Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 5, стр. 241 – 244 *10 марта 1990 г.*

УТОЧНЕНИЕ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ КХД

М.Г.Рыскин

Обсуждаются поправки к наивной партонной модели связанные с учетом виртуальности и направления вектора поляризации мягкого глюона.

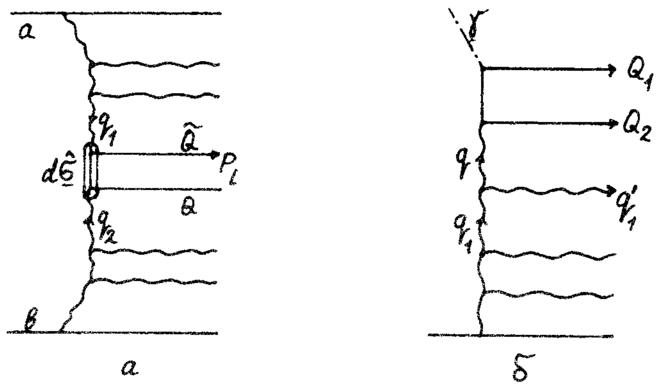
1. Как известно, в квантовой хромодинамике (КХД) сечения процессов, для которых существенны малые расстояния (например, образование пары тяжелых кварков или струй адронов с большими поперечными импульсами – $p_t \gg m$) могут быть записаны в обычной партонной форме [1 – 3]

$$E_i d\sigma/d^3p_i = \int dx_1 dx_2 D_a(x_1, Q^2) D_b(x_2, Q^2) E_i d\hat{\sigma}/d^3p_i, \qquad (1)$$

где $d\hat{\sigma}$ обозначает сечение жесткого партон–партонного взаимодействия (с испусканием струи с большим p_{ti} либо пары тяжелых кварков и т. п.),а функции $D_a(x_1, Q^2)$ и $D_b(x_2, Q^2)$– вероятность найти подходящие партоны с долей импульса x_1 и x_2 в волновых функциях начальных адронов a и b (см. рис. a).

Выражение (1) справедливо в главном логарифмическом приближении (ГЛП) КХД, когда виртуальности сталкивающихся партонов (глюонов или кварков) q_1^2 и $q_2^2 \ll Q^2$ – характерных переданных импульсов в матричном элементе подпроцесса $d\hat{\sigma}$; (для случая рождения пары тяжелых $Q\tilde{Q}$-кварков $Q^2 \sim m_Q^2$, а для реакции излучения струи адронов с большими p_t – $Q^2 \sim p_t^2$). Однако при высоких энергиях, когда на жесткое взаимодействие $d\hat{\sigma}$ приходится очень малая доля начальной энергии $x_1, x_2 \ll 1$, существенные виртуальности q_1^2, q_2^2 оказываются не слишком малы, и в партонной формуле (1) следует учитывать поправки, обусловленные тем, что импульсы сталкивающихся партонов (глюонов q_1 и q_2) не лежат на массовой поверхности, и сечение $d\hat{\sigma}$ отличается от сечения соударения безмассовых неполяризованных глюонов.

Кроме того, невредно вспомнить и о поляризации глюонов q_1 и q_2. По своему выводу выражение (1) полностью эквивалентно широко используемому в квантовой электродинамике методу эквивалентных фотонов. Но вектор поляризации эквивалентного фотона $\mathbf{e}_i$ лежит в плоскости реакции (в которой он был испущен; $\mathbf{e}_i \parallel \mathbf{q}_{it}$) и такая выстроенность влияет на угловые распределения частиц, образующихся в подпроцессе $d\hat{\sigma}$. В случае эквивалентных фотонов этот эффект давно принимают во внимание [4, 5]. Продемонстрируем как он может проявляться в КХД.



Образование пары тяжелых кварков $Q\tilde{Q}$ в адрон-адронном соударении *(а)*, и в процессе фоторождения *(б)*

2. В качестве простейшего примера рассмотрим фоторождение пары тяжелых $Q\tilde{Q}$-кварков (см. рис. *б*). Здесь в жестком взаимодействии участвуют: неполяризованный начальный фотон γ и глюон q. Сечение образования кварк-антикварковой пары $Q_1 Q_2$ пропорционально

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dz dQ_t^2} \propto \frac{z^2 + (1-z)^2}{m_t^2 m_q^2} - \frac{2z(1-z)m^2}{q_t^2} \left(\frac{1}{m_t^2} - \frac{1}{m_q^2} \right)^2 = I \qquad (2)$$

(z — доля импульса γ-кванта, уносимая кварком Q_2; $Q_t = Q_{1t}$ — поперечный импульс антикварка; $m_t^2 = m^2 + Q_t^2$; $m_q^2 = m^2 + (Q-q)_t^2$; $m = m_Q$ — масса кварка).

