

ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРТОНОВ И ВЫЧИСЛЕНИЕ ФОРМ-ФАКТОРА ДИРАКА ДЛЯ НЕЙТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ EMC-ЭФФЕКТА И ЭФФЕКТА ЭКРАНИРОВКИ

*Х. Х. Х. Можени**, *М. Р. Шожаеи*

*Department of Physics, Shahrood University of Technology,
P. O. Box 36155-316, Shahrood, Iran*

Поступила в редакцию 4 декабря 2019 г.,
после переработки 11 февраля 2020 г.
Принята к публикации 13 февраля 2020 г.

(Перевод с английского)

THE PARTON DISTRIBUTION FUNCTIONS AND CALCULATION OF DIRAC NEUTRON FORM FACTOR CONSIDERING THE EMC AND SHADOWING EFFECTS

H. H. H. Mojani, M. R. Shojaei

Поскольку свободный нейтрон не может служить мишенью при рассеянии, его форм-фактор или структурную функцию невозможно получить непосредственно из данных упругого рассеяния. Для случая глубоко неупругого рассеяния структурная функция нейтрона может быть получена с использованием структурной функции протона, а также с использованием структурной функции дейтрона с учетом EMC-эффекта и эффекта экранировки. На основании теорем квантовой хромодинамики и анализа данных экспериментов SLAC E49, E61, E87 и E89 по глубоко неупругому рассеянию электронов на протонах при $Q^2 = 1-20$ ГэВ² получены функции распределения для up- и down-кварков, $u_v(x)$ и $d_v(x)$. Кроме того, в рамках подходящей модели с помощью общей функции распределения партонов получен форм-фактор Дирака для нейтрона. Результаты работы сравниваются с результатами, полученными в рамках других моделей.

DOI: 10.31857/S0044451020120044

1. ВВЕДЕНИЕ

Для исследования внутренней структуры нуклона используются жесткие процессы при высоких энергиях. Используя электрон–нуклонное глубоко неупругое рассеяние (ГНР), можно получить структурные функции нуклонов. В соответствии с квантовой хромодинамикой (КХД), образующие нуклоны кварки и антикварки должны иметь различные ароматы, так что $q_v = q - \bar{q}$ для валентных кварков и $q_s = q - q_v$ для морских кварков. Для

вычисления форм-факторов протонов обычно используется упругое рассеяние электрона на протоне. Из-за невозможности использовать в качестве мишени свободный нейтрон, один из методов вычисления его форм-фактора может быть основан на рассеянии тепловых нейтронов на электронах атома. Однако в настоящей работе мы вычисляем форм-фактор Дирака для свободного нейтрона, используя структурную функцию протона для случая глубоко неупругого рассеяния и структурную функцию нейтрона, полученные с использованием данных European Muon Collaboration (EMC), а также эффекта экранировки. Кроме того, мы используем функции распределения (ФР) для up- и down-квар-

* E-mail: hassanahajhosseini6671@gmail.com

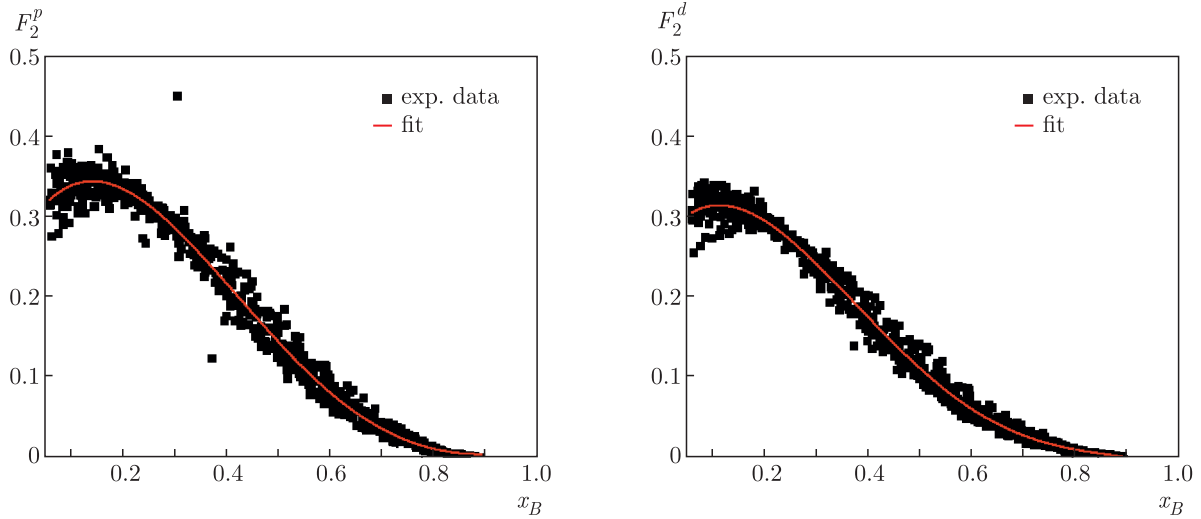


Рис. 1. Структурные функции протона и дейтрона при $Q^2 = 1-20 \text{ ГэВ}^2$, экспериментальные данные взяты из работы [4]

ков. Вычисления проводятся в рамках подходящей модели для общей функции распределения партонов (ОФРП).

2. СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ

Партонная модель описывает, как связаны между собой структурные функции нуклона и функции распределения кварков [1, 2]:

$$F_x(x) = \sum_i e^2 x f_i(x). \quad (1)$$

Протоны и нейтроны составляют изоспиновый дублет, поэтому их структурные функции в терминах функций распределения валентных и морских кварков удовлетворяют уравнениям

$$\frac{1}{x} F_{2,exp}^p(x) = \frac{4}{9} u_v(x) + \frac{1}{9} d_v(x) + \frac{4}{9} (u_s(x) + \bar{u}_s(x)) + \frac{1}{9} (d_s(x) + \bar{d}_s(x)) + \frac{1}{9} (s_s(x) + \bar{s}_s(x)), \quad (2)$$

$$\frac{1}{x} F_{2,exp}^n(x) = \frac{1}{9} u_v(x) + \frac{4}{9} d_v(x) + \frac{1}{9} (u_s(x) + \bar{u}_s(x)) + \frac{4}{9} (d_s(x) + \bar{d}_s(x)) + \frac{1}{9} (s_s(x) + \bar{s}_s(x)), \quad (3)$$

где $u_v(x)$ и $d_v(x)$ соответствуют валентным up- и down-кваркам, которые являются самыми легкими кварками, причем большая часть переданного импульса (Q^2) переносится именно этими кварками. В ядре имеется большое число пар кварк-антикварк,

q_s, \bar{q}_s , а именно, up-, down- и странные кварки с различным кварковыми ароматами, так что каждому соответствует некоторое количество переданного импульса, при этом их партонная функция распределения стремится к нулю при больших x . Такие кварки называются морскими. В настоящей работе мы не будем рассматривать тяжелые кварки, такие как c -, t - и b -, а рассмотрим только up-, down- и странные кварки, а также соответствующие им антикварки.

$F_2^p(x)$ и $F_2^d(x)$ — структурные функции протона и дейтрона, которые можно получить из анализа результатов экспериментов SLAC E49, E61, E87 и E89 по электрон-протонному глубоко неупругому рассеянию при $Q^2 = 1 - 20 \text{ ГэВ}^2$ [3, 4] (см. рис. 1).

Следует заметить, что партоны, образующие нуклоны, также содержат глюоны $g(x)$. Глюон образуется при разрушении пары морской кварк-антикварк, $q_s-\bar{q}_s$. Но поскольку у глюонов нет электрического заряда, они не участвуют во взаимодействиях при неупругом рассеянии электрона на нуклоне. Поэтому глюоны не влияют на структурные функции, полученные из экспериментальных данных

Поскольку дейтрон состоит из нейтрона и протона, для получения структурной функции свободного нейтрона нужно рассмотреть некоторые поправки к структурной функции дейтрона. Сравнивая отношения структурных функций различных ядер и структурной функции дейтрона, можно показать, что эти отношения различны для различных ядер. Это различие обусловлено тем, что для различных ядер переменная Бьеркена x принимает различные значе-

ния в интервале от 0 до 1. В соответствии со значением отношения $R(A/B) = F_2^A/F_2^B$ можно выделить несколько областей: область малых значений переменной Бьеркена $x < 0.1$, область экранировки $0.1 < x < 0.3$ и область анти-экранировки $0.3 < x < 0.7$, известную также как область EMC-эффекта при больших x ($x \rightarrow 1$), связанного с фермидвижением. Поэтому в отсутствие всех эффектов отношение равно $R(A/B) = F_2^A/F_2^B = 1$. Ниже мы получим структурную функцию свободного нейтрона, рассматривая EMC-эффект и эффект экранировки для структурной функции дейтрона.

3. EMC-ЭФФЕКТ

В 1983 г. было установлено, что структурная функция ядра железа существенно отличается от структурной функции дейтерия. Эти различия были связаны с EMC-эффектами в ядре. Чтобы исследовать EMC-эффекты в различных ядрах, необходимо проанализировать сечения ГНР и инклюзивного рассеяния (ИР) электронов на ядрах. Анализ сечения рассеяния проводится для двух различных уровней энергии. Корреляции ближнего порядка (Short Range Correlations, SRC) для различных ядер можно получить, используя отношения для сечений ИР при $1.4 < Q^2 < 2 \text{ ГэВ}^2$, $1.5 < x_B < 2$, а отношение R_{EMC} можно вычислить, используя отношения для сечений ГНР при $Q^2 > 2 \text{ ГэВ}^2$, $0.3 < x_B < 0.7$ [5–8]:

$$SRC = a_2 \left(\frac{A}{d} \right) = \frac{\sigma_A}{\sigma_d} (\text{ИР}), \quad (4)$$

$$R_{EMC} = \frac{\sigma_A}{\sigma_d} (\text{ГНР}).$$

На рис. 2 приведены зависимости отношений сечений ГНР дейтрона R_{EMC} от x для различных ядер, а именно, ${}^4_2\text{He}$, ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{27}_{13}\text{Al}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{56}_{26}\text{Fe}$, ${}^{197}_{79}\text{Au}$.

