

ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ЙОСТА–ЛЕМАНА–ДАЙСОНА ДЛЯ УЧЕТА ПОПРАВОК НА МАССУ МИШЕНИ К СТРУКТУРНЫМ ФУНКЦИЯМ ПРОЦЕССА ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ НА АДРОНАХ

В. И. Лашкевич, О. П. Соловцова

Международный центр перспективных исследований,
Гомельский государственный технический университет
имени П. О. Сухого, Беларусь
E-mail: lashkevich@gstu.gomel.by

Введение

В теоретическом описании процесса неупругого лептон-адронного рассеяния широко используется операторное разложение (ОРЕ). Для изучения эффектов, связанных с массой мишени, ОРЕ-метод впервые был применен в работе Джорджи и Политцера [1]. Выражения для структурных функций, полученные в работе [1], имеют существенный недостаток, связанный с нарушением условия спектральности. Это обстоятельство было отмечено вскоре после появления работы [1] и до сих пор обсуждается в литературе. Так недавно в работе Стеффенса и Мельнитчука [2] был предложен новый способ учета массовых поправок к структурным функциям, который приводит к правильному их поведению при $x \rightarrow 1$. Однако, в результате наложения правильного порогового поведения, предложенного в работе [2], появляется зависимость моментов партонного распределения от квадрата переданного импульса Q^2 , что находится в противоречии с ОРЕ. Для того, чтобы избежать Q^2 зависимости было предложено ввести новые моменты, но тогда партонная интерпретации для моментов физических структурные функции приводит к появлению нефизических вкладов.

В работе Кулагина [3] предложен другой метод корректировки структурных функций при $x \rightarrow 1$. В этом методе структурные функции раскладываются в ряд по степеням M^2 / Q^2 . Поскольку известно, что структурная функция при больших x ведет себя, как $F = (1-x)^3$, то при $x \rightarrow 1$ такое разложение структурной функции будет стремиться к нулю вплоть до разложения M^6 / Q^6 .

Метод, предложенный в работе Соловцова [4], базируется на интегральном представлении Йоста–Лемана–Дайсона. Особенность

этого метода состоит в том, что в рассмотрение вводятся новые моменты для структурных функций, которые являются аналитическими функциями в комплексной плоскости Q^2 с разрезом вдоль отрицательной полуоси. Основываясь на результатах работы [4], в работах [5-8] были получены выражения, с учетом поправок на массу мишени, для физических структурных функций F_1, F_2, F_3 , имеющие правильное поведение при $x \rightarrow 1$. Было показано (см., например, работу [8]), что расчет структурных функций новым методом, приводит к результату, заметно отличающемуся от результатов, полученных стандартным методом Джорджи–Политцера [1] и в работе [2]. Отметим, что в работах [5-8] вклад пертурбативных КХД поправок не учитывался. В дальнейших работах [9-12] мы распространили метод, предложенный в работе [4], выполнив модификацию выражений для структурных функций с учетом КХД поправок. В этих работах были получены новые выражения для структурных функций, F_1, F_2, F_3 , и F_L в приближении лидирующего твиста с учётом поправок на массу мишени и пертурбативных КХД поправок в следующем за лидирующим порядком (NLO) приближении.

1. Неполяризованная структурная функция $F_2(x, Q^2)$

Сечение процесса неупругого рассеяния лептонов на адронах имеет вид $\sigma \sim L_{\mu\nu} F_{\mu\nu}$, где $L_{\mu\nu}$ – лептонная часть, которая известна, а $F_{\mu\nu}$ – адронный тензор, который можно записать через две неполяризаационные $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$ и две поляризаационные структурные функции $g_1(x, Q^2)$ и $g_2(x, Q^2)$ структурные функции:

$$F_{\mu\nu} = (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) F_1(x, Q^2) - (p_\mu - \frac{(pq)}{q^2} q_\mu)(p_\nu - \frac{(pq)}{q^2} q_\nu) F_2(x, Q^2) + i \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \frac{q_\lambda s_\sigma}{(pq)} g_1(x, Q^2) + i \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \frac{q_\lambda s_\sigma (pq) - q_\lambda p_\sigma (sq)}{(pq)^2} g_2(x, Q^2). \quad (1)$$