При очень малых виртуальностях $q^2 \ll m^2$ формула (2) принимает вид

$$I = [z^2 + (1-z)^2 + 8z(1-z)m^2 Q_t^2 \cos^2\varphi / m_t^4] / m_t^4 , \qquad (3)$$

(где φ — угол между векторами $\mathbf{q}_t$ и $\mathbf{Q}_t$), в то время, как, усреднив сечение $d\hat{\sigma}$ по поляризациям "эквивалентного" глюона q, мы получили бы

$$\langle I \rangle = [z^2 + (1-z)^2 + 4z(1-z)m^2 Q_t^2 / m_t^4] / m_t^4 . \qquad (4)$$

Для вполне типичных значений $Q_t = m$ и $z = 1/2$ отношение сечений, описываемых выражениями (3) и (4), составляет

$$I / \langle I \rangle = 2(1 + \cos^2\varphi) / 3. \qquad (5)$$

Как видно, истинное распределение кварков в азимутальной плоскости не изотропно и вероятность их испускания вдоль оси, параллельной $\mathbf{q}_t$ значительно выше (в случае (5) в два раза), чем в перпендикулярном направлении. По сравнению с обычной партонной моделью это 100 % эффект. Мы можем не интересоваться им, усреднив по азимутальному углу вектора q_t, и вычисляя лишь полное сечение фоторождения, но в инклюзивных спектрах такой эффект присутствует. Причем даже при параметрически малых $q_t \ll m$, направление q_t, в действительности всегда известно, поскольку поперечный импульс q_t равен сумме импульсов кварков $(\mathbf{Q}_1 + \mathbf{Q}_2)_t = \mathbf{q}_t$.

3. Обсудим теперь зависимость сечения жесткого взаимодействия $d\hat{\sigma}$ от виртуальности глюона q^2. Для наглядности возьмем полное сечение образования $Q\tilde{Q}$-пары, проинтегрированное по импульсу кварка d^3Q_1.

$$\hat{\sigma} \propto J = \int I dz d^2 Q_{1t}/\pi = \frac{2}{3q^2}\left[\frac{1-1/y}{\sqrt{1+4/y}} \ln \frac{(1+y)\sqrt{1+4/y} + y + 3}{\sqrt{1+4/y} - 1} + 1\right]. \qquad (6)$$

В случае, когда отношение $y = |q^2|/m^2$ очень мало, величина $J = 7/9m^2$, а по мере увеличения $|q^2|$ сечение (6) падает пропорционально $1/y$. С хорошей точностью ($\lesssim 0{,}02$) в существенном интервале изменения q^2 ($y < 15$) выражение (6) для J можно апроксимировать формулой

$$J = \frac{7/9m^2}{1 + y/6{,}7}, \qquad (7)$$

откуда видно, что логарифмическое интегрирование по импульсу q^2, содержащееся в структурной функции

$$xD(x, Q^2) = \int^{Q^2} \varphi(x, Q^2) dq^2/q^2 \qquad (8)$$

продолжается вплоть до весьма больших $|q^2| \sim 6m^2$, и лишь при $|q^2| > (6 \div 7)m^2$ интеграл $D(x, Q^2)\hat{\sigma} \propto \int \varphi(x, q^2) J(y = |q^2|/m^2) dq^2/q^2$ начинает сходиться из-за падения сечения $\hat{\sigma} \propto J \propto 1/q^2$. Здесь, как обычно в ГЛП, предполагается, что функция $\varphi(x, q^2)$ довольно слабо, только логарифмически, зависит от q^2 всюду, за исключением области малых $q^2 \sim \mu^2$, где буквой μ обозначен нижний предел логарифмического интегрирования dq^2/q^2.