Наклон функции, dR_{EMC}/dx_B , в интервале $0.3 < x_B < 0.7$ соответствует величине EMC-эффекта в ядре. В таблице приведены значения dR_{EMC}/dx_B и отношения SRC при $1.4 < Q^2 < 2 \text{ ГэВ}^2$, $1.5 < x_B < 2$ для тех же ядер.

На рис. 3 приведена зависимость величины EMC-эффекта dR_{EMC}/dx_B от SRC, значения взяты из таблицы. Видно, что зависимость линейная.

В системе, состоящей из свободных нейтрона и протона, $p+n$, не имеется корреляций ближнего порядка, т. е.

$$SRC_{free\ n+p} = \left(\frac{\sigma_A}{\sigma_d} \right)_{\text{ИР}} = 0.$$

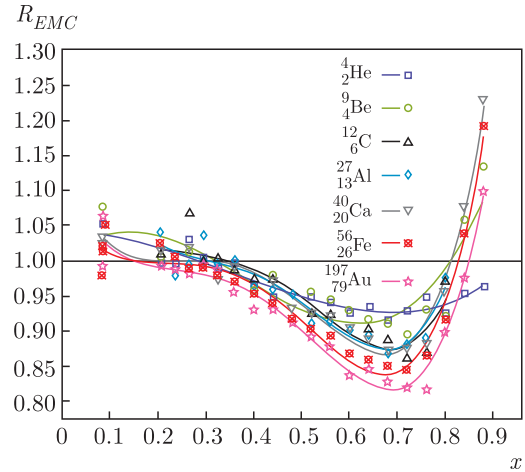


Рис. 2. Зависимости отношений сечений ГНР R_{EMC} от x для различных ядер. Экспериментальные данные взяты из работы [7]

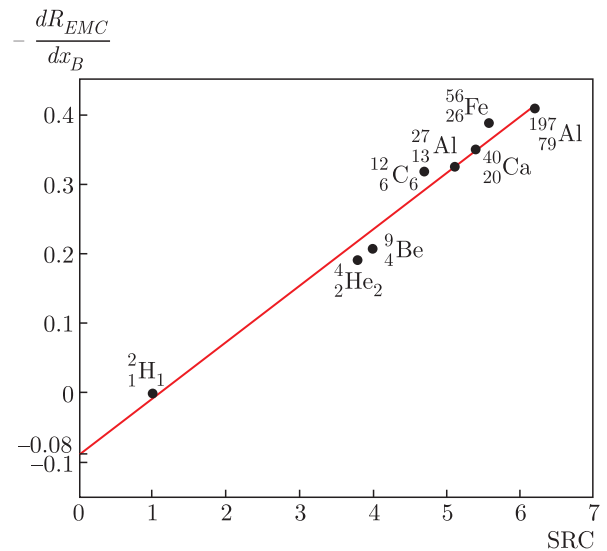


Рис. 3. Зависимость величины EMC-эффекта dR_{EMC}/dx_B от SRC

При этом величина EMC-эффекта для системы, состоящей из свободных нейтрона и протона, определяется точкой пересечения с вертикальной осью, а именно, она равна -0.08 , т. е.

$$-\frac{dR_{EMC}}{dx_B}_{free\ n+p} = -\frac{d \left(\frac{\sigma_p + \sigma_n}{\sigma_d} \right)}{dx_B} = -0.08. \quad (5)$$

Получить соотношение между структурными функциями протона, дейтрона и нейтрона можно, рассматривая линейную зависимость между величиной EMC-эффекта и SRC, поэтому из уравнения (5) по-

Таблица. Величины EMC-эффекта и SRC тех же ядер. Данные взяты из работы [6]

Ядро	${}^2_1\text{H}$	${}^4_2\text{He}$	${}^9_4\text{Be}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{40}_{20}\text{Ca}$	${}^{56}_{26}\text{Fe}$	${}^{197}_{79}\text{Au}$
$-\frac{dR_{EMC}}{dx_B}$	0.000	0.191	0.207	0.318	0.325	0.350	0.388	0.409
SRC	1	3.80 ± 0.34	4.0 ± 0.6	4.7 ± 0.41	5.13 ± 0.55	5.4 ± 0.70	5.58 ± 0.45	6.19 ± 0.65

лучаем

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_p + \sigma_n} = 1 - 0.08(x_B - b). \quad (6)$$

Учитывая соотношение между структурными функциями и сечениями ГНР [9, 10],

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_d} = \frac{AF_2^A(x)}{2F_2^d(x)}, \quad (7)$$

получаем уравнение

$$F_2^n(x) = \frac{2F_2^d(x)}{1 - 0.08(x_B - b)} - F_2^p(x) \quad (8)$$

при $0.3 < x_B < 0.7$.