В случае рассеяния на неполяризованных нуклонах адронный тензор определяется только двумя структурными функциями $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$. В работе [1] были впервые получены для них выражения с учетом массы мишени в приближении лидирующего твиста. Рассмотрим соответствующее выражение для структурной функции $F_2(x, Q^2)$:

$$F_2^{TMC}(x, Q^2) = \frac{x^2 \cdot F_2(\xi(x), Q^2)}{\xi^2(x)(1 + 4\epsilon x^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{6\epsilon x^3}{(1 + 4\epsilon x^2)^2} \cdot \int_{\xi(x)}^1 \frac{F_2(y', Q^2)}{y'^2} dy' +$$

$$\frac{12\epsilon^2 x^4}{(1 + 4\epsilon x^2)^{\frac{5}{2}}} \int_{\xi(x)}^1 dy' \int_{y'}^1 \frac{dy''}{y''^2} F_2(y'', Q^2) \quad (2)$$

где $F_2(x, Q^2)$ – структурная функция без учета массы мишени, $\xi(x) = \frac{2x}{\sqrt{1 + 4\epsilon x^2}}$ – переменная Нахтмана, $\epsilon = \frac{M^2}{Q^2}$. Как следует из формулы (2), при $x \rightarrow 1$ структурная функция не стремится к нулю, поскольку $\xi(x=1) \neq 1$.

Для того, чтобы получить правильное поведение структурных функций по методу Кулагина [3] структурную функцию F_2 раскладывается по степеням ϵ . Соответствующее разложение имеет вид (см., например, работу [3])

$$F_2^\epsilon(x, Q^2) = (2 - z^2)F_2^{(0)}(x, Q^2) - \frac{1}{4}(z^2 - 1) [x F_2^{(0)'}(x, Q^2) - 6x h_2(x, Q^2)]$$

$$F_2^{\epsilon^2}(x, Q^2) = F_2^\epsilon(x, Q^2) + (z^2 - 1) \left[\frac{23}{16} F_2^{(0)}(x, Q^2) + \frac{3x}{8} F_2^{(0)'}(x, Q^2) + \right.$$

$$\left. \frac{x^2}{32} F_2^{(0)''}(x, Q^2) - 3x h_2(x, Q^2) + \frac{3}{4} g_2(x, Q^2) \right] \quad (3)$$

$$h_2(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{F_2^{(0)}(u, Q^2)}{u^2} du, \quad g_2(x, Q^2) = \int_x^1 du \int_u^1 \frac{F_2^{(0)}(v, Q^2)}{v^2} dv,$$

$$z^2 = 1 + 4\epsilon x^2, \quad F_2^{(0)}(x, Q^2) = F_2(\xi = x, Q^2).$$

Очевидно, что, если структурная функция при больших значениях x ведет себя, как $F = (1-x)^3$, то при $x \rightarrow 1$ структурные функции в выражениях (3) стремятся к нулю вплоть до разложения M^6 / Q^6 . Результаты расчета структурной функции F_2 , выполненные по формулам (2) и (3) приведены на рис. 1 (см. также работу [13]).

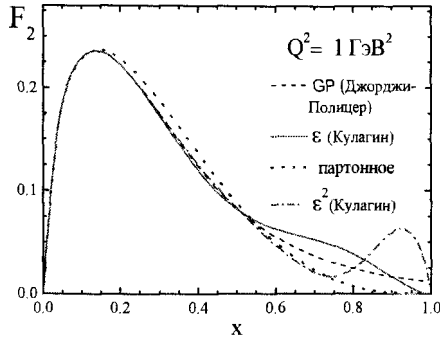


Рис. 1 – Сравнение x -зависимости структурной функции F_2 с учётом поправок на массу мишени, получаемую методом Джорджи–Политцера (пунктир) [1] и используя разложения по степеням ϵ , согласно выражениям (2) и (3), при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$. Исходное партонное распределение изображено точками.

