории возмущений оказывается ведущим.

В своих расчетах мы учли все шестнадцать древесных диаграмм третьего порядка, соответствующих процессу $gg \to C\bar{C}g$. Вычисления производились в фейнмановской калибровке, поэтому пришлось дополнительно учесть диаграммы с духами.

В результате вычислений для сечения получилось следующее аналитическое выражение:

$$\hat{\sigma}^{(3)}_{gg} = \frac{\alpha_s^3}{2\hat{S}} \int\limits_{\nu^2}^{1-\nu^2} d\chi \int\limits_{0}^{u+t \leqslant \mu^{-1}} \frac{du\,dt}{(u+t)^2} \left\{ \frac{1}{\chi(1+\chi t^2)(1+\chi u^2)} \times \right.$$

$$\times \left[\frac{u^2+t^2}{(u+t)^2} \left(4(u^2+t^2) + ut(9ut\chi - 1)\right) + \right.$$

$$\left. \left. + 2\mu^2 \chi ut \left(9u^2t^2 + \frac{4(u^2-t^2)^2}{(1+\chi t^2)(1+\chi u^2)} \right) \right] + \frac{45}{32} \frac{u^2t^2}{(u+t)^2} \right\},$$

где $\nu^2 = m^2 \hat{S}^{-1}$. После вычисления интегралов получается

$$\hat{\sigma}^{(3)}_{gg} = 0{,}9 \alpha_S^3 m_c^{-2}.$$

Из сечений подпроцессов $\hat{\sigma}_{ab}(\hat{S})$ сечение процесса σ восстанавливается по формуле

$$\sigma = \sum_{ab} \sigma_{ab} = \sum_{ab} \int\limits_{x_1 x_2 \geqslant \beta} dx_1\, dx_2\, f_a(x_1)\, f_b(x_2)\, \hat{\sigma}_{ab}(\hat{S}),$$

где $\beta = 4m^2_C S^{-1}$, $\hat{S} = S x_1 x_2$, $f_a(x)$ — функция распределения партонов a в протоне, $\hat{\sigma}_{ab}$ — сечение рождения очарованных кварков в столкновении партонов a и b, S — квадрат полной энергии сталкивающихся протонов в системе центра масс.

На рис. 2 приведены вычисленные значения сечения рождения очарованных частиц в протон-протонном столкновении при двух простейших параметризациях глюонной функции распределения

$$x f_g(x) = 0{,}5(n+1)(1-x)^n.$$

Причем f_{g1} соответствует $n=5$, а f_{g2} значению $n=10$. Кривая A отвечает сечению $\sigma_A = \sigma^{(2)}_{qq} + \sigma^{(2)}_{gg1}$, в котором учитываются только диаграммы порядка α_S^2 (мягкое рождение). Кривые B и C изображают сече-

ния при учете как мягкого, так и жесткого рождения при двух вариантах глюонной функции распределения:

кривая B: $\sigma_B = \sigma_A + \sigma^{(3)}_{qg1} + \sigma^{(3)}_{gg1}$,

кривая C: $\sigma_C = \sigma_A + \sigma^{(3)}_{qg2} + \sigma^{(3)}_{gg2}$.

Видно, что учет жесткого рождения примерно на порядок увеличивает сечение рождения и значительно улучшает согласие с экспериментом. Особенно, если считать, что при меньших энергиях более предпочтительной является глюонная функция распределения f_{g1}, а при больших — f_{g2}. Аргументы в пользу этого имеются, и они приведены в работе [10].

Подводя итог, можно сказать, что учет процессов жесткого рождения очарования позволяет вполне удовлетворительно согласовать выводы квантовой хромодинамики с имеющимися экспериментальными данными по рождению очарованных частиц.

Было бы интересно экспериментальные данные обработать таким образом, чтобы отделить процессы мягкого рождения от процессов жесткого рождения. Из нашей работы следует, что сечение жесткого рождения в несколько раз больше сечения мягкого рождения.

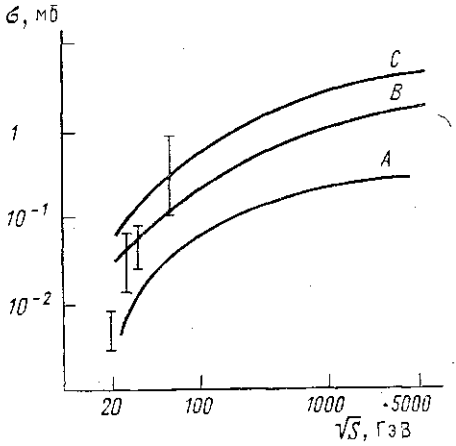

Рис. 2. Сечение рождения очарованных частиц в протон-протонном столкновении

ЛИТЕРАТУРА

[1] Babcock J., Sivers D., Wolfram S.//Phys. Rev. 1978. **D18**, N 1. P. 162. [2] Combridge B. L.//Nucl. Phys. 1979. **B151**, N 3. P. 429. [3] Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К.//Ядерная физика. 1980. **32**, № 1. С. 236. [4] Kunszt Z., Pietarinen E., Reya E.//Phys. Rev. 1980. **D21**, N 3. P. 733. [5] Gunion J. F., Kunszt Z.//Phys. Lett. 1986. **178B**, N 2, 3. P. 296. [6] Ellis R. K., Sexton J. C.//Nucl. Phys. 1986. **B269**, N 2. P. 245. [7] Noson P., Dawson R. K., Ellis R. K.//Nucl. Phys. 1988. **B303**, N 3. P. 607. [8] Дубинин М. Н., Славнов Д. А.//Ядерная физика. 1983. **37**, № 1. С. 187. [9] Hearn A. C.//Reduce User's Manual. The Rand Publ. 1987. **CP78**. P. 143. [10] Славнов Д. А.//Ядерная физика. 1985. **41**, № 1. С. 213.

Поступила в редакцию
28.03.89