

СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ ФОТОНА И ФОТОРОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ КВАРКОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.А. Салеев

Изучается вклад структурной функции фотона в процессы фоторождения очарованных кварков с большими поперечными импульсами при высоких энергиях. Показано, что при энергиях $e\bar{p}$ -коллайдера HERA в области $p_{\perp} > 5$ ГэВ/с вклад c -кварковой структурной функции фотона значительно превосходит аналогичный вклад, связанный с глюонным содержанием фотона, и составляет 50-60 % от вклада доминирующего механизма фотон-глюонного слияния

Изучение процессов фоторождения тяжелых кварков на протонах играет важную роль не только в проверке теории сильных взаимодействий - квантовой хромодинамики, но и позволяет получить информацию о функции распределения глюонов в протоне [1]-[6]. Недавние эксперименты на $e\bar{p}$ -коллайдере HERA при энергиях $\sqrt{s_{ep}} \approx 300$ ГэВ показали, что в процессах фоторождения тяжелых кварков может проявляться кварк-глюонная структура фотона [7]. Исследование структурной функции фотона (СФФ) $F_2^{\gamma}(x, Q^2)$ в $\gamma^*\gamma$ -рассеянии на e^+e^- -коллайдерах позволяет получить информацию о партонном содержании фотона в широкой области переменных x и Q^2 . Однако, эти измерения дают прямую информацию только о функциях распределения легких кварков в фотоне. Глюонная и c -кварковая СФФ могут быть определены в таких процессах только косвенно: через уравнения КХД-эволюции, связывающие партонные распределения. В данной работе изучается возможность прямого измерения c -кварковой СФФ в процессах фоторождения c -кварков с большими поперечными импульсами на протонах. Кроме того, будет показано, что формализм c -кварковой СФФ позволяет эффективно учесть вклад старших порядков теории возмущений КХД в сечение фоторождения c -кварков с большими поперечными импульсами.

Хорошо известно, что расчеты в рамках теории возмущений КХД не описывают всей совокупности экспериментальных данных по рождению очарования, особенно в области малых поперечных импульсов $p_{\perp}$. Существует сильная зависимость результатов расчета от массы c -кварка, затравочного поперечного импульса партонных и других непертурбативных эффектов. В области больших поперечных импульсов $p_{\perp} \gg m_c$ предсказания, основанные на расчетах в теории возмущений, представляются более достоверными. Предыдущие расчеты инклюзивных сечений фоторождения c -кварков при больших $p_{\perp}$ включают в себя: во-первых, расчеты процессов фотон-глюонного слияния в ведущем (Рис.1) и следующем по

α_s порядке теории возмущений [1]-[6]; во-вторых, расчеты в рамках теории полужестких процессов [2, 8, 9, 10]; В-третьих, расчеты с учетом вклада глюонной СФФ [5, 11]; а также расчеты дифракционного механизма рождения c -кварков в модели доминантности векторных мезонов [12]. В наших предыдущих работах была показана важная роль c -кварковой СФФ в процессах фоторождения J/ψ - [13] и B_c -мезонов [14] при больших поперечных импульсах в партонных подпроцессах $c(\gamma) \rightarrow J/\psi c$ и $c(\gamma) \rightarrow B_c b$. Очевидно, что вклад c -кварковой СФФ должен также иметь важное значение и в процессах фоторождения c -кварков при больших поперечных импульсах в партонном подпроцессе $c(\gamma)g \rightarrow cg$ (Рис.2). Заметим, что ранее в работах [15] - [17] рассматривалось адророждение очарованных кварков и J/ψ мезонов в модели, основанной на механизме возбуждения очарования в протоне.

Концепция внутреннего очарования в фотоне или в протоне представляется теоретически обоснованной в процессах, где очарованный кварк в начальном состоянии получает значительный переданный импульс, необходимый для возбуждения $c\bar{c}$ пары. Это условие имеет место для процессов фоторождения c -кварков при больших $p_\perp$, когда характерный масштаб переданных импульсов в партонном подпроцессе $Q^2 \sim M_\perp^2 = p_\perp^2 + m_c^2 \gg m_c^2$.

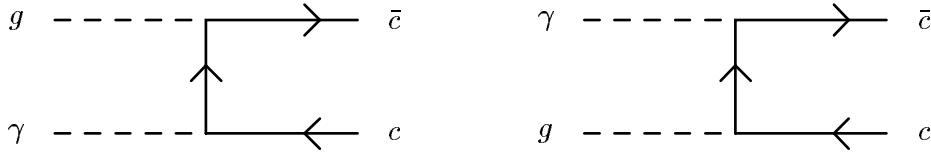


Рис.1. Диаграммы, описывающие рождение пары $c\bar{c}$ -кварков в подпроцессе $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$.

