

УДК 539.171.017

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ КАНАЛОВ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ π^+n И π^0p ИЗ ДАННЫХ CLAS

© 2021 г. А. Д. Булгаков^{1,*}, А. А. Голубенко², М. М. Давыдов¹, Е. Л. Исупов²,
Б. С. Ишханов^{1,2}, В. И. Мокеев³, А. Г. Насртдинов¹, В. В. Чесноков²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

³Национальная лаборатория Томаса Джефферсона, Ньюпорт-Ньюс, США

*E-mail: alexandrbulgakov2014@gmail.com

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

Представлен метод для извлечения неполяризованных поперечных, продольных и поляризованных поперечно-поперечно и продольно-поперечных структурных функций, полученных из данных по дифференциальным сечениям из эксклюзивных каналов электроорождения π^+n и π^0p , измеренных детектором CLAS. Измеренные сечения покрывают широкий кинематический диапазон по инвариантной массе конечной адронной системы $W < 1.7$ ГэВ, и виртуальности фотона в диапазоне $Q^2 < 5.0$ ГэВ². Эксклюзивные структурные функции, извлеченные из канала рождения одиночного пиона играют значительную роль в изучении структуры возбужденных состояний нуклона.

DOI: 10.31857/S0367676521050033

ВВЕДЕНИЕ

Дифференциальные сечения эксклюзивных каналов электроорождения π^0p , π^+n и $\pi^+\pi^-p$ на протоне, а также поляризационные асимметрии в $N\pi$ каналах, измеренные на детекторе CLAS (Лаборатории Джефферсона, США) являются доминирующей частью экспериментальных данных по процессам эксклюзивного электроорождения мезонов в резонансной области. Из этих данных были определены амплитуды электровозбуждения большинства нуклонных резонансов (N^*) в области масс < 1.8 ГэВ [1, 3, 4]. База данных CLAS, созданная в НИИЯФ МГУ в коллаборации с Hall B at Jefferson Lab [2] содержит все опубликованные экспериментальные данные, измеренные на детекторе CLAS, по дифференциальным сечениям и поляризационным асимметриям. Эксклюзивные каналы электроорождения одиночного пиона, а также состояния $\pi^+\pi^-p$ — главный источник информации об амплитудах электровозбуждения нуклонных резонансов. Результаты по амплитудам электровозбуждения N^* обеспечивают доступ к динамике сильных взаимодействий формирующей основное и возбужденные состояния нуклона, а также другие адроны как связанные системы кварков и глюонов [1, 3–6].

В данной работе анализировались дифференциальные сечения взаимодействия виртуального фотона с протоном $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_\pi}$ в реакциях электроорождения нейтральных и заряженных пионов $\gamma p \rightarrow \pi N$. Связь между сечением рассеяния электронов и сечением под действием виртуальных фотонов дается выражением

$$\frac{d^4\sigma_e}{dWdQ^2d\Omega_\pi} = \Gamma_\gamma \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_\pi}, \quad (1)$$

$$\Gamma_\gamma(W, Q^2) = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{E_{beam}^2 m_p^2} \frac{W(W^2 - m_p^2)}{(1 - \varepsilon)Q^2}, \quad (2)$$

$$\varepsilon = \left(1 + 2 \left(1 + \frac{v^2}{Q^2} \right) \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где $\Gamma_\gamma(W, Q^2)$ — поток виртуальных фотонов, ε — поляризация виртуального фотона, Q^2 — виртуальность фотона, W — инвариантная масса конечной адронной системы, E_{beam} — энергия начального пучка электронов, m_p — масса протона в ГэВ, α — постоянная тонкой структуры, ϑ_e — угол рассеяния электрона в лабораторной системе отсчета, v — энергия виртуального фотона.

Сечение эксклюзивного электророжения $N\pi$ на протонах виртуальными фотонами может быть представлено в следующем виде [7]

$$\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_\pi} \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi} \cos \varphi, \quad (4)$$

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}, \quad (5)$$

где $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ – неполяризованная поперечная, продольная и поляризованные поперечно-поперечная, продольно-поперечная структурные функции, соответственно. Перечисленные структурные функции зависят от инвариантной массы конечной адронной системы W , полярного θ и азимутального φ углов эмиссии конечного пиона в системе центра масс.