В приведенном выше уравнении значение b соответствует среднему значению x_B , при этом для EMC

$$R_{EMC} = \frac{\sigma_A}{\sigma_d} = \frac{AF_2^A(x)}{2F_2^d(x)} = 1,$$

в соответствии с рис. 2, $b = 0.31$.

Поскольку мы хотим получить структурную функцию для свободного нейтрона в широком диапазоне изменения x , а EMC-эффект имеет место лишь при $0.3 < x_B < 0.7$, рассмотрим эффект экранировки при $x_B < 0.1$.

4. ЭФФЕКТ ЭКРАНИРОВКИ

Из экспериментальных данных известно, что при рассеянии электронов на ядре сечение рассеяния на нескольких ядрах меньше суммы сечений рассеяния на отдельных нуклонах при $x_B < 0.1$. Это явление называется ядерной экранировкой [11] (см. рис. 4).

Предложенная в работе [12] модель (теория Глаубера–Грибова), а также теория ядерной экранировки [13–15] позволяют исследовать этот эффект. Теория Грибова ядерной экранировки феноменологически соответствует дифракции фотона на нуклоне при ИР [16].

Обусловленная ядерной экранировкой поправка к сечению рассеяния пиона на дейтроне была вычислена в 1955 г. в работе [17] с использованием

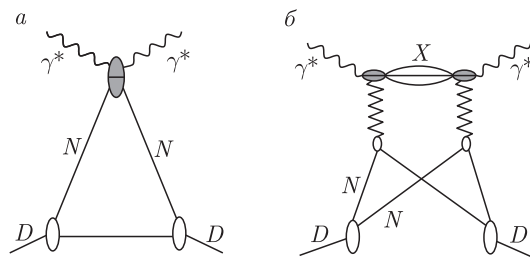


Рис. 4. Диаграммы жесткого взаимодействия виртуально-го фотона с ядром. На рис. б показан вклад в поправку, обусловленную экранировкой

первой модели для энергетического диапазона $E\pi \sim 1$ ГэВ, когда лоренцевым замедлением можно пренебречь. Формула Грибова для поправки, обусловленной ядерной экранировкой, является обобщением формулы Глаубера для случая высоких энергий. Результаты Грибова для ядерной экранировки основаны на пространственно-временной картине взаимодействия при высоких энергиях. Однако такой подход приводит к одинаковым результатам для жестких и мягких КХД-процессов. Дальнейшее развитие КХД привело к введению поправок за счет теории ядерной экранировки. Она основывается на теоремах факторизации КХД и обобщении теории Глаубера–Грибова, а также на полученных в экспериментах на ускорителе HERA (Hadron Electron Ring Accelerator) результатах по анализу КХД-процессов дифракции при глубоко неупругом рассеянии электрона на протоне [13].

Формализм теории ядерной экранировки основан на следующих положениях:

1. обобщение модели ядерной экранировки Глаубера–Грибова для мягких процессов при глубоко неупругом рассеянии [17];
2. КХД теоремы факторизации для сечения ИР и дифракции при ГНР [18];
3. анализ данных HERA по дифракции при ГНР [19].

Дифракция при рассеянии электрона на двух и более нуклонах вносит независимый вклад в структурные функции $F_2^{D(3)}$, действуя как экранировка (отсюда следует название эффекта экранировки). В теории ядерной экранировки окончательное выражение для структурной функции ядра имеет вид [13]

$$F_2^A(x, Q^2) = ZF_2^p(x, Q^2) + NF_2^n(x, Q^2) - 8\pi A(A-1) \times \\ \times \operatorname{Re} e^{\frac{(1-i\eta)^2}{1+\eta^2} B_{diff}} \int_x^{0.1} \beta F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_p) dx_p \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \int_{z_1}^{\infty} \rho_A(\vec{b}, z_1) \rho_A(\vec{b}, z_2) \times \\ \times \exp(i(z_1 - z_2)x_p m_N) \times \\ \times \exp\left(\frac{A}{2}(1-i\eta)\sigma_3^j(x, Q^2) \int_{z_1}^{z_2} \rho_A(\vec{b}, z) dz\right) dz_2.$$

Здесь $F_2^A(x, Q^2)$ — структурная функция ядра с массовым числом A ,

$$\eta \equiv \operatorname{Re} A(\gamma^* N \rightarrow XN) / \operatorname{Im} A(\gamma^* N \rightarrow XN)$$

— отношение вещественной и мнимой частей амплитуды рассеяния соответствующих процессов, $B_{diff} = 6 \text{ ГэВ}^{-2}$ — коэффициент, полученный в экспериментах HERA [20] при измерениях зависимости от t дифракционной части сечения ГНР $e-p$ в пределе $x \rightarrow 1$, $F_2^{D(3)}$ — дифракционная структурная функция ядра, зависящая от переменной Бьеркена x , $Q^2 = t$ — инвариантный переданный импульс, x_p — долевая потеря продольного импульса для протона (доля светового конуса):

$$x_p = \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2}, \quad W^2 = (q+p)^2,$$

$\beta = x/x_p$ [21], b — прицельный параметр, от которого зависят функции распределения партонов при малых x , причем уменьшение прицельного параметра, зависящего от эффекта экранировки, приводит к увеличению поперечного размера партонов (кварков и глюонов) [22].