Таким образом, выписав в явном виде зависимость сечения жесткого взаимодействия $\hat{\sigma}$ от виртуальности q^2, мы получим возможность оценить верхний предел интегрирования dq^2/q^2, т. е. аргумент структурной функции $D(x, Q^2)$ $Q^2 \sim 6{,}7m^2$. Как правило, в ГЛП выбирают $Q^2 = (I - 4)m^2$. Подобное уточнение может оказаться существенным в области малых x (т. е. при высоких энергиях) поскольку из-за абсорбционных поправок (роль которых резко возрастает по мере уменьшения q^2) эффективное инфракрасное обрезание интеграла dq^2/q^2 осуществляется при импульсах $q^2 \approx q_0^2(x) \gg \mu^2$ [6]. На языке функции φ, это утверждение можно сформулировать, аппроксимируя $\varphi(x, q^2)$ выражением

$$\varphi(x, q^2) = q^2/(q_0^2(x) + q^2). \qquad (9)$$

Вычисленное в рамках ГЛП значение $q_0(x)$ быстро растет с уменьшением доли импульса x; $\ln q_0^2(x) = 3{,}56\sqrt{\ln 1/x}$ [6] и составляет $q_0^2(x) = (2\ \text{ГэВ})^2$ и $(4\ \text{ГэВ})^2$ для $x = 10^{-2}$ и $x = 10^{-3}$ соответственно [1)]. Значение $q_0^2 = 4\ \text{ГэВ}^2$ достаточно велико даже для случая образования $b\tilde{b}$-кварков и явный учет зависимости сечения $\hat{\sigma}$ от виртуальности увеличивает полученный в ГЛП ответ $-\ln Q^2/q_0^2 = \ln 4m^2/q_0^2$ более чем на 20 %. Для случая фоторождения шарма ($x = 10^{-2}$, в частности, отвечает процессу образования $c\tilde{c}$-пары фотоном с энергией ≈ 1 ТэВ в системе покоя протона-мишени) эффект еще больше. Сечение увеличивается в 1,6 раза, т. к. здесь области логарифмического интегрирования dq^2/q^2 почти не остается.

[1)] Феноменологический анализ данных при энергиях $Sp\tilde{p}S$-коллайдера $\sqrt{s} = 200 - 900$ ГэВ позволил определить предасимптотические поправки для величины $q_0(x)$ и получить выражение [7] $q_0^2(x) = Q_0^2 + \Lambda^2 \exp(3{,}56\sqrt{\ln 1/3x})$ где $Q_0^2 = 2\ \text{ГэВ}^2$, а $\Lambda = 52$ МэВ.

4. Приведенные примеры, показывают, что уточнение наивной партонной модели путем учета виртуальности и поляризационной матрицы плотности сталкивающихся партонов во многих случаях заметно изменяет окончательный результат. В значительной степени обсуждаемые выше эффекты оказываются принятыми во внимание при вычислении поправок более высокого порядка по константе α_s [8, 9]. В следующем по α_s порядке в задаче рассматриваются и такие подпроцессы, как образование трех частиц. Например, глюона q'_1 и кварков Q_1, Q_2, при соударении глюона q_1 с фотоном (см. рис. *б*). А так как матричный элемент подпроцесса $q_1\gamma \to Q_1\hat{Q}_2 g'_1$ вычисляется точно (в данном порядке по α_s), то поляризация и виртуальность внутреннего глюона q здесь учитывается правильно. Но тогда на предыдущем шаге остается вопрос об учете поляризации и виртуальности глюона q_1. Так что предлагаемое в настоящей работе уточнение партонной модели остается желательным и в этом случае.

Все сказанное выше относится и к реакциям образования тяжелых кварков в адрон-адронном взаимодействии (рис. *а*) и другим жестким процессам. Однако из-за большого числа возможных инвариантов, образованных векторами поляризаций и поперечными импульсами двух сталкивающихся партонов (q_1 и q_2 на рис. *а*), формулы оказываются слишком громоздкими для этой короткой заметки. Поэтому мы и ограничились лишь простейшим и достаточно наглядным процессом фоторождения.

Литература

1. *Berman M. et al.* Phys. Rev. D, 1971, **4**, 3388.
2. *Dokshitzer Yu..L. et al.* Phys. Rep., C, 1980, **58**, 296.
3. *Libby S., Sterman G.* Phys. Rev. D, 1978, **18**, 3252; *Mueller A.H.* Phys. Rev. D, 1978, **18**, 3705.
4. *Байер В.Н. и др.* ЯФ, 1968, **8**, 1174.
5. *Budnev V.M. et al.* Phys. Rep., C, 1975, **15**, 181.
6. *Gribov L.V. et al.* Phys. Rep., 1983, **100**, 1.
7. *Рыскин М.Г.* ЯФ, 1988, **47**, 230.
8. *Ellis R.K., Nason P.* Nucl. Phys. B, 1989, **312**, 551.
9. *Nason P. et al.* Nucl. Phys. B, 1988, **303**, 607; *Altarelli G. et al.* Nucl. Phys. B, 1988, **308**, 724.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 февраля 1990 г.