В работе представлены методы для извлечения перечисленных выше структурных функций из экспериментальных данных CLAS по дифференциальным сечениям $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ электророжения на протонах содержащихся в CLAS Physics Data Base [2].

ОТБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Эксклюзивные структурные функции электророжения $N\pi$ на протонах извлечены из дифференциальных сечений этих реакций под действием виртуальных фотонов (1). При этом экспериментальные данные должны удовлетворять следующим критериям отбора:

1) Точки с относительной погрешностью более 0.7 были исключены.

2) Выполнен фит измеренных дифференциальных сечений в каждом интервале по (W, Q^2, θ) в зависимости от угла φ согласно (4). Угловое распределение (4) представляет собой модельно-независимое описание в приближении однофотонного обмена [7]. Точки, отклоняющиеся от описания согласно (4) более чем на ± 1.5 стандартных отклонений, были исключены.

3) Данные в интервалах по (W, Q^2, θ) , в которых содержится менее 4 точек по φ , были исключены.

МЕТОДЫ ИЗВЛЕЧЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ

В работе использовались различные методы извлечения структурных функций, которые зависели от наличия интервалов в угловых распределениях по φ , где данные отсутствовали из-за ограничений налагаемых аксептансом детектора.

1. Метод 0: Данные покрывают полный диапазон $\varphi \in [0, 2\pi]$. Структурные функции определены из условия их наилучшего описания в соответствии с уравнением (4)

2. Метод 1: Методы 1 и 2 использовались в случае частичного покрытия диапазона $\varphi \in [\varphi_{min}, \varphi_{max}]$. В методе 1 дифференциальные сечения оцениваются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}} = \frac{1}{\varphi_{max} - \varphi_{min}} \left[\int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}} d\varphi - \varepsilon \frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}} \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \cos 2\varphi d\varphi - \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}} \times \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \cos \varphi d\varphi \right], \quad (6)$$

где $\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}}$ измеренные дифференциальные сечения, $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ оценены из подгонки угловых распределений в области от φ_{min} до φ_{max} согласно (4).

Таким образом, при определении $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}}$ структурной функции в методе 1 используется информация из области $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$, где имеются экспериментальные данные без какой либо экстраполяции в области по φ где данные отсутствуют.

Поляризационные $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}}$ структурные функции в методе 1 оцениваются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}} \cdot r_{ll} \right], \quad (7)$$

$$\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}} = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)}} \left[\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{ метод 1}}} \cdot r_{lt} \right]. \quad (8)$$

Входящие в (7, 8) отношения r_{ll} и r_{lt} определяются из подгонки (4) дифференциальных сечений

ний $\frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{d\Omega_{\pi \text{ exp}}}$ в области $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$:

$$r_{ll} = \frac{\varepsilon \frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}}}{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}}, \quad (9)$$

$$r_{lt} = \frac{\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}}}{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}}, \quad (10)$$

где $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$, $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}}$ определены из подгонки (4) в области $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$.

Метод 2: В методе 2 выполняется экстраполяция измеренных сечений в области по φ вне интервала $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ согласно зависимости (4) с $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ и $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}}$ определенными из фита данных в области $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{метод 2}}} &= \frac{1}{2\pi} \left[\int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{exp}}} d\varphi + \right. \\ &+ \int_0^{\varphi_{min}} \left(\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \times \right. \\ &\times \left. \frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}} \cos \varphi \right) d\varphi + \int_{\varphi_{max}}^{2\pi} \left(\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}} \cos 2\varphi + \right. \\ &\left. \left. + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}} \cos \varphi \right) d\varphi \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Неполяризованная структурная функция $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{метод 2}}}$ вычисляется из интеграла от сечения $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{exp}}}$ в области φ от 0 до 2π . При этом в интервале $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ подынтегральное выражение берется из экспериментальных данных. Вне интервала $[\varphi_{min}, \varphi_{max}]$ оно определяется из описанной выше экстраполяции.