Определение структурной функции нейтрона при $x < 0.1$ для проверки правила сумм Готфрида было проведено на основании данных New Muon Collaboration (NMC) о $F_2^d(x)$ [23]. При анализе данных NMC с учетом эффекта экранировки для отношения структурных функций нейтрона и протона получаем [24]

$$\frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} = \frac{2F_2^d(x)}{F_2^p(x)} - 1. \quad (9)$$

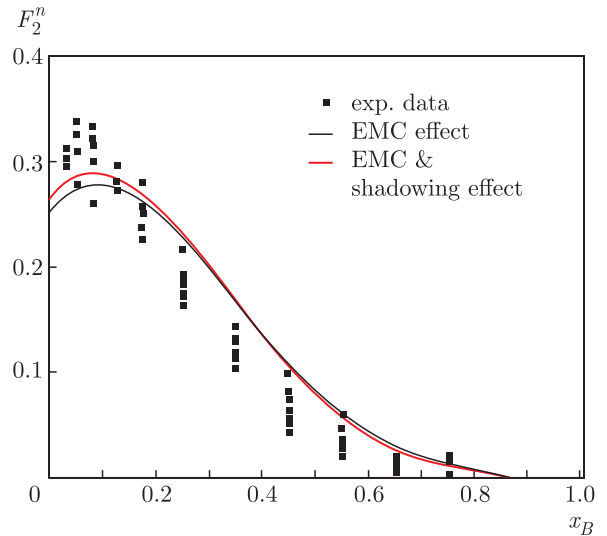


Рис. 5. Зависимости структурной функции нейтрона, полученные с использованием структурной функции протона и структурной функции дейтрона с учетом EMC-эффекта и с учетом EMC-эффекта и эффекта экранировки (красная кривая). Экспериментальные данные получены WA25 Collaboration для ГНС ν -дейтерий [4]

Таким образом, структурная функция нейтрона может быть получена как с использованием структурной функции протона, так и с использованием структурной функции дейтрона на основании EMC-эффекта и эффекта экранировки.

Как видно на рис. 5, полученная с учетом эффекта экранировки структурная функция нейтрона хорошо согласуется с экспериментальными результатами при $x_B < 0.1$.

5. ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРТОНОВ И КХД

Используя соотношения (2) и (3), получаем

$$I_G = \int_0^1 \frac{F_2^p(x)}{x} - \frac{F_2^n(x)}{x} dx = \\ = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \int_0^1 \bar{u}(x) - \bar{d}(x) dx. \quad (10)$$

Напомним, что в настоящей работе мы игнорируем вклады c -, t - и b -кварков. Тогда

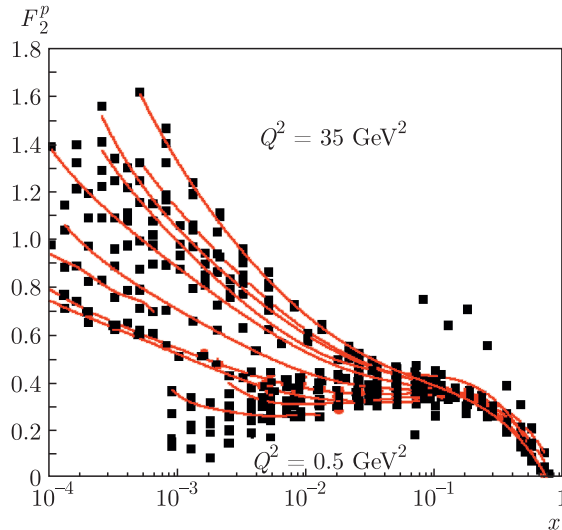


Рис. 6. Структурные функции протона при различных значениях энергии при малых x . Использованы экспериментальные данные коллабораций BCDMS, E665, EMK, H1, NMC, SLAC, WA25, ZEUS (в терминах энергии) [4]

$$\begin{aligned} \int_0^1 u_v(x) dx &= 2, \\ \int_0^1 d_v(x) dx &= 1, \\ \int_0^1 s(x) - \bar{s}(x) dx &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Ранее мы предполагали, что антикварки симметрично распределены по ароматам, $\bar{u}(x) = \bar{d}(x) = \bar{s}(x)$, что учитывалось в правиле сумм Готфрида:

$$I_G = \int_0^1 \left\{ \frac{F_2^p(x)}{x} - \frac{F_2^n(x)}{x} \right\} dx = \frac{1}{3},$$

см. [25]. Однако, если вычислять этот интеграл, основываясь на экспериментальных данных, полученных NMC в 1994 г., то получится другое значение, а именно, $I_G(x_{min} = 0, x_{max} = 0) = 0.235$ при $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$, что почти на 28% меньше. Это говорит о том, что правило сумм Готфрида нарушено, $\bar{u}(x) \neq \bar{d}(x) \neq \bar{s}(x)$, хотя КХД все еще работает [25, 26].

