

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ КВАРКИ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

И.М.Дремин, М.Т.Назиров

Вычислено сечение рассеяния ультррелятивистских поляризованных кварков в квантовой хромодинамике в борновском приближении, справедливом при больших переданных импульсах благодаря асимптотической свободе. Обсуждаются возможные применения к упругому рассеянию поляризованных протонов на большие углы, к процессам рождения частиц с большими поперечными импульсами и к процессам рождения лептонных пар при взаимодействии поляризованных адронов.

Заметная роль поляризационных эффектов в адронных соударениях при высокой энергии была продемонстрирована экспериментами по упругому рассеянию протонов на большие углы [1] и по инклюзивному рождению λ -частиц в протон-протонных и протон-ядерных реакциях [2]. С теоретической стороны имеется надежда, что поляризационные эффекты не будут содержать каких-то новых функций помимо обычно вводимых феноменологических формфакторов, которые столь сильно меняют характеристики процессов с неполяризованными частицами (см., например, [3]).

Для понимания процессов рассеяния поляризованных адронов важно знать свойства рассеяния составляющих их валентных кварков,

происходящего за счет обмена глюонами. В силу асимптотической свободы в квантовой хромодинамике процесс рассеяния двух квартов с большой передачей импульса определяется борновским членом¹⁾ который имеет вид

$$M = \pi \alpha_s \left[\lambda_{\alpha\beta}^a \lambda_{\gamma\delta}^a \frac{(\bar{u}_3 \gamma_\mu u_1)(\bar{u}_4 \gamma_\mu u_2)}{(p_1 - p_3)^2} - \lambda_{\alpha\delta}^a \lambda_{\gamma\beta}^a \frac{(\bar{u}_4 \gamma_\mu u_1)(\bar{u}_3 \gamma_\mu u_2)}{(p_2 - p_3)^2} \right] \quad (1)$$

для процесса рассеяния кварков с одинаковыми ароматами $1(\alpha) + 2(\gamma) \rightarrow 3(\beta) + 4(\delta)$ с импульсами p_1, p_2, p_3, p_4 и цветовыми индексами a, β, γ, δ (λ^a — матрицы группы $SU(3)$ по цвету, u_i — обычные биспинорные амплитуды, $\alpha_s \equiv g^2$ — квадрат константы взаимодействия). Выражение (1) отличается от хорошо известного матричного элемента взаимодействия двух электронов лишь наличием цветовых множителей (и, конечно, заменой $\alpha_s \leftrightarrow \alpha$). Именно они и будут определять разницу в порядке сечений двух процессов. Пренебрегая массами кварков в ультррелятивистском пределе, нетрудно вычислить сечение упругого рассеяния двух поляризованных кварков в системе центра инерции:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi\alpha_s^2}{s^2} N \left[\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{s^2 + t^2}{u^2} + k \frac{2s^2}{ut} - (\vec{\zeta}_1 \mathbf{n}_1)(\vec{\zeta}_2 \mathbf{n}_1) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{s^2 - u^2}{t^2} + \frac{s^2 - t^2}{u^2} + k \frac{2s^2}{ut} \right) + 2k(\vec{\zeta}_{1\perp} \vec{\zeta}_{2\perp}) - k \frac{s^2}{ut} (\vec{\zeta}_{1\perp} \mathbf{n}_3)(\vec{\zeta}_{2\perp} \mathbf{n}_3) \right], \quad (2)$$

где s, t, u — обычные кинематические инварианты, ζ_i — единичный вектор вдоль направления поляризации i -го кварка. $\mathbf{n}_i = \mathbf{p}_i / |\mathbf{p}_i|$, знак \perp указывает компоненту вектора ζ_i , перпендикулярную оси соу-

	$a = \gamma, \Sigma_{\beta\delta}$	$a \neq \gamma, \Sigma_{\beta\delta}$	$\Sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$
N	1/9	5/18	2/9
k	1	-3/5	-1/3

Знак $\Sigma_{\beta\delta}$ обозначает суммирование по возможным цветам только конечных кварков, а $\Sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ еще и усреднение по цветам начальных кварков.

¹⁾Заметим, что при больших переданных импульсах обмен многими глюонами приводит к появлению формфактора перед борновской амплитудой, не меняющего ее спиновой структуры [4, 5] (а, значит, и выводов о поляризационных зависимостях).

дарения кварков, а по поляризациям кварков в конечном состоянии проведено суммирование. Нормировочный множитель N и коэффициент перед интерференционным членом k зависят от цветов кварков и приведены в таблице¹⁾. $N = k = 1$ для $e\bar{e}$ -рассеяния ($\alpha_s \leftrightarrow \alpha$). Как видно из таблицы и формулы (2), с точностью до коэффициента кварки одинаковых цветов рассеиваются как электроны, тогда как рассеяние кварков разных цветов (а также усредненное по всем цветам) характеризуется деструктивной интерференцией, поскольку знак коэффициента k отрицательный.¹

Изменение знака k особенно существенно в случае рассеяния поперечно поляризованных кварков. Для них эффект оказывается противоположным по сравнению с электронами: например, поляризованные перпендикулярно плоскости рассеяния ультрарелятивистские кварки сильнее рассеиваются в состоянии с антипараллельными спинами, нежели при параллельных спинах. Отличие от неполяризованного сечения растет с ростом угла рассеяния и максимально при 90° .¹

Запишем формулу (2) в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}^0 (1 \pm C), \quad (3)$$

где верхний (нижний) знак относится к случаю параллельных (антипараллельных) спинов.