Поляризационные структурные функции в методе 2 вычисляются согласно (7)–(10) из неполяризованной структурной функции (11).

3. Методы 3 и 4 используются в случаях, когда в φ -распределениях имеются один (метод 3) или два (метод 4) интервала по φ где экспериментальные данные по сечениям $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{exp}}}$ отсутствуют вследствие наличия мертвых зон в акцептансе детектора CLAS. В обоих случаях неполяризованные структурные функции определяются из областей по φ , где имеются данные без экстраполяции сечений $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{exp}}}$ в области зон детектора CLAS с эффективностью регистрации продуктов реакций равной нулю.

Метод 3: Метод используется, когда имеется лишь один интервал по φ , где нет экспериментальных данных по $\frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{exp}}}$. Имеющиеся экспериментальные данные подгоняются согласно (4).

Из подгонки определяются $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ и $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi 0}}$. Неполяризованные структурные функции вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi \text{метод 3}}} &= \\ &= \frac{\int_{\varphi_{1min}}^{\varphi_{1max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{exp}}} d\varphi + \int_{\varphi_{2min}}^{\varphi_{2max}} \frac{d\sigma_{\gamma v}}{d\Omega_{\pi \text{exp}}} d\varphi}{(\varphi_{1max} - \varphi_{1min}) + (\varphi_{2max} - \varphi_{2min}) + r_{tt}I_1 + r_{ll}I_2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$I_1 = \left(\int_{\varphi_{1min}}^{\varphi_{1max}} \cos 2\varphi d\varphi + \int_{\varphi_{2min}}^{\varphi_{2max}} \cos 2\varphi d\varphi \right), \quad (13)$$

$$I_2 = \left(\int_{\varphi_{1min}}^{\varphi_{1max}} \cos \varphi d\varphi + \int_{\varphi_{2min}}^{\varphi_{2max}} \cos \varphi d\varphi \right), \quad (14)$$

где r_{tt} и r_{ll} вычислены согласно (9, 10). Поляризационные структурные функции $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi \text{метод 3}}}$ и $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi \text{метод 3}}}$ в методе 3 получены из неполяризованных структурных функций согласно (7), (8).

Метод 4: Этот метод является модификацией метода 3 в случае, когда данные по дифференциальным сечениям отсутствуют в двух интервалах по φ . Формула (12) обобщается добавлением к двум еще и третьего интервала по φ , где имеются экспериментальные данные по дифференциальным сечениям. Поляризованные структурные функции получены аналогично методу 3.

РАЗДЕЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ ВКЛАДОВ

Поперечные $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}$ и продольные $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}$ структурные функции были получены из неполяризованных $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ структурных функций и из экспериментальных данных по величине $R(W, Q^2)$:

$$R = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}} / \frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}} \quad (15)$$

из реакций инклюзивного рассеяния электронов. Разделение поперечной $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}$ и продольной $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}$ компонент выполнено в предположении посто-