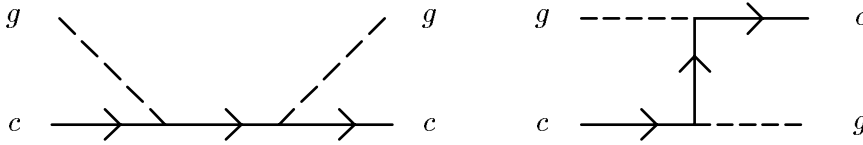


Рис.2. Диаграммы, описывающие рождение c -кварков в подпроцессе $c(\gamma)g \rightarrow cg$.

В партонной модели вклад СФФ в сечение фоторождения c -кварка на протоне может быть представлен как свертка сечения партонного подпроцесса $\hat{\sigma}(cg \rightarrow cg)$ со структурными функциями протона и фотона:

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp^2 dy^*}(\gamma p \rightarrow cX) = \int_{x_{1,min}}^{x_{1,max}} dx_1 \frac{C_\gamma(x_1, Q^2) G_p(x_2, Q^2)}{x_1 - \frac{M_\perp}{\sqrt{s}} e^{y^*}} \frac{d\hat{\sigma}}{dt}(cg \rightarrow cg), \quad (1)$$

где

$$x_2 = \frac{x_1 \sqrt{s} M_\perp e^{-y^*} - 2m_c^2}{x_1 s - \sqrt{s} M_\perp e^{y^*}},$$

$$x_{1,min} = \frac{\sqrt{s} M_\perp e^{y^*} - 2m_c^2}{s - \sqrt{s} M_\perp e^{-y^*}}, \quad x_{1,max} = Q^2 / (Q^2 + 4m_c^2),$$

$\hat{t} = 2M_\perp^2 - x_1 \sqrt{s} M_\perp e^{-y^*}$, $\hat{u} = M_\perp^2 - x_2 \sqrt{s} M_\perp e^{y^*}$, $\hat{s} = m_c^2 + x_1 x_2 s$, y^* и $p_\perp$ быстрота и поперечный импульс c -кварка, s квадрат полной энергии в системе центра масс фотона и протона. Точная аналитическая формула для сечения подпроцесса $c(\gamma)g \rightarrow cg$ хорошо известна и может

быть взята из работы [15]. В наших вычислениях мы будем использовать параметризацию глюонной структурной функции в протоне $G_p(x_2, Q^2)$ из работы [18] (GRV - параметризация) при $Q^2 = M_\perp^2$.

СФФ может быть представлена в виде суммы двух вкладов, точечно-подобного (или кварк-глюонного) и адронного:

$$C_\gamma(x, Q^2) = C_\gamma^{pl}(x, Q^2) + C_\gamma^{had}(x, Q^2). \quad (2)$$

В рамках модели доминантности векторных мезонов (VMD) адронная компонента может быть выражена через структурную функцию очарованных кварков в J/ψ мезоне

$$C_\gamma^{had}(x, Q^2) = k \frac{4\pi\alpha}{f_\psi^2} C_\psi(x, Q^2), \quad (3)$$

где $k = 1 \div 2$. Скейлинговая функция распределения массивных c -кварков в J/ψ -мезоне была получена в работе [12]:

$$C_\psi(x) = 49.5 x^{2.2} (1-x)^{2.45} \quad (4)$$

Точечно-подобная компонента c -кварковой СФФ, учитывающая конечную массу c -кварка, выражается через бете-гайтлеровское сечение процесса рождения c -кварков в $\gamma\gamma^*$ взаимодействиях [19] (ВН - параметризация):

$$C_\gamma^{pl}(x, Q^2) = \frac{3\alpha}{2\pi} e_c^2 F(x, \frac{m_c^2}{Q^2}), \quad (5)$$

где

$$F(x, r) = \beta [-1 + 8x(1-x) - 4rx(1-x)] + [x^2 + (1-x)^2 + 4rx(1-3x) - 8r^2x^2] \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right), \quad (6)$$

$$\beta = \sqrt{1 - 4rx/(1-x)}.$$

Как отмечалось выше, условием возбуждения внутреннего очарования в фотоне является большая передача импульса в партонном подпроцессе $Q^2 \gg m_c^2$. При этом становится возможным пренебречь массой c -кварка в уравнениях КХД-эволюции, описывающих излучение глюонов c -кварками, и использовать безмассовые уравнения Алтарелли-Паризи для описания c -кварковой СФФ. В таком безмассовом подходе c -кварковая СФФ описывается одной из стандартных параметризаций. Мы будем использовать GRV-параметризацию СФФ [20], которая имеет вид:

$$xC_\gamma(x, Q^2)/\alpha = [(s-s_c)x^a(A+B\sqrt{x}+Cx^b) + (s-s_c)^\alpha \exp(-E + \sqrt{E's^\beta \ln(1/x)})](1-x)^D, \quad (7)$$