Функция распределения партонов определяет долю передаваемых импульсов, а функция распределения морских кварков быстро стремится к нулю при больших x ($x \rightarrow 1$), при этом их влияние на структурную функцию нуклонов проявляется при

$x < 0.1$ (см. рис. 6). На рис. 6 приведены структурные функции протона при различных значениях энергии. Видно, что при малых x они связаны с распределением морских кварков в структурных функциях протонов.

Если взять функции распределения морских кварков ($xS(x)$) из данных жесткого рассеяния при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ (MSTW 2002), то учитывая, что вклад странных кварков равен $s_s(x) + \bar{s}_s(x) = 0.2S(x)$ [27, 28], и используя определение

$$xS(x) \equiv x((u_s(x) + \bar{u}_s(x)) + (d_s(x) + \bar{d}_s(x)) + (s_s(x) + \bar{s}_s(x))), \quad (12)$$

$$x\Delta(x) \equiv x(\bar{d}(x) - \bar{u}(x)), \quad (13)$$

для морских кварков получим

$$\begin{aligned} 2\bar{u}(x) &= 0.4S(x) - \Delta, \\ 2\bar{d}(x) &= 0.4S(x) + \Delta, \\ s_s(x) + \bar{s}_s(x) &= 0.2S(x). \end{aligned} \quad (14)$$

Поэтому, если в соотношениях (2) и (3) использовать значения структурных функций протонов при $Q^2 = 1-20 \text{ ГэВ}^2$, взятые из экспериментальных данных, вычисленные структурные функции нейтронов, а также данные для морских кварков, можно получить функции распределения валентных кварков:

$$xu_v(x) = 0.0229x^{0.3974}(1-x)^{3.057} \times (1 + 217x^{0.5} - 23.26x), \quad (15)$$

$$xd_v(x) = 0.0224x^{0.4518}(1-x)^{3.636} \times (1 + 235.1x^{0.5} - 195.4x). \quad (16)$$

6. ОФРП, $H_q(x, t)$ И ВЫЧИСЛЕНИЕ ФОРМ-ФАКТОРА ДИРАКА ДЛЯ НЕЙТРОНА

Общая функция распределения партонов (ОФРП) зависит от переменных x (доля переданного продольного импульса нуклона, переносимого кварком) и $t = -q^2$ (переданный импульс), а также от поперечного импульса ξ , причем в рассматриваемом случае $\xi = 0$. Непосредственно вычислить $H_q(x, t)$ не так просто, поэтому модели, основанные на поведении ОФРП, представлены в терминах переменных x и t . Предлагаемая модель Редже записывается как [29]

$$H_q(x, t) = q_v(x) \exp(-\alpha \ln(x)(1-x)t). \quad (17)$$

В этом выражении $q_v(x)$ — функция распределения валентных up- и down-кварков, $u_v(x)$ и $d_v(x)$, а $\alpha = 1$.

Форм-фактор Дирака $F_1^N(t)$, который является функцией переданного импульса, представляет собой сумму $H_q(x, t)$ по всем x в интервале от 0 до 1, откуда получаем соотношения между форм-факторами Дирака и ОФРП [30]:

$$F_1^q(t) = \int_0^1 H_q(x, t) dx, \quad (18)$$

$$F_1^u(t) = \int_0^1 u_v(x) \exp(-\ln(x)(1-x)t) dx, \quad (19)$$

$$F_1^d(t) = \int_0^1 d_v(x) \exp(-\ln(x)(1-x)t) dx. \quad (20)$$

Таким образом, получаем форм-факторы Дирака для нуклонов [30]

$$F_1^N(t) = \sum_q e_q F_1^q(t) \quad (21)$$

и для нейтрона

$$F_1^n(t) = e_u F_1^d(t) + e_d F_1^u(t). \quad (22)$$

7. РЕЗУЛЬТАТЫ, ОБСУЖДЕНИЕ И СРАВНЕНИЕ

В настоящей работе получен форм-фактор Дирака для нейтрона с использованием функций распределения, полученных на основании экспериментальных данных для структурных функций протонов, а также структурных функций нейтронов и дейтронов, вычисленных с учетом ЕМС-эффекта и эффекта экранировки. Результаты для форм-фактора Дирака для нейтрона сравниваются с результатами для форм-факторов, полученными из функций распределения партонов с использованием методов параметрической аппроксимации. В сравниваемых моделях партонные функции распределения были получены путем оценки параметров на основании экспериментальных данных с точностью NNLO при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$.