Как видно из этого рисунка поведение структурной функции плохо описываются формулами (3) при $x > 0.6$, хорошее согласие наблюдается лишь в области $x < 0.2$. Нами были выполнены расчеты и в случае реальной функции $F_2^{(0)}(x, Q^2)$ в приближении следующем за лидирующем (NLO). При этом характер поведения кривых оказался похожим.

2. Структурная функция $g_1(x, Q^2)$

Структурная функция $g_1(x, Q^2)$ в NLO приближении имеет вид (см., работу [14])

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \left\{ (\Delta q + \overline{\Delta q}) + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[\Delta C_q \otimes (\Delta q + \overline{\Delta q}) + \Delta C_g \otimes \Delta g \right] \right\},$$

где Δq , $\overline{\Delta q}$, Δg , – функции распределения поляризованных кварков, антикварков и глюонов, $\alpha_s(Q^2)$ – константа сильного взаимодействия,

$$\Delta C_q(x) = C_F \left[(1+x^2) \left(\frac{\text{Ln}(1-x)}{1-x} \right)_+ - \frac{3}{2(1-x)_+} - \frac{1+x^2}{1-x} \text{Ln}(x) \right] +$$

$$C_F \left[2+x - \left(\frac{9}{2} + \frac{\pi^2}{3} \right) \delta(1-x) \right],$$

$$\Delta C_g(x) = (2x-1) \left(\text{Ln} \frac{1-x}{x} - 1 \right) + 2(1-x), \quad (C \otimes q)(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} C \left[\frac{x}{y} \right] q(y, Q^2).$$

С учетом поправок на массу мишени структурная функция g_1 принимает вид (см. [15])

$$g_1^{TMC}(x, Q^2) = \frac{x \cdot g_1(\xi(x), Q^2)}{\xi(x)(1+4\epsilon x^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{4\epsilon x^2(x+\xi(x))}{\xi(x)(1+4\epsilon x^2)^2} \cdot \int_{\xi(x)}^1 \frac{g_1(y', Q^2)}{y'} dy' -$$

$$\frac{4\epsilon x^2(2-4\epsilon x^2)}{2(1+4\epsilon x^2)^{\frac{5}{2}}} \int_{\xi(x)}^1 \frac{dy'}{y'} \int_{y'}^1 \frac{dy''}{y''} g_1(y'', Q^2). \quad (4)$$

Разложение функции g_1 по степеням $\epsilon = \frac{M^2}{Q^2}$ приводит к выражениям

$$g_1^\epsilon(x, Q^2) = g_1^{(0)}(x, Q^2) - \epsilon x^2 \left\{ \left[5g_1^{(0)}(x, Q^2) + xg_1^{(0)'}(x, Q^2) \right] - 8 \int_x^1 \frac{g_1^{(0)}(y, Q^2)}{y} dy + 4 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\int_y^1 \frac{g_1^{(0)}(z, Q^2)}{z} dz \right) \right\},$$

$$g_1^{\epsilon^2}(x, Q^2) = g_1^\epsilon(x, Q^2) + \epsilon^2 x^4 \left\{ \left[31g_1^{(0)}(x, Q^2) + 7xg_1^{(0)'}(x, Q^2) + \frac{1}{2}x^2g_1^{(0)''}(x, Q^2) \right] + \epsilon^2 x^4 \left\{ 64 \int_x^1 \frac{g_1^{(0)}(y, Q^2)}{y} dy + 48 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\int_y^1 \frac{g_1^{(0)}(z, Q^2)}{z} dz \right) \right\} \right\}. \quad (5)$$

Новый метод учета массовых поправок

Для процесса неупругого лептон-адронного рассеяния общие принципы квантовой теории поля, включая и условие спектральности, аккумулируются в интегральном представлении Йоста–Лемана–Дайсона (JLD). Это представление было предложено в работе [16]. Отметим, что в работах [17,18] представление ЙЛД использовалось для изучения автомодельной асимптотики структурных функций, и что это представление было также использовано в работе [19]. В работах [16-18] структурная функция рассматривалась как обобщенная структурная функция, действующая в некотором

пространстве основных функций. В работе [4] структурная функция рассматривалась, как обычная функция двух переменных.