Рассмотрим наиболее неблагоприятный случай рассеяния кварков, усредненных по начальным цветам и просуммированных по конечным цветам, когда коэффициент k наименьший по абсолютному значению. Нетрудно получить из формулы (2) при 90° в СЦИ, что для спиральных кварков $C_{\parallel}(\pi/2) = -5/11$ (для спиральных электронов $C_{\parallel} = -7/9$), для кварков, поляризованных перпендикулярно плоскости рассеяния, $C_{\perp}(\pi/2) = -1/11$ (для электронов $C_{\perp} = 1/9$) для кварков, поляризованных в плоскости рассеяния перпендикулярно оси соударения, $C_p(\pi/2) = 1/11$ (для электронов $C_p = -1/9$). Таким образом, для поперечно поляризованных кварков отличие сечений друг от друга составляет около 20%, а в случае спиральных кварков их отношение достигает 8/3.

Какие следствия из полученных результатов вытекают для процессов при высоких энергиях?

Прежде всего, обсудим упругое рассеяние поляризованных протонов на большие углы [1]. Количественные выводы можно получить только, используя конкретную модель взаимодействия протонов²⁾. Однако,

¹⁾ Формула (2) справедлива для рассеяния кварков одинаковых ароматов. В случае разных ароматов обменный и интерференционный члены отсутствуют (т. е. $k = 0$ и надо положить равными нулю второе и пятое слагаемые в формуле (2), содержащие в знаменателе u^2).¹

²⁾ При этом, конечно, важна антисимметрия волновой функции протона по цвету, запрещающая одноглюонный обмен между адронами.

уже на качественном уровне видно, что основной вклад должно давать рассеяние кварков одинаковых цветов, поскольку на эксперименте величина C_{\perp} для протонов равна примерно 10^{-1} при $p_T^2 \lesssim 3,6 \text{ Гэв}^2$ и растет до $3 \cdot 10^{-1}$ в интервале $3,6 \lesssim p_T^2 \lesssim 4,3 \text{ Гэв}^2$. Возможно, также, что поляризационные свойства протона не определяются только валентными кварками [6], а следует учитывать при построении модели поляризацию глюонов и кварк-антикваркового моря. Отметим, что в случае наличия у кварков массы (по некоторым оценкам она около 300 Мэв) может оказаться невыполненным при $s = 25 \text{ Гэв}^2$ (энергия протонов в эксперименте [1]) условие ультрарелятивизма.

Важным представляется тот факт, что для величин C справедлив своеобразный скейлинг. Как нетрудно получить из (3), (2), они зависят только от отношения p_T^2/s . Отсюда, в частности, следует, что они одинаковы для всех кварков протона независимо от приходящейся на данный кварк доли энергии x . Значит, они не зависят от вида функций распределения кварков внутри протона.

Это, в частности, важно при рассмотрении процессов рождения частиц с большими поперечными импульсами за счет рассеяния кварка на кварке [3] в случае соударений поляризованных протонов. Эффекты азимутальной асимметрии струй при этом могут служить проверкой гипотезы [3] об их кварковом происхождении.

Поляризационные эффекты могут оказаться решающими и для выяснения механизма рождения мюонных пар в протон-протонных столкновениях. Это легко понять, если учесть, что в механизме Дрелла — Яна (аннигиляция виртуальных кварка и антикварка с превращением в мюонную пару) цвет не играет никакой роли (электромагнитные взаимодействия), тогда как процесс взаимодействия глюона с кварком, предложенный в работе [7], зависит от цвета.

Авторы благодарны И.В.Андрееву, И.И.Ройзену и Е.Л.Фейнбергу за обсуждение полученных результатов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 мая 1978 г.

Литература

- [1] I.R.O'Fallon, L.G.Ratner, P.F.Schultz, K.Abe, R.C.Fernow, A.D.Krisch, T.A.Mulera, A.J.Salthouse, B.Sandder, K.M.Terwilliger, D.G.Crabb, P.H.Hansen. Phys. Rev. Lett., **39**, 733, 1977.
- [2] G.Bunce et al. Phys. Rev. Lett., **36**, 1113, 1976.
- [3] R.D.Field, R.P.Feynman. Phys. Rev., **D15**, 2590, 1977.
- [4] P.Carruthers, P.Fishbane, F.Zachariasen. Phys. Rev., **D15**, 3675, 1977.
- [5] D.W.Duke. Fermilab-Pub-77/35-THY, 1977.
- [6] F.E.Close, D.Sivars. Phys. Rev. Lett., **39**, 1116, 1977.
- [7] H.Fritzsch, P.Minkowski. Ref TH 2400-CERN, 1977.