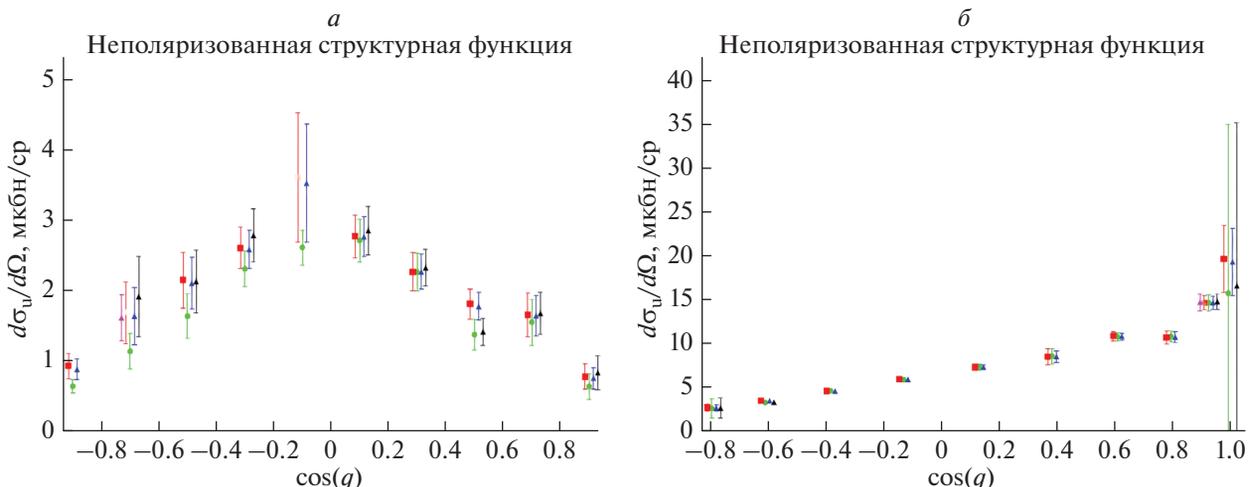


Рис. 1. Зависимость неполяризованной структурной функции от угла испускания пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона для реакции $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^0 p$ при $W = 1.52$ ГэВ, $Q^2 = 0.75$ ГэВ² (а), для реакции $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^+ n$ при $W = 1.29$ ГэВ, $Q^2 = 0.3$ ГэВ² (б). Различными точками показаны результаты, полученные в методах 0–4: зеленые — из подгонки данных CLAS Physics Data Base, красные — извлечено методом 1, синие — извлечено методом 2, черные — извлечено методом 3, фиолетовые — извлечено методом 4.

яньства R для всех углов θ при фиксированных величинах W и Q^2

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}} = \frac{d\sigma_u}{1 + \epsilon R}, \quad (16)$$

$$\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi}} = \frac{R d\sigma_u}{1 + \epsilon R}. \quad (17)$$

Окончательные результаты по $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}$, $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi}}$,

$\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi}}$ структурным функциям были получены в каждом интервале (W , Q^2 , $\cos\theta$) с использованием метода извлечения, применимого для покрываемого данными диапазона углов ϕ .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рамках описанного выше подхода были получены эксклюзивные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$, $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}$, $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi}}$ из данных CLAS для реакций электроорождения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ в области $W < 1.7$ ГэВ и $0.2 < Q^2 < 5.0$ ГэВ². Полная информация об этих структурных функциях в резонансной области содержится на веб-сайте [8]. Этот веб-сайт обеспечивает цифровое и графическое представление информации о структурных функциях. Дан-

ные по $N\pi$ эксклюзивным структурным функциям представляют значительный интерес для изучения структуры нуклонных резонансов во второй и третьей резонансных областях, а также для сравнительного анализа результатов по амплитудам электровозбуждения $\Delta(1232)3/2^+$ резонанса.

Наблюдается хорошее соответствие между величинами структурных функций, полученных методами 1–4, описанными в предыдущей части статьи. В качестве примера на рис. 1 сравниваются неполяризованные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$

в каналах $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ полученные различными методами в зависимости от угла эмиссии пиона θ в системе центра масс виртуального фотона и протона. Хорошее соответствие, наблюдающееся для большинства точек, свидетельствует о надежности извлечения этих величин. Как показано на рис. 1, $\pi^0 p$ неполяризованные структурные функции, полученные в методах 1–4, отличаются от полученных из подгонки измеренных сечений согласно (4). Таким образом, ситуация, когда данные покрывают ограниченные интервалы по углам ϕ делает проблематичным извлечение структурных функций из подгонки данных (4). В этих случаях, для определения структурных функций необходимо использовать развитые в настоящей работе методы 1–4. Также в качестве примера на рис. 2 и рис. 3 показаны извлеченные структурные функции для реакций электроорождения $\pi^+ n$ при