Функции распределения партонов при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$, полученные в работе [28], имеют вид

$$xu_v(x) = 0.262x^{0.31}(1-x)^{3.5} \times (1 + 3.83x^{0.5} + 37.65x), \quad (23)$$

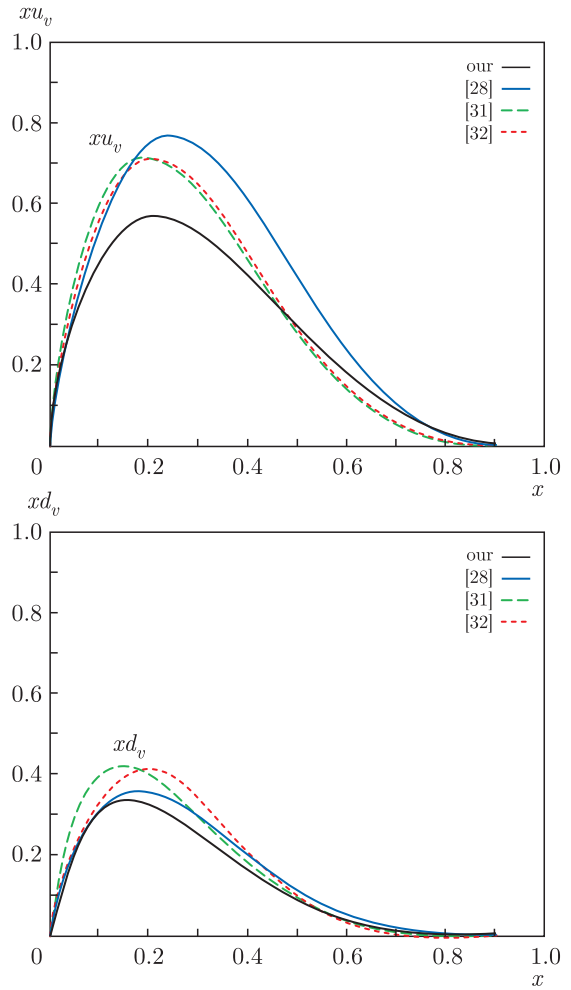


Рис. 7. Функции распределения валентных up- и down-кварков, полученные в настоящей работе с использованием экспериментальных данных для структурных функций протона и нейтрона при $Q^2 = 1-20 \text{ ГэВ}^2$, в сравнении с функциями распределения партонов, полученными с использованием моделей из работ [28, 31, 32]

$$xd_v(x) = 0.061x^{0.35}(1-x)^{4.03} \times (1 + 49.05x^{0.5} + 8.65x). \quad (24)$$

Функции распределения партонов при $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$, полученные в работе [31], имеют вид

$$xu_v(x) = 4.78x^{0.7772}(1-x)^{4.0034} \times (1 + 0.100x^{0.5} + 1.14x), \quad (25)$$

$$xd_v(x) = 3.807x^{0.7858}(1-x)^{3.6336} \times (1 + 0.1838x^{0.5} - 1.2152x). \quad (26)$$

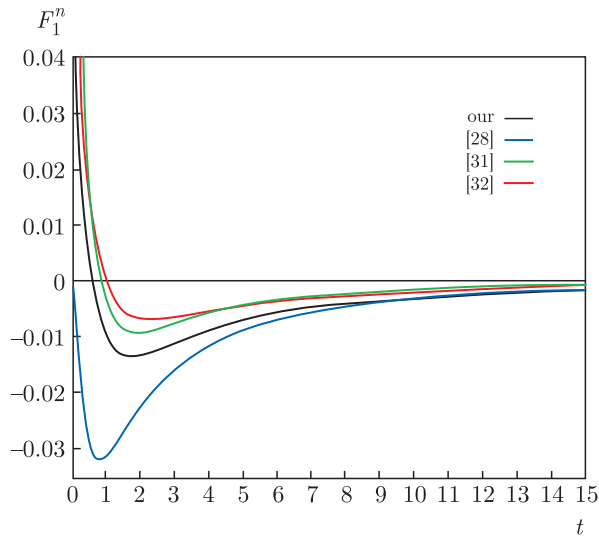


Рис. 8. Форм-фактор Дирака для нейтрона, полученный в настоящей работе (черная кривая), в сравнении с форм-факторами Дирака, полученными с использованием функций распределения партонов в работах [28, 31, 32]

Функции распределения партонов при $Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$, полученные в работе [32], имеют вид

$$x u_v(x) = 0.298 x^{0.298} (1-x)^{4.032} \times (1 + 6.042 x^{0.5} + 35.492 x), \quad (27)$$

$$x d_v(x) = 1.30 x^{0.500} (1-x)^{5.921} \times (1 - 3.618 x^{0.5} + 16.414 x). \quad (28)$$

На рис. 7 приведены функции распределения, полученные в настоящей работе, в сравнении с функциями распределения, полученными с использованием моделей из работ [28, 31, 32].