Любую структурную функцию $W(x, Q^2)$ в системе покоя нуклона можно представить в виде

$$W(x, Q^2) = \varepsilon \eta \int_0^1 \rho d\rho \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} \Psi(\rho, (\sigma - \rho^2)M^2) \theta \left(\frac{\rho}{\eta} - 1 + 2\varepsilon(\sqrt{1 - \rho^2} - 1) \right) d\sigma$$

$$\sigma_{\max} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\rho}{\eta} - 1 \right), \quad \sigma_{\min} = 2(1 - \sqrt{1 - \rho^2}), \quad \eta = \frac{x}{\sqrt{1 + 4\varepsilon x^2}}, \quad (6)$$

где $\Psi(\rho, \sigma)$ – единственная вещественная обобщенная функция медленного роста. Как показано в работе [4], из выражения (6) следует, что естественной скейлинговой переменной является новая переменная

$$\xi_s = \eta \sqrt{1 + 4\varepsilon} = x \sqrt{\frac{1 + 4\varepsilon}{1 + 4\varepsilon x^2}}. \quad (7)$$

Вместо функции партонного распределения вводится новая функция

$$\begin{aligned} F(x, Q^2) &= F(\rho_-) - F(1), \quad 0 \leq x \leq \bar{x}, \\ F(x, Q^2) &= F(\rho_-) - F(\rho_+), \quad \bar{x} \leq x \leq 1. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь
$$\rho_{\pm} = \frac{x\sqrt{1 + 4\varepsilon x^2}}{1 + 4\varepsilon x^2 + 4\varepsilon^2 x^2} \left[1 + 2\varepsilon \pm 2\varepsilon \sqrt{\frac{1 - x^2}{1 + 4\varepsilon x^2}} \right], \quad \bar{x} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4\varepsilon^2}}.$$

Как следует из выражения (8), при $x=1$ $\rho_+ = \rho_- = \frac{\sqrt{1 + 4\varepsilon}}{1 + 2\varepsilon}$ и $F(x=1, Q^2) = 0$.

Расставляя в двойном интеграле (5) соответствующие выражению (8) пределы, получаем

$$\begin{aligned} W(x, Q^2) &= \varepsilon \eta \int_{\rho_-}^1 \rho d\rho \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} \Psi(\rho, (\sigma - \rho^2)M^2) d\sigma, \quad 0 \leq x \leq \bar{x}, \\ W(x, Q^2) &= \varepsilon \eta \int_{\rho_-}^{\rho_+} \rho d\rho \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} \Psi(\rho, (\sigma - \rho^2)M^2) d\sigma, \quad \bar{x} \leq x \leq 1. \end{aligned} \quad (9)$$

Далее, модифицируя выражение (5) согласно (8) и (9), для структурной функции g_1 , например, для области $\bar{x} \leq x \leq 1$ получаем

$$g_1^{ILD}(x, Q^2) = \frac{x \cdot g_1(\rho_+(x), Q^2)}{\rho_+(x)(1+4\epsilon x^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{x \cdot g_1(\rho_-(x), Q^2)}{\rho_-(x)(1+4\epsilon x^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{4\epsilon x^2(x+\rho_-(x))}{\rho_-(x)(1+4\epsilon x^2)^2} \cdot$$

$$\int_{\rho_-(x)}^1 \frac{g_1(y', Q^2)}{y'} dy' - \frac{4\epsilon x^2(x+\rho_+(x))}{\rho_+(x)(1+4\epsilon x^2)^2} \cdot \int_{\rho_+(x)}^1 \frac{g_1(y', Q^2)}{y'} dy' \quad (10)$$

$$- 4\epsilon x^2 \frac{(2-4\epsilon x^2)}{2(1+4\epsilon x^2)^{\frac{5}{2}}} \int_{\rho_-}^{\rho_+} \frac{dy'}{y'} \int_{y'}^1 \frac{dy''}{y''} g_1(y'', Q^2), \quad \bar{x} \leq x \leq 1.$$

