

УДК 539.12-17

ДВУХСПИНОВАЯ АСИММЕТРИЯ В ПОЛУИНКЛЮЗИВНОМ ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ ЛЕПТОН-НУКЛОННОМ РАССЕЙАНИИ

М.Ш.ГОДЖАЕВ

Бакинский Государственный Университет

bsu.edu.gov.az

В рамках кварк-партонной модели получены выражения для неполяризационных и поляризационных структурных функций в полуконюзивных реакциях $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \rightarrow \mu^-(\mu^+)h^\pm X$, $\mu^-(\mu^+)N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)h^\pm X$. Определена и подробно исследована «разностная» двухспиновая асимметрия $A_N^{h^+-h^-}$.

Ключевые слова: полуконюзивные реакции, кварк-партонная модель, двухспиновая асимметрия, структурные функции.

PACS: 12.15.-y; 13.60.-r; 13.60.+e, 14.20.Dh

Стандартная модель (СМ) успешно описывает ряд экспериментов, проведенных в различных лабораториях мира. В частности, одно из наиболее точных ее проверок выполнена в электрон-позитронных коллайдерах LEP и SLC, где согласие с экспериментальными данными убедительное [1, 2]. Наряду с электрон-позитронной аннигиляцией, процессы глубококонюпруого рассеяния лептонов на нуклонах играют важную роль в проверке СМ и в настоящее время интенсивно исследуются экспериментально и теоретически [3-11]. Эксперименты COMPASS, HERMES, EMC, EIC, ZEUS, проведенные с поляризованными лептонами и мишенями открывают новые возможности для исследования внутренней структуры нуклонов.

В работах [10, 11] в рамках кварк-партонной модели изучены поляризационные асимметрии в процессах глубококонюпруого рассеяния лептонов на нуклонах. Однако в этих работах неполяризационные и поляризационные структурные функции адронов не рассматривались. В настоящей работе нами изучено рождение заряженного адрона h^\pm (π^\pm или K^\pm) в полуконюзивных реакциях при глубококонюпруогом рассеянии поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. Рассматриваются нижеприведенные полуконюзивные реакции, обусловленные обменом заряженным

W^+ (W^-) бозоном:

$$\nu_\mu + N(h_N) \rightarrow \mu^-(\lambda) + h^\pm + X, \quad (1)$$

$$\bar{\nu}_\mu + N(h_N) \rightarrow \mu^+(\lambda) + h^\pm + X, \quad (2)$$

$$\mu^-(\lambda) + N(h_N) \rightarrow \nu_\mu + h^\pm + X, \quad (3)$$

$$\mu^+(\lambda) + N(h_N) \rightarrow \bar{\nu}_\mu + h^\pm + X, \quad (4)$$

где λ – спиральность мюона (антимюона), h_N – продольная поляризация нуклона мишени, X – система недектируемых адронов. Введением структурных функций адронов получены аналитические выражения для дифференциальных сечений процессов (1)-(4) и двухспиновых асимметрий.

2. Структурные функции полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния

Процесс (1) описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1, где в скобках записаны 4-импульсы частиц. Заштрихованная область показывает, что нуклон мишень обладает внутренней структурой, которая учитывается введением структурных функций.

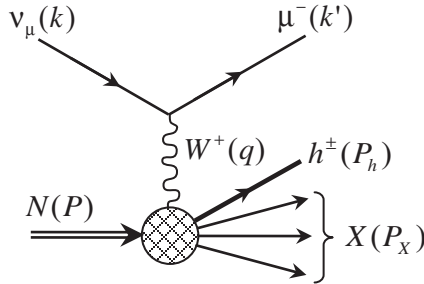


Рис. 1. Фейнмановская диаграмма полуинклюзивной реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- h^\pm X$

Для описания полуинклюзивных реакций (1)-(4) используются инвариантными переменными:

$$Q^2 = -q^2 = 2(EE' - \vec{k}\vec{k}') - m_\ell^2 - m_{\ell'}^2,$$

где m_ℓ ($m_{\ell'}$) – масса начального (конечного) лептона, если $EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \gg m_\ell^2$, $m_{\ell'}^2$, то

$$Q^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

здесь θ – угол рассеяния лептона.

