

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

4647/2-81

14/9-81

P2-81-420

С.В.Голоскоков, А.В.Кудинов, В.А.Матвеев,
В.Г.Тепляков

КВАРК-МЕЗОННОЕ РАССЕЯНИЕ
НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ
В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

1981

Важное место в исследовании динамики сильных взаимодействий при высоких энергиях занимает изучение процессов рассеяния на большие углы. Интерес к ним связан с тем, что асимптотическое поведение амплитуд таких процессов обусловлено, главным образом, структурой взаимодействия на малых расстояниях, где может быть применена теория возмущений квантовой хромодинамики.

В рамках составных моделей адронов предположение о справедливости принципа автомодельности для взаимодействия на малых расстояниях приводит к правилам размерного кваркового счета^{1'}, которые предсказывают следующую асимптотическую зависимость дифференциальных сечений от энергии:

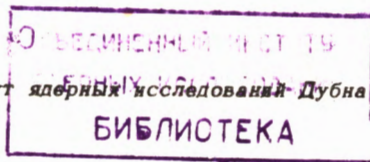
$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^{n-2}} f(t/s); \quad s, -t \rightarrow \infty; \quad t/s \text{ - фиксировано,} \quad /1/$$

где n - полное число точечных элементарных составляющих начальных и конечных частиц.

Важная проблема связана здесь с определением угловых зависимостей дифференциальных сечений, то есть явного вида функции $f(t/s)$ для различных процессов. Эта проблема была исследована в рамках различных моделей в работах^{2-5'}. Выделим среди них работу^{2'}, в которой предложены обобщенные правила кваркового счета. Эти правила позволяют определить угловые зависимости амплитуд, исходя из топологической структуры кварковых диаграмм, характеризующих процессы, протекающие на малых расстояниях.

Целью настоящей работы является анализ угловых зависимостей в рамках квантовой хромодинамики. Мы рассмотрим простейший эксклюзивный процесс с участием сильно взаимодействующих частиц - кварк-мезонное рассеяние на большой угол, предварительные результаты опубликованы в работе^{6'}.

Подчеркнем, что при изучении рассеяния кварка не возникают трудности, связанные с наличием относительного движения составляющих внутри всех взаимодействующих частиц, что имеет место для рассеяния реальных адронов. Вместе с тем наличие цветных кварков в начальных и конечных состояниях существенно меняет структуру радиационных поправок, которая будет рассмотрена ниже. Отметим, что такой процесс уже исследовался в литературе в качестве одного из жестких подпроцессов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 X$ ^{7'}.



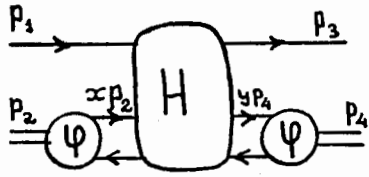


Рис.1. Амплитуда кварк-мезонного рассеяния.

Графически амплитуда рассеяния кварка на мезоне, рассматриваемом как связанное состояние валентных кварка и антикварка, представлена

на рис.1. С учетом спиновой и цветовой структуры процесса ее асимптотику можно представить в виде

$$\hat{T}_{ab}(s,t) = \hat{Q} \delta_{ab} T(s,t) \quad /2/$$

где $\hat{Q} = \hat{p}_2 + \hat{p}_4$.

Для скалярной инвариантной амплитуды $T(s,t)$ с учетом свойств факторизации взаимодействия на больших и малых расстояниях имеем

$$T(s,t) = \int_0^1 dx dy \phi^*(y, \frac{s}{\mu^2}) \frac{1}{s^2} \bar{H}(z,x,y, \frac{s}{\mu^2}, \alpha_s(s)) \phi(x, \frac{s}{\mu^2}), \quad /3/$$

где $z = \cos \theta$ - косинус угла рассеяния в с.ц.м.

Волновая функция $\phi(x, \frac{s}{\mu^2})$ /8,9/ описывает развал мезона на два кварка и удовлетворяет условию нормировки:

$$\int_0^1 \phi(x, \frac{s}{\mu^2}) dx = f_\pi.$$

Она логарифмически зависит от s/μ^2 , и в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики может быть вычислена лишь ее эволюция с изменением этого параметра. При больших s ее асимптотика имеет следующий вид:

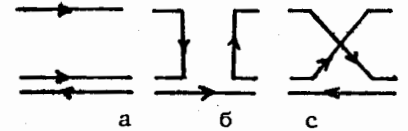
$$\phi_{as}(x) = 6 f_\pi x(1-x).$$

Амплитуда $\bar{H}(z,x,y, s/\mu^2, \alpha_s(s))$ связана с шестикварковой функцией Грина в переменных светового фронта соотношением $\bar{H} = \bar{G}^{-1} \bar{R}_6 \bar{G}^{-1}$ и может быть определена с помощью теории возмущений. При этом каждый вклад в \bar{H} определяется, во-первых, топологией кварковой диаграммы, описывающей процесс, и, во-вторых, структурой глюонных обменов. Для рассеяния кварка на мезоне возможны три топологические структуры, представленные на рис.2. Для конкретных кварк-мезонных процессов получаем, например, разложения:

$$\begin{aligned} s\pi^+ &\rightarrow s\pi^+ \quad (a); & u\pi^- &\rightarrow u\pi^- \quad (a)+(b); \\ sK^+ &\rightarrow d\pi^+ \quad (b); & u\pi^+ &\rightarrow u\pi^+ \quad (a)+(c); \\ sK^- &\rightarrow d\pi^- \quad (c); & u\pi^0 &\rightarrow u\pi^0 \quad (a)+(b)+(c); \end{aligned}$$

u, d, s - кварки; π, K - мезоны.

Рис.2. Топологические структуры кварковых обменов.



В низшем приближении по α_s можем записать

$$\bar{H}^{(0)}(z,x,y; \frac{s}{\mu^2}, \alpha_s(s)) = \frac{\pi^2 \alpha_s^2(s)}{N_c^2} H^0(z,x,y), \quad /4/$$

где N_c - число цветов кварков.

H^0 для различных диаграмм, а также

$$\bar{H}_{as}^0(z) = \int_0^1 dx dy x(1-x)y(1-y) H^0(z,x,y)$$

приведены в таблице. Цветовые факторы выписаны для каждой диаграммы отдельно, $\alpha = t/s = \frac{z-1}{2}$; $\beta = u/s = -\frac{1+z}{2}$.

Полученные результаты иллюстрирует рис.3, где приведены угловые зависимости различных вкладов в амплитуду рассеяния для топологии кварковых обменов 2б и цветовых групп SU(3) и SU(12). Как видно из рисунка, при $N_c = 3$ доминирует мнимая часть суммы неплоских диаграмм (IV+V+IV_{cr}). Отметим, что эти две диаграммы входят с цветовым фактором $C_F(C_F - N_c/2)$, $C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c}$, который в пределе больших N_c равен 1/4, что обеспечивает подавление неплоских вкладов. При этом такой же фактор

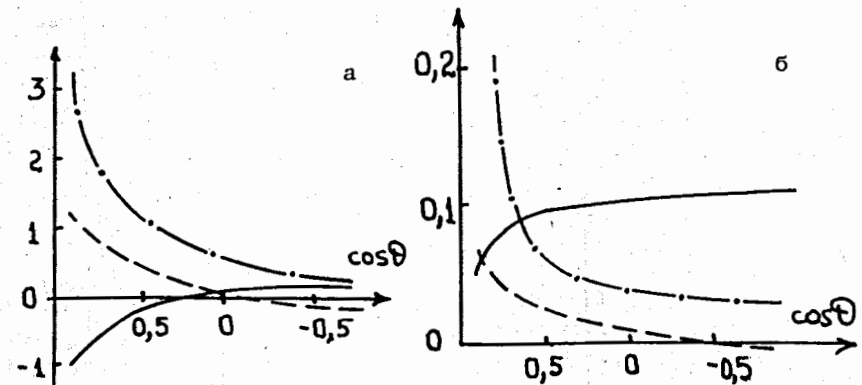


Рис.3. Угловые зависимости диаграмм топологии 2б:

— — — — — сумма плоских вкладов; - - - - - вещественная часть суммы неплоских вкладов; - · - · - мнимая часть суммы неплоских вкладов; а - для цветовой группы SU(3); б - для цветовой группы SU(12).

Таблица

	F_c	H^0 / F_c	\bar{H}_{ac} / F_c
I	$\frac{1}{2} C_F$	$\frac{2(1-\beta-a(x-y))}{a^2 xy(1-x)(1-y)(x+\beta y+axy+i\epsilon)}$	$-\frac{2}{a^2} (\ln(-\beta) + i\pi)$
II	C_F^2	$\frac{2}{xy}$	$\frac{1}{2}$
III	C_F^2	$-\frac{2}{a(1-x)y(1-y)}$	$-\frac{1}{a}$
IV	$C_F(C_F - \frac{N}{2})$	$\frac{2a(1-x-y)}{xy(\beta(1-x-y) - axy + i\epsilon)}$	$\frac{6}{a} - (\frac{12}{a^2} + \frac{6}{a}) \ln(-\beta) +$ $+(\frac{6}{a^3} + \frac{6}{a^2} + \frac{1}{a}) \ln^2(-\beta) -$ $-i\pi [\frac{12}{a^2} + \frac{6}{a} - (\frac{12}{a^3} + \frac{12}{a^2} + \frac{6}{a}) \times$ $\times \ln(-\beta)]$
V	$C_F(C_F - \frac{N}{2})$	$\frac{-2(1+ax)}{a(1-x)y(1-y)[y+\beta x+axy+i\epsilon]}$	$\frac{1}{a} [1 + \ln(-\beta) + i\pi]$
VI	$-\frac{1}{2} NC_F$	$\frac{2(\beta+a(2-x-y))}{ax(1-x)y(1-y)}$	$-\frac{2}{a}$