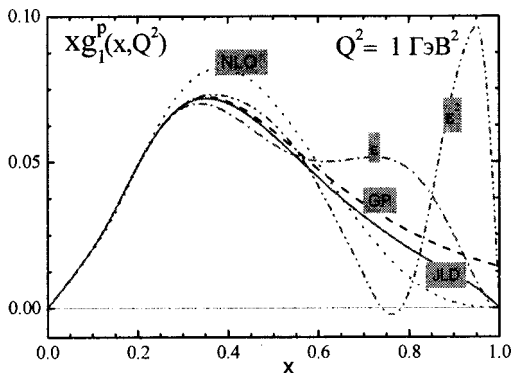


Рис .2 – Сравнение x -зависимости структурной функции протона $g_1(x, Q^2)$ в разных подходах при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$.

На рис. 2– 3 приведены результаты расчетов по формулам (4), (5) и (10) структурной функции g_1 для протона и нейтрона. В этих расчетах использовались кварковые и глюонные распределения, взятые из работы [20] при учете трех активных кварков.

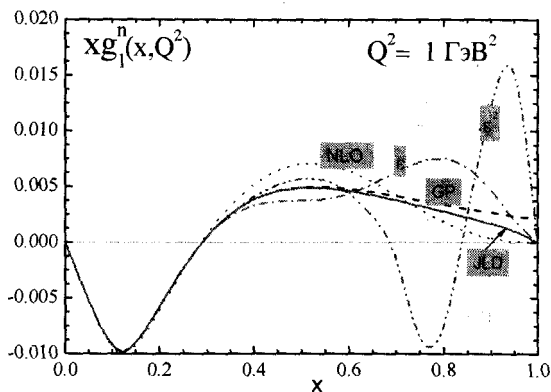


Рис. 3 – Сравнение x -зависимости структурной функции нейтрона $g_1(x, Q^2)$ в разных подходах при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$.

Заключение

В условиях, когда точность экспериментальных данных по глубоко-неупругому рассеянию постоянно повышается и актуальными становятся задачи об изучении таких тонких эффектов, как высшие твисты, целесообразно в теоретических подходах опираться на методы, согласованные с общими принципами квантовой теории поля. В данной работе исследовано влияние массы мишени на x -зависимость структурных функций нуклона, используя полученные на основе интегрального представления Йоста–Лемана–Дайсона выражения, удовлетворяющие условию спектральности для структурных функций, которое нарушается в случае применения стандартного подхода Джорджи–Политцера. Для поляризованной структурной функции g_1 протона и нейтрона показано, что в области значений $x < 0.3$ полученные нами результаты согласуются с результатами работы [21] и в указанной области можно пользоваться разложением структурной функции по степеням $\varepsilon = \frac{M^2}{Q^2}$. В этой области массовые поправки составляют несколько процентов. При больших значениях x разложения структурных функций по степеням ε становятся непригодны. В области значений $x > 0.6$ наши результаты существенно отличаются от результатов стандартного метода

Джорджи-Политцера, что подтверждает ранее полученные нами результаты для случая рассеяния на неполяризованной мишени. Таким образом, для корректно учёта массовых поправок можно рекомендовать использовать развиваемый нами подход, который находится в согласии с общими принципами квантовой теории поля.

Работа выполнена в рамках Государственной программы международного сотрудничества учреждений Республики Беларусь и Объединенного института ядерных исследований, при поддержке гранта БРФФИ № Ф14Д-007 и гранта РФФИ 14-01-00647.