На рис. 8 приведен форм-фактор Дирака, полученный в настоящей работе с использованием функций распределения партонов, определенных на основании экспериментальных данных при различных значениях $Q^2 = 1-20 \text{ ГэВ}^2$, в сравнении с форм-факторами Дирака, полученными с использованием функций распределения партонов в работах [28, 31, 32]. Видно согласие между результатами настоящей работы и результатами, полученными с использованием других моделей.

Используя подходящую модель ОФРП, $H_q(x, t)$, $E_q(x, t)$ и функции распределения при различных значениях Q^2 , можно было бы получить форм-фактор Паули, электрический и магнитный форм-факторы, а также зарядовую и магнитную плотности и радиусы протона и нейтрона. Эти задачи требуют отдельного рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, New York (1984).
2. S. Kumano, *Phys. Rep.* **303**, 183 (1998).
3. T. Gehrmann, R. Roberts, and M. Whalley, *J. Phys. G: Nucl. and Part. Phys.* **25**, A1 (1999).
4. <https://hepdata.cedar.ac.uk>, “hepdata on-line data review.”
5. J.-J. Aubert, G. Bassompierre, K. Becks, C. Best, E. Böhm, X. de Bouard, F. Brasse, C. Broll, S. Brown, J. Carr et al., *Phys. Lett. B* **123**, 275 (1983).
6. L. Weinstein, E. Piasetzky, D. Higinbotham, J. Gomez, O. Hen, and R. Shneur, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 052301 (2011).
7. J. Gomez, R. Arnold, P. E. Bosted, C. Chang, A. Katramatou, G. Petratos, A. Rahbar, S. Rock, A. Sill, Z. Szalata et al., *Phys. Rev. D* **49**, 4348 (1994).
8. O. Hen, E. Piasetzky, and L. Weinstein, *Phys. Rev. C* **85**, 047301 (2012).
9. O. Hen, D. W. Higinbotham, G. A. Miller, E. Piasetzky, and L. B. Weinstein, *Int. J. Mod. Phys. E* **22**, 1330017 (2013).
10. D. F. Geesaman, K. Saito, and A. W. Thomas, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* **45**, 337 (1995).
11. M. Arneodo, *Phys. Rep.* **240**, 301 (1994).
12. V. N. Gribov, *Gauge Theories and Quark Confinement*, Phasis (2002).
13. L. Frankfurt, V. Guzey, and M. Strikman, *Phys. Rep.* **512**, 255 (2012).
14. L. Frankfurt, V. Guzey, and M. Strikman, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 202001 (2003).
15. L. Frankfurt, V. Guzey, and M. Strikman, *Mod. Phys. Lett. A* **21**, 23 (2006).
16. A. Adeluyi and G. Fai, *Phys. Rev. C* **74**, 054904 (2006).
17. L. Frankfurt and M. Strikman, *Europ. Phys. J. A-Hadrons and Nuclei* **5**, 293 (1999).
18. J. C. Collins, *Phys. Rev. D* **57**, 3051 (1998).
19. S. Chekanov, M. Derrick, S. Magill, B. Musgrave, D. Nicholass, J. Repond, R. Yoshida, M. Mattingly, P. Antonioli, G. Bari et al., *Nucl. Phys. B* **831**, 1 (2010).

20. A. Aktas, V. Andreev, T. Anthonis, B. Antunovic, S. Aplin, A. Asmone, A. Astvatsatourov, A. Babaev, S. Backovic, A. Baghdasaryan et al., *Europ. Phys. J. C-Particles and Fields* **48**, 749 (2006).
21. W. Melnitchouk and A. W. Thomas, *Phys. Rev. D* **47**, 3783 (1993).
22. A. Voinov, B. Oginni, S. Grimes, C. Brune, M. Gutormsen, A. Larsen, T. Massey, A. Schiller, and S. Siem, *Phys. Rev. C* **79**, 031301 (2009).
23. P. Amaudruz, M. Arneodo, A. Arvidson, B. Badelek, G. Baum, J. Beaufays, I. Bird, M. Botje, C. Brogini, W. Brückner et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2712 (1991).
24. B. Badelek and J. Kwieciński, *Phys. Rev. D* **50**, R4 (1994).
25. K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 1174 (1967).
26. M. Arneodo, A. Arvidson, B. Badelek, M. Ballintijn, G. Baum, J. Beaufays, I. Bird, P. Björkholm, M. Botje, C. Brogini et al., *Phys. Rev. D* **50**, R1 (1994).
27. A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, *Europ. Phys. J. C* **63**, 189 (2009).
28. A. Martin, R. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne, *Phys. Lett. B* **531**, 216 (2002).
29. M. Guidal, M. Polyakov, A. Radyushkin, and M. Vanderhaeghen, *Phys. Rev. D* **72**, 054013 (2005).
30. T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij, I. Schmidt, and A. Vega, *Phys. Rev. D* **91**, 054028 (2015).
31. A. N. Khorramian and S. A. Tehrani, *Phys. Rev. D* **78**, 074019 (2008).
32. J. Blümlein, H. Böttcher, and A. Guffanti, *Nucl. Phys. B* **774**, 182 (2007).