$x = \frac{Q^2}{2(P \cdot q)}$ и $y = \frac{(q \cdot P)}{(k \cdot P)}$ – обычные кинематические переменные глю-

боконеупругих процессов, $z = \frac{(P \cdot P_h)}{(P \cdot q)}$ – скейлинговая переменная, определяющая доля энергии, уносимой адроном h^\pm ;

$$S = (k + P)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_\ell^2$$

– квадрат суммарной энергии лептона и нуклона.

При $Q^2 \gg M^2$ массами начального и конечного лептонов могут быть пренебрегать, и процесс называется глубоконеупругом рассеянием.

В низшем порядке теории возмущений дифференциальное эффективное сечение глубоконеупругого рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах может быть представлено в виде

$$\frac{d^3\sigma(\lambda; h_N)}{dxdydz} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \eta_W L_{\mu\nu} H_{\mu\nu}, \quad (5)$$

где

$$\eta_W = \frac{1}{2} \left(\frac{G_F M_W^2}{4\pi\alpha} \cdot \frac{Q^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2, \quad (6)$$

G_F – фермиевская константа слабых взаимодействий, M_W – масса заряженного W^\pm -бозона, а $L_{\mu\nu}$ и $H_{\mu\nu}$ – лептонный и адронный тензоры.

Адронный тензор содержит три неполяризованные (F_1, F_2 и F_3) и пять поляризованные (g_1, g_2, g_3, g_4 и g_5) структурные функции:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} = & \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) F_1 + \frac{\tilde{P}_\mu \tilde{P}_\nu}{(P \cdot q)} F_2 - i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q_\alpha P_\beta}{2(P \cdot q)} F_3 + \\ & + i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q_\alpha}{(P \cdot q)} \left[S_\beta g_1 + \left(S_\beta - \frac{(q \cdot S)}{(P \cdot q)} P_\beta \right) g_2 \right] + \frac{1}{(P \cdot q)} \left[\frac{1}{2} (\tilde{P}_\mu \tilde{S}_\nu + \tilde{S}_\mu \tilde{P}_\nu) - \frac{(q \cdot S)}{(P \cdot q)} \tilde{P}_\mu \tilde{P}_\nu \right] g_3 + \\ & + \frac{(S \cdot q)}{(P \cdot q)} \left[\frac{\tilde{P}_\mu \tilde{P}_\nu}{(P \cdot q)} g_4 + \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) g_5 \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь S – 4-вектор поляризации нуклона, а \tilde{P}_μ и \tilde{S}_μ определяются выражениями:

$$\tilde{P}_\mu = P_\mu - \frac{(P \cdot q)}{q^2} q_\mu, \quad \tilde{S}_\mu = S_\mu - \frac{(S \cdot q)}{q^2} q_\mu.$$

Отметим, что в общем случае структурные функции зависят от инвариантных переменных x, z и Q^2 :

$$F_i(x, z, Q^2) \quad (i=1,2,3), \quad g_i(x, z, Q^2) \quad (i=1 \div 5).$$

В полуинклюзивной реакции (1) лептонный тензор имеет вид:

$$L_{\mu\nu} = 4(1-\lambda)[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - (k \cdot k') g_{\mu\nu} - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_\rho k'_\sigma]. \quad (8)$$

В случае неполяризованного нуклона дифференциальное эффективное

ное сечение полуинклюзивной реакции $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + h^\pm + X$ содержит неполяризационные структурные функции F_1, F_2 и F_3 :

$$\frac{d^3\sigma}{dxdydz} = \frac{4\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta_w \left[xy^2 F_1 + \left(1 - y - x^2 y^2 \frac{M^2}{Q^2}\right) F_2 + xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3 \right]. \quad (9)$$