Список литературы

1. Georgi H., Politzer H. D., Phys. Rev. D.-1976.-Vol. 14.-P. 1829 – 1848.
2. Steffens F. M., Melnitchouk W., Phys. Rev.C.-2006.-Vol.73.- Art. 055202.
3. Kulagin S. A., Petti R., Nucl. Phys.A. - 2006.-Vol. 765.-P.126 – 187.
4. Соловцов И. Л., Письма в ЭЧАЯ. - 2000.-Т. 4.- С.10 – 18.
5. Lashkevich V. I., Solovtsov I. L., Proc. of Int. School-Seminar “Actual Problems of particle physics”, Gomel, Belarus, JINR E1, 2-2002-166, Dubna,2002, v.1, p.298 – 307.
6. Lashkevich V. I., Solovtsov I. L., Proc. of Int. School-Seminar “Actual Problems of particle physics”, Gomel, Belarus, JINR, Dubna, -2004.- V.1.- P.127 – 136.
7. Laschkevich V. I., Solovtsova O. P., Proc. of XV Annual Seminar “NPCS’2008”, Minsk.- 2008.- P. 107 – 111.
8. Лашкевич В. И., Соловцова О. П., ТМФ. -2009.-Т.160.- С.471 – 486.
9. Лашкевич В. И., Соловцова О. П., Проблемы физики, математики и техники. -2011.– №2(7). - С.1 – 6.
10. Laschkevich V. I., Solovtsova O. P., Nonlin. Phenom. Complex Syst.. – 2011. – Vol. 14.- № 2. – P. 184 – 189.
11. Laschkevich V. I., Solovtsova O. P., Proc. of the International School–seminar “New Physics and Quantum Chromodynamics at External Conditions”, 22-24 May 2013, Dnipropetrovsk: ed.V.V. Skalozub. – Dnipropetrovsk Uni.- 2013. – P. 111 – 114.
12. Laschkevich V. I., Solovtsova O. P., Proc. of 21 Annual Seminar “NPCS’2014”. – 2014. – Vol. 20. – P.101 – 106.
13. Steffens F. M., Brown M. D., Melnitchouk W., Phys. Rev.C.-2012.- Vol.86.- Art. 065208.
14. Gluck M., Reya E, Stratmann M., Phys. Rev. D.-V.53– P.4775-4786.

15. Blumlein J., Tkabladze A., Nucl. Phys. B. - 1999.-V. 553. - P. 427 – 464.
16. Jost R., Lehmann H., Nuovo Cimento. -1957.- V.5:6.- P.1598 – 16010.
17. Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н., ТМФ. – 972. -Т.12.- С.3 – 17.
18. Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С.,Тавхелидзе А. Н., ТМФ. - 1972.- Т. 12.- С.305 – 330.
19. Робашек Д., Вицорек Э., ЭЧАЯ. - 1980. -Т. 11:1.- С.132 – 181.
20. Bartelski Jan, Tatur Stanislaw, Acta Physica Polonic B.- 2003.- V.34. - P.2731 – 2739.
21. Sidorov A. V., Stamenov D. V., Mod.

МОДЕЛЬНО ЗАВИСИМЫЕ ПОИСКИ Z' БОЗОНА В ПРОЦЕССАХ АННАГИЛИЦИИ НА ILC С УЛУЧШЕННОЙ ТОЧНОСТЬЮ

Мороз Я.С., Гулов А.В.

Днепропетровский национальный университет имени Олеся Гончара,
Украина.

Анотация

Мы представляем подход к усилению возможных Z' сигналов в аннигиляционных лептонных процессах в контексте эксперимента ILC. С помощью интегрирования дифференциального сечения рассеяния с весовой функцией мы строим наблюдаемую для группы моделей Z' бозона: Sequential Standard Model, моделей на основе калибровочной группы E6, лево-право симметричной модели, альтернативной лево-правой модели, модели с наименьшим сектором Хиггса и модели с простейшим малым сектором Хиггса. Весовая функция для углового интегрирования сечения рассеяния определяется условием максимального сигнала по сравнению со статистической неопределенностью. Поскольку мы пренебрегаем смешиванием Z и Z' бозонов, эта наблюдаемая позволяет измерить с максимальной возможной точностью массу Z' – единственный свободный параметр в рассмотренных моделях. Как результат, мы улучшаем пределы исключения Z' на ILC.