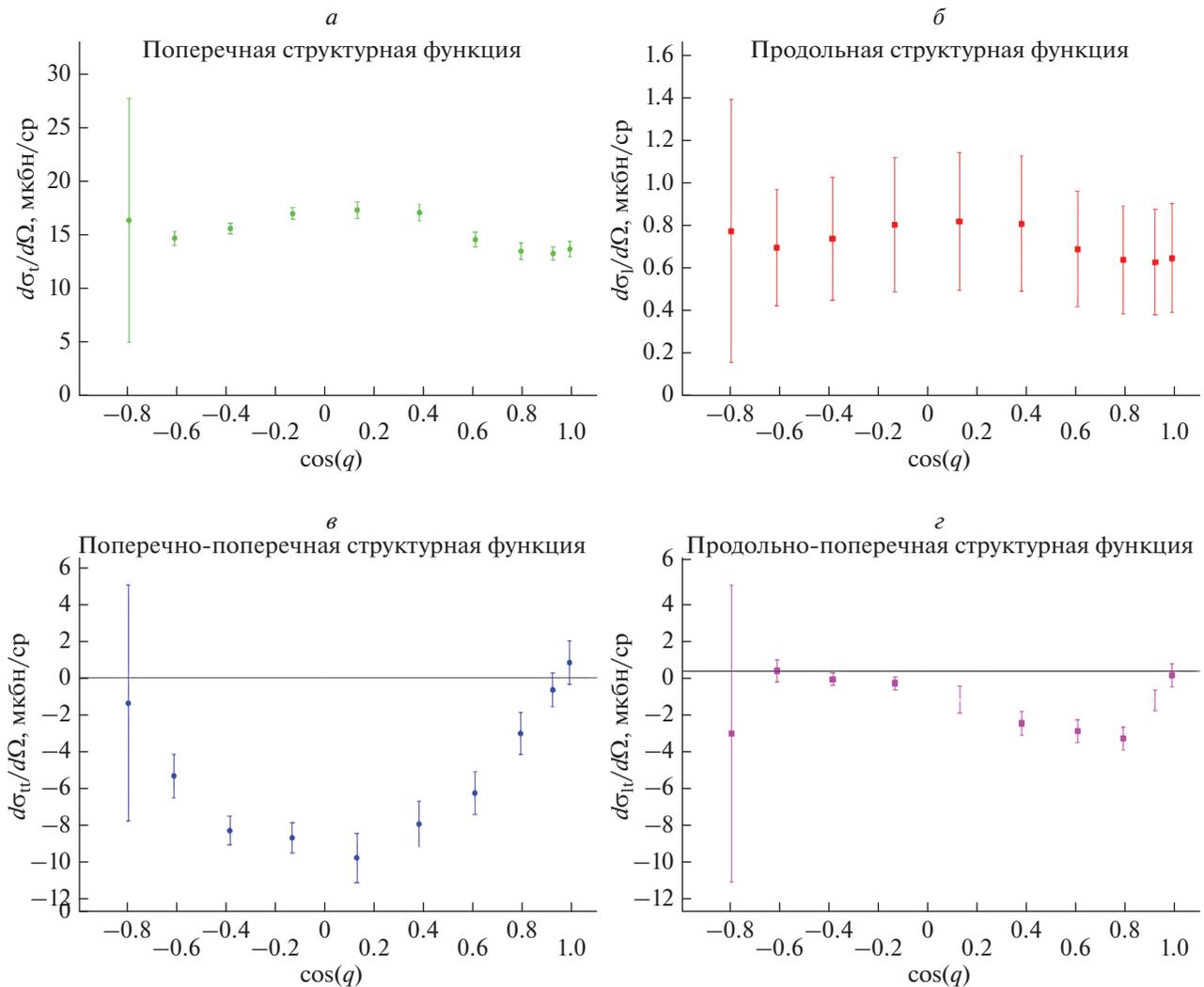


Рис. 2. Зависимости поперечной (а), продольной (б), поперечно-поперечной (в) и продольно-поперечной (г) структурных функций от угла испускания пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона для реакции $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^+ n$ при $W = 1.21$ ГэВ, $Q^2 = 0.3$ ГэВ².