где величины $a, b, \alpha, \beta, A, B, C, D, E, E', s_c$ - зависят от Q^2 . Заметим, что данная параметризация учитывает вклад как точечно-подобной, так и адронной компоненты в СФФ, а также учитывает вклад главных логарифмических поправок в рамках эволюционных уравнений Алтарелли-Паризи, связанных с излучением глюонов c -кварками.

На рис.3 показана зависимость c -кварковых СФФ от x при $Q^2 = 40 \text{ ГэВ}^2$. Видно, что параметризации VMD(формула 3) и ВН(формула 5) предсказывают одинаковый вид x -зависимости, однако вклад адронной компоненты c -кварковой СФФ значительно меньше, особенно при $x < 0.3$. Зависимость от x c -кварковой СФФ, предсказываемая безмассовой GRV - параметризацией (7), существенно другая. Мы видим рост плотности кварков при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$. Рост $c_\gamma(x, Q^2)$ при $x \rightarrow 1$ приводит к значительному завышению вклада в вычисляемое сечение рождения c -кварков около порога рождения частиц с данным поперечным импульсом.

Принимая во внимание, что при расчете сечения партонного подпроцесса мы учитываем массу начального s -кварка, необходимо ввести для безмассовой СФФ обрезание по максимальному импульсу s -кварка в фотоне $x_{max} = Q^2/(Q^2 + 4m_c^2)$, которое естественно возникает в случае использования массивной параметризации. Таким образом, мы будем учитывать конечную массу s -кварка в кинематике подпроцесса, но пренебрегать ею при $x \rightarrow 0$ в s -кварковой СФФ. Рост функции распределения s -кварков в фотоне, предсказываемый GRV параметризацией, обусловлен тем, что в данной СФФ просуммирован вклад всех больших логарифмов, связанных с излучением глюонов. Последнее приводит к тому, что функция распределения уменьшается при $x > 0.1$ и возрастает при $x < 0.1$.

На рис.4 представлены результаты расчетов p_T -спектров s -кварков в γp взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Кривая 1 - вклад механизма фотон-глюонного слияния в ведущем порядке теории возмущений, кривые 2 и 3 - вклады s -кварковой СФФ (параметризация ВН), кривая 4 - вклад глюонной СФФ за счет подпроцесса $gg \rightarrow c\bar{c}$ (Здесь и ниже распределение глюонов в фотоне из работы [20]). Кривые 2 и 3 различаются различным выбором параметра обрезания по переданному 4-импульсу в партонном подпроцессе. Для кривой 2 - $|\hat{t}_{min}| = m_c^2$ для кривой 3 - $|\hat{t}_{min}| = 4m_c^2$. Видно, что при $p_\perp > 5$ GeV/c зависимость сечения от параметра обрезания исчезает. Таким образом, можно заключить, что в области больших $p_\perp > 5$ ГэВ/c, где выполняется условие $Q^2 = p_\perp^2 + m_c^2 \gg m_c^2$, предположения о механизме возбуждения внутреннего очарования в фотоне являются обоснованными.

Относительный вклад s -кварковой СФФ в сечение фоторождения s -кварков сильно зависит от быстроты y^* рожденного s -кварка в системе центра масс фотона и протона. На рис.5 показаны результаты расчетов спектров s -кварков по быстройте при $p_\perp > 5$ ГэВ/c и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Вклад глюонной СФФ становится относительно большим лишь в области $y^* < -0.5$ и при $y^* < -1$ он даже превышает вклад механизма фотон-глюонного слияния. В области $0 < y^* < 3$ вклад s -кварковой СФФ составляет 30-50 % от вклада механизма фотон-глюонного слияния, независимо от выбора параметризации СФФ. При $y^* < 0$ вклад s -кварковой СФФ, рассчитанный с параметризацией GRV, становится равным вкладу подпроцесса $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$. Вклад адронной компоненты s -кварковой СФФ пренебрежимо мал везде, кроме узкой области $2 < y^* < 3$, где он становится соизмерим с вкладом точно - подобной компоненты СФФ.