Если же нуклон поляризован, то разность дифференциальных сечений полуинклюзивной реакции (1) при двух значениях спиральностей нуклона дается выражением:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\Delta\sigma}{dxdydz} = \frac{8\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta_w \left\{ \left[2 - y - 2x^2 y^2 \frac{M^2}{Q^2} \right] xy g_1 + 4x^3 y^2 \frac{M^2}{Q^2} g_2 + 2x^2 y \frac{M^2}{Q^2} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - y - x^2 y^2 \frac{M^2}{Q^2} \right) g_3 + \left(1 + 2x^2 y \frac{M^2}{Q^2} \right) \left[\left(1 - y - x^2 y^2 \frac{M^2}{Q^2} \right) g_4 + xy^2 g_5 \right] \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

В глубоконеупругой области $Q^2 \gg M^2$ вклад в сечение поляризованных структурных функций g_2 и g_3 обращается в нуль и в этом приближении формулы дифференциальных сечений (9) и (10) могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{d^3\sigma}{dxdydz} = \frac{2\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta_w \{ [1 + (1 - y)^2] \cdot 2xF_1 + [1 - (1 - y)^2] \cdot xF_3 + (1 - y) \cdot 2F_L \}. \quad (11)$$

$$\frac{d^3\Delta\sigma}{dxdydz} = \frac{8\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta_w \{ [1 + (1 - y)^2] \cdot xg_5 + [1 - (1 - y)^2] \cdot xg_1 + (1 - y)g_L \}, \quad (12)$$

где продольные структурные функции определены формулами

$$F_L = F_2 - 2xF_1, \quad g_L = g_4 - 2xg_5. \quad (13)$$

3. «Разностная» двухспиновая асимметрия

Одним из основных величин, измеряемой в глубоконеупругих процессах (1)-(4), является так называемая «разностная» двухспиновая асимметрия

$$A_N^{h^+ - h^-} = \frac{(\sigma_{\uparrow\downarrow}^{h^+} - \sigma_{\uparrow\downarrow}^{h^-}) - (\sigma_{\uparrow\uparrow}^{h^+} - \sigma_{\uparrow\uparrow}^{h^-})}{(\sigma_{\uparrow\downarrow}^{h^+} - \sigma_{\uparrow\downarrow}^{h^-}) + (\sigma_{\uparrow\uparrow}^{h^+} - \sigma_{\uparrow\uparrow}^{h^-})}, \quad (14)$$

где $\sigma_{\uparrow\uparrow}^{h^\pm}$ ($\sigma_{\uparrow\downarrow}^{h^\pm}$) – определяет сечение рассматриваемой реакции с параллельными (антипараллельными) спинами лептона и нуклонной мишени. Рассмотрим рождение π^\pm (K^\pm) -мезонов в полуинклюзивных реакциях (1)-(4). Найдем структурные функции адронов в кварк-партоновой модели. На основе этой модели лежат гипотезы:

1) Нуклон состоит из точечных партонов, т.е. из трех валентных кварков и кварк-антикваркового моря ($q\bar{q}$). В области глубоконеупругого рассеяния нет взаимодействия между партонами, они ведут себя как сво-

бодные частицы.

2) В системе Брейта импульсы партонов направлены по направлению импульса нуклона и каждый партон носит определенную долю импульса нуклона.

3) Промежуточный векторный бозон $W^+(W^-)$ взаимодействует с партоном, обладающий долей импульса нуклона x и передает ему импульс q , а все остальные партоны просто наблюдают процесс.

В глубоконеупругом нейтрино-нуклонном рассеянии $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- h^\pm X$ рождается отрицательно заряженный мюон. В результате заряд партона (кварка или антикварка) увеличивается на единицу. Следовательно, в четырехкварковой модели u, d, s, c нейтрино взаимодействует с d - и s -кварками или \bar{u} - или \bar{c} -антикварками:

$$\begin{aligned} \nu