$W = 1.31$ ГэВ и $Q^2 = 0.3$ ГэВ² (рис. 2) и $\pi^0 p$ при $W = 1.4$ ГэВ и $Q^2 = 0.65$ ГэВ² (рис. 3). Неполаризованные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$ вносят наибольший вклад в процессы эксклюзивного электроорождения пионов. Вклад от поляризованных структурных функций $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ составляет от 10% до 50% сравнительно с непolarизованными структурными функциями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из данных CLAS по дифференциальным сечениям электроорождения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ на протонах были

получены эксклюзивные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi}$, $\frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_\pi}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_\pi}$ в области $W < 1.7$ ГэВ и $0.2 < Q^2 < 5.0$ ГэВ². Полная информация об извлеченных структурных функциях доступна на веб-сайте [8]. Полученные результаты по эксклюзивным структурным функциям представляют значительный интерес для исследования структуры возбужденных состояний нуклона во второй и третьей резонансных областях. В будущем данные об эксклюзивных структурных функциях будут использованы для предсказания дифференциальных сечений каналов электроорождения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ из данных полученных на детекторе CLAS в качестве первой модельно-независимой оценки

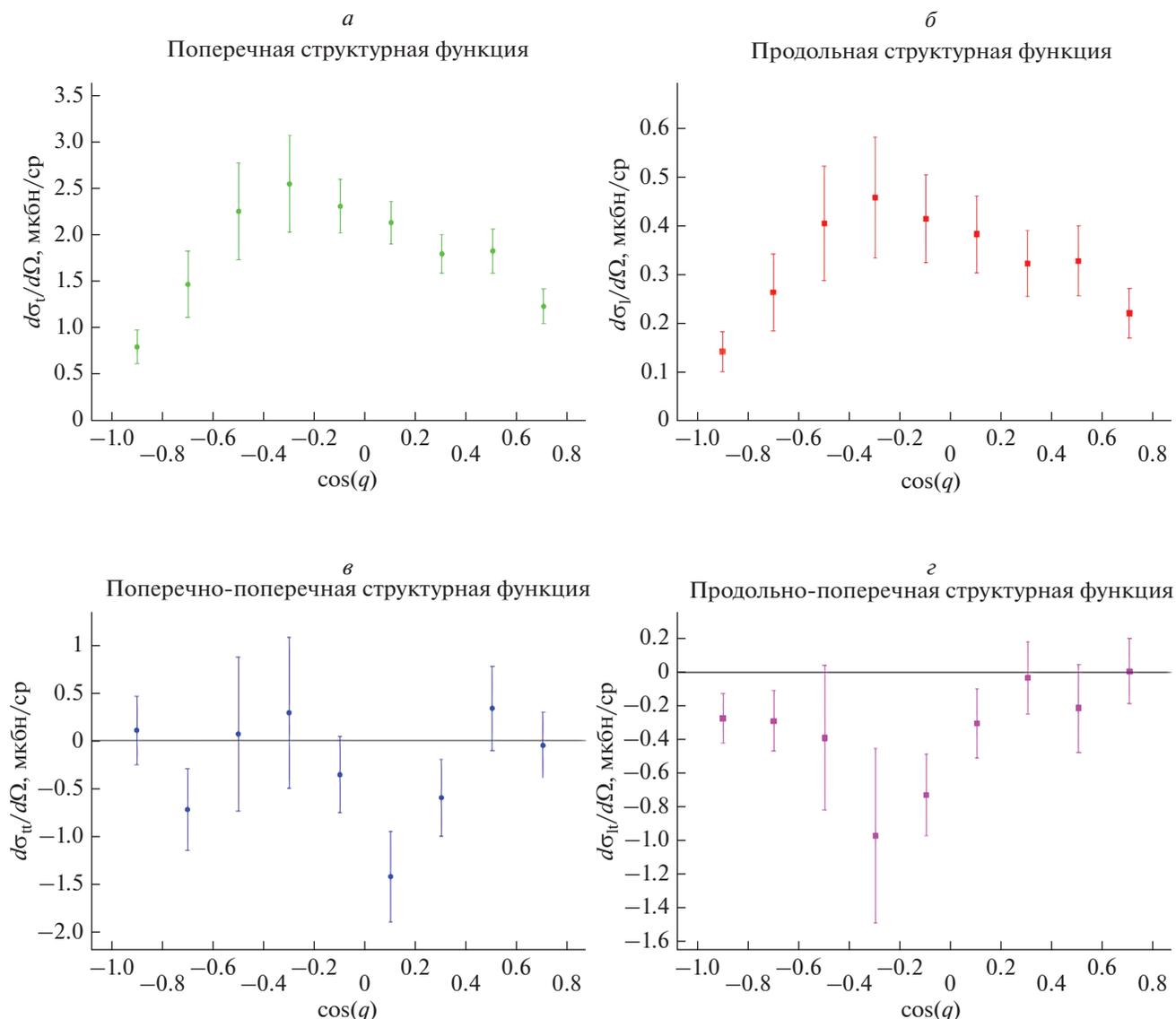


Рис. 3. Зависимости поперечной (а), продольной (б), поперечно-поперечной (в) и продольно-поперечной (г) структурных функций от угла испускания пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона для реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^0 p$ при $W = 1.46$ ГэВ, $Q^2 = 0.65$ ГэВ².

этих сечений всюду в кинематической области $W < 1.7$ ГэВ и $Q^2 < 5.0$ ГэВ².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aznauryan I.G., Burkert V.D.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. V. 67. P. 1.
2. <http://clasweb.jlab.org/physicsdb>.
3. *Carman D.S., Joo K., Mokeev V.I.* // Few Body Syst. 2020. V. 61. P. 29.
4. *Brodsky S.J., Burkert V.D., Carman D.S. et al.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2020. V. 29. Art. No. 2030006-324.