На рис.6 показаны результаты расчетов полного сечения фоторождения s -кварков с $p_\perp > 5$ ГэВ/c. Рассмотрим относительный вклад различных механизмов при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Расчет в модели фотон-глюонного слияния дает $\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) \approx 0.15$ мкбн. Поправка, рассчитанная в подходе, основанном на формализме s -кварковой СФФ, дает $\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) \approx 0.08$ мкбн (параметризация GRV) и $\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}X) \approx 0.06$ мкбн (массивная параметризация ВН). Вклад адронной компоненты s -кварковой СФФ составляет ~ 0.04 мкбн, а вклад глюонной СФФ - только 0.006 мкбн.

Таким образом, в процессах фоторождения s -кварков с большими поперечными импульсами вклад следующих поправок по α_s к борновскому приближению может составлять 50-60 %. Это примерно в 2 раза превышает величину α_s поправки, полученную при тривиальном учете вклада диаграмм следующего порядка по α_s : $\gamma g \rightarrow c\bar{c}g$ + интерференция борновских диаграмм с однопетлевыми поправками. Как уже отмечалось выше, причина этого в том, что в рамках формализма s -кварковой СФФ эффективно учитывается вклад не только диаграмм следующего по α_s порядка теории возмущений, но и вклад ведущих логарифмических поправок, просуммированный по всем степеням α_s .

Рис. 3. Функции распределения s -кварков в фотоне при $Q^2=40$ ГэВ². Кривые 1-3 отвечают VMD, ВН, GRV - параметризациям, соответственно.

Рис. 4. Распределение s -кварков по поперечному импульсу при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Обозначения кривых даны в тексте.

Рис. 5. Распределение c -кварков по быстрой $p_{\perp} > 5$ ГэВ/с и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Кривая 1 - вклад подпроцесса фотон-глюонного слияния. Кривые 2-4 - вклады c -кварковой СФФ, параметризации VMD, BH, GRV. Кривая 5 - вклад глюонной СФФ.

Рис. 6. Полное сечение фоторождения c -кварков при $p_{\perp} > 5$ ГэВ/с. Обозначение кривых как на рис.5.

Автор благодарен А.П. Мартыненко и Н.П. Зотову за обсуждение проблем физики тяжелых кварков и структурной функции фотона. Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Грант 93-02-3545) и Государственного Комитета по Высшему Образованию РФ (Грант 94-6.7-2015).

Литература

- [1] J.Babcock, D.Sivers, S.Wolfram. Phys.Rev. D18 (1978) 162.
- [2] J.C.Collins, R.K.Ellis. Nucl.Phys. B360 (1991) 3.
- [3] S.Frixione, M.L.Mangano, P.Nason, G.Ridolfi. Nucl.Phys. B412 (1994) 22.
- [4] J.Smith, W.L. van Neerven. Nucl.Phys. B374 (1992) 36.
- [5] R.K.Ellis, P.Nason. Nucl.Phys. B312 (1989) 551.
- [6] A.Ali, D.Wyler. In Proc. of the Workshop "Physics at HERA", eds. W.Buchmuller and G.Ingelman. Hamburg, 1992, V.2, P.669.
- [7] M.Derrick et al. (ZEUS Coll.), Preprint DESY 95-013; C.Kleiwort et al. (H1 Coll.), Preprint DESY 94-187.
- [8] S.Catani, M.Chiafaloni, F.Hautmann. Nucl.Phys. B366 (1991) 135.
- [9] G.Marchesini, B.R.Webber. Preprint CERN-TH.6495, 1992.
- [10] V.A.Saleev, N.P.Zotov. In Proc. of the XII Int. Seminar on High Energy Physics Problem, Dubna, 1994.
- [11] M.Drees, R.M.Godbole. Phys.Rev.Lett. 61 (1988) 682.
- [12] А.К.Лиходед, С.Р.Слабоспицкий, А.Н.Толстенков. ЯФ, 38 (1982) 1240.
- [13] В.А.Салеев. ЯФ, в публикации.
- [14] А.П.Мартыненко, В.А.Салеев. ЯФ, в публикации.
- [15] V.Barger, F.Halzen, W.Y.Keung. Phys.Rev. D25 (1982) 112.
- [16] A.P.Martynenko, V.A.Saleev. Phys.Lett. B343 (1995) 381; Proceedings of the IX Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory, Zvenigorod, 1994, p.75.
- [17] V.A.Saleev. Mod.Phys.Lett. A9 (1994) 1083; ЯФ 58(1995) 501.
- [18] M.Gluck, E.Reya, A.Vogt. Z.Phys. C53 (1992) 127.
- [19] M.Gluck, K.Grassie, E.Reya. Phys.Rev. D30 (1984) 1447.
- [20] M.Gluck, E.Reya and A.Vogt. Phys.Rev. D45, (1992) 3986; D46 (1992) 1973.

Статья поступила
25.10.1995