содержит сумма плоских диаграмм (III + IV + III_{cr}), не удовлетворяющих правилам обобщенного кваркового счета. Следовательно, с ростом N_c исчезает угловая зависимость плоских вкладов и происходит эффективное подавление неплюских вкладов, нарушающих факторизацию взаимодействия на малых и больших расстояниях. Это подтверждает рис. 3б.

Таким образом, факторизованное представление для амплитуды рассеяния кварка на мезоне и обобщенные правила кваркового счета справедливы лишь для главного члена $1/N_c$ -разложения.

Рассмотрим теперь радиационные поправки к амплитуде кварк-мезонного рассеяния, в частности, дважды логарифмические вклады. В однопетлевом приближении такую асимптотику могут иметь только диаграммы с обменом мягким глюоном между двумя кварками. При этом основной вклад дает область импульсов мягкого глюона с $k^2 \ll s$, и мы можем пренебречь этим импульсом в числителях и в жестких пропагаторах. В результате получаем факторизацию жесткого и дважды логарифмического вкладов, причем последний связан со скалярными подграфами формфакторного типа /рис. 4/, когда кварковые линии находятся вблизи массовой поверхности.

Легко видеть, что в случае, когда мягкая глюонная линия заканчивается на жесткой внутренней кварковой линии, мы не имеем дважды логарифмического вклада. Диаграммы, содержащие ведущие асимптотики, разбиваются на следующие классы:

I. Мягкие глюоны соединяют внешние линии, скалярное произведение импульсов которых велико. В качестве примера рассмотрим сумму диаграмм, изображенных на рис. 5. Здесь Γ - некоторый жесткий подпроцесс, связанное состояние является цветовым

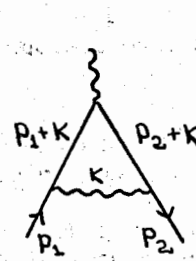


Рис. 4. Поддиаграмма, приводящая к дважды логарифмическим вкладам.

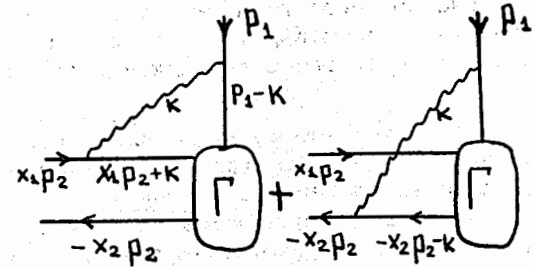


Рис. 5. Диаграммы класса I.

синглетом. Тогда

$$D_1 + D_2 = 2s\Gamma(\dots) \int d^4k \left\{ \frac{1}{k^2 [(p_1 - k)^2 - \mu^2]} \left[\frac{x_1}{(x_1 p_2 + k)^2 - \mu^2} - \frac{x_2}{(x_2 p_2 + k)^2 - \mu^2} \right] \right\} = 2\Gamma(\dots) \left[\ln^2 \frac{x_1 s}{\mu^2} - \ln^2 \frac{x_2 s}{\mu^2} \right] = 4\Gamma(\dots) \ln \frac{s}{\mu^2} \ln \frac{x_1}{x_2}$$

где $s = 2(p_1, p_2)$.

Таким образом, в этом классе диаграмм не сокращаются лишь дилогарифмы, соответствующие мягким глюонам, соединяющим внешние кварковые линии. Предполагается, что эти факторы экспоненцируются, приводя к синглетному кварковому формфактору, входящему в выражение для амплитуды рассеяния как сомножитель.

II. Диаграммы с пинчевыми особенностями*, глюонная линия оканчивается на внутренней линии /рис.6/. При этом в сумме диаграмм:

$$D_1 + D_2 = \frac{4s\bar{u}(p_3)(\hat{p}_2 + \hat{p}_4)u(p_1)}{st} \int \frac{d^4k}{k^2 [(p_1 - k)^2 - \mu^2]} \int dx dy x_1 (a x_2 + \beta) \times$$

$$\times \left[\frac{x_1}{(x_1 p_2 + k)^2 - \mu^2} \frac{1}{x_2 + x_2 y_2 a + y_2 \beta - \frac{2kq}{s} + i\epsilon} - \frac{x_2}{(x_2 p_2 + k)^2 - \mu^2} \frac{1}{x_2 + x_2 y_2 a + y_2 \beta + i\epsilon} \right]$$

знаменатель первого члена может быть разложен в ряд по степеням kq/s . Легко видеть, что дважды логарифмические факторы в результате сокращаются, как и в случае I.

III. Диаграммы с пинчевыми особенностями, глюонная линия заканчивается на внутренней кварковой линии, находящейся вблизи массовой поверхности /рис.7/.

Явные вычисления показывают, что эти диаграммы не содержат дважды логарифмических факторов. Таким образом, в настоящей

* Радиационные поправки к эксклюзивному процессу, содержащему лэндшоффовские особенности, рассмотрены, например, в^{10/}.

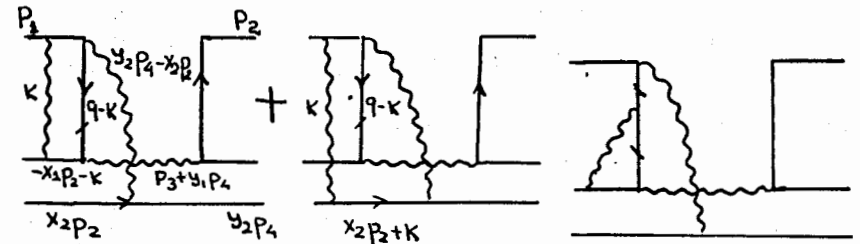


Рис.6. Диаграммы класса II.

Рис.7. Диаграмма класса III.

работе показано, что основной вклад в асимптотику простейшего эксклюзивного процесса с большими передачами импульса дает при $N_c=3$ мнимая часть суммы неплоских диаграмм. Ее появление связано с наличием полюса у пропагатора кварка. Такая же проблема возникает и для более сложных процессов, например, для $\pi-\pi$ рассеяния на большие углы^{11/}, однако в этом случае пинчевая сингулярность приводит к появлению вкладов, нарушающих правила размерного кваркового счета. Существование этой сингулярности связано с наличием реальных промежуточных состояний, что означает появление в жестком подпроцессе взаимодействия на больших расстояниях. Тем самым вычисление амплитуд таких процессов в теории возмущений квантовой хромодинамики не является, вообще говоря, полностью обоснованным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p.719; Brodsky S.J., Farrar G.R. Phys.Rev. Lett., 1973, 31, p.1153.
2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR, E2-8048, Dubna, 1974.
3. Gunion G.F., Brodsky S.J., Blankenbecler R. Phys.Rev., 1973, D8, p.287.
4. Uematsu T. Progr.Theor.Phys., 1976, 55, p.1224.
5. Goloskokov S.V., Koudinov A.V., Kuleshov S.P. JINR, E2-12627, Dubna, 1979.
6. Матвеев В.А., Слепченко Л.А., Тавхелидзе А.Н. В сб.: Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. ИФВЭ, Серпухов, 1979, с.526.
7. Farrar G.R., Fox G.C. Nucl.Phys., 1980, B167, p.205.
8. Lepage G.P., Brodsky S.J. Phys.Rev., 1980, D22, p.2157.

9. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR, E2-11983, Dubna, 1979; Jackson D.R., Farrar G.R. SLAC-PUB-2294, Stanford, 1979.
10. Landshoff P.V., Pritchard D.J. DAMTP 80/4, Cambridge, 1980.
11. Mueller A.H. CU-TP-192, New York, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1981 года.

Голоскоков С.В. и др. Кварк-мезонное рассеяние P2-81-420
на большие углы в квантовой хромодинамике

Кварк-мезонное рассеяние на большие углы рассмотрено в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики. В низшем порядке получен явный вид угловых зависимостей, которые совпадают с предсказаниями обобщенных правил кваркового счета в пределе большого числа цветов. В этом же пределе подавлены вклады неплоских диаграмм, нарушающие факторизацию взаимодействия на малых и больших расстояниях. Исследована структура радиационных поправок. Показано, что не сокращаются лишь дважды логарифмические факторы, соответствующие обмену мягким глюоном между начальным и конечным кварками.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1981

Goloskokov S.V. et al. Large-Angle P2-81-420
Quark-Meson Scattering in QCD

Large-angle quark-meson scattering is considered in the framework of perturbative quantum chromodynamics. The explicit angular dependences are found in the lowest order. They agree with the predictions of generalized quark counting rules when the number of colours is large. In this limit nonplanar diagrams that spoil the factorization of interaction at large and small distances are damped. The structure of radiative corrections is also discussed. The double logarithmic terms are shown to appear only due to exchange of soft gluon between initial and final quarks.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1981

Перевод аннотации О.С.Виноградовой.