5. *Burkert V.D., Roberts C.D.* // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. Art. No. 011003.
6. *Буркерт В.Д., Мокеев В.И., Ишханов Б.С.* // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон. 2019. № 3. С. 28; *Burkert V.D., Mokeev V.I., Ishkhanov B.S.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2019. V. 74. P. 243.
7. *Amaldi E., Fubini S., Furlan G.* Pion-electroproduction: electroproduction at low energy and hadron form factors. Springer tracts in modern physics. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1979.
8. <https://clas.sinp.msu.ru/~almaz>.

Exclusive structure functions for $\pi^0 p$ and $\pi^+ n$ electroproduction channels from the data measured with the CLAS detector

A. D. Bulgakov^{a, *}, A. A. Golubenko^b, M. M. Davydov^a, E. L. Isupov^b, B. S. Ishkhanov^{a, b},
V. I. Mokeev^c, A. G. Nasrtdinov^a, V. V. Chesnokov^b

^a*Moscow State University, Moscow, Russia*

^b*Skobeltsyn Nuclear Physics Institute, Moscow, Russia*

^c*Thomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, USA*

**e-mail: alexandrbulgakov2014@gmail.com*

The measurements of exclusive $\pi^0 p$ and $\pi^+ n$ electroproduction with the CLAS detector in Hall B at Jlab provided the dominant part of the world data on observables of these channels stored in the CLAS Physics Data Base. The data on exclusive $N\pi$ and $\pi^+ \pi^- p$ electroproduction are the major source of the information on nucleon resonance (N^*) electroexcitation amplitudes. They offer insight into the nucleon and N^* structure and strong QCD dynamics which underlie the nucleon resonance generation from quarks and gluons. The approach for evaluation of the polarized transverse-transverse, longitudinal-transverse exclusive structure functions in the $N\pi$ channels has been developed and used in analyses of the data measured with CLAS in the resonance region. The results on $N\pi$ electroproduction structure functions have become available from the measured with the CLAS detector differential cross-sections. They cover a broad kinematics area of the invariant masses of the final hadron system of $W < 1.7$ GeV and the photon virtuality range of $Q^2 < 5.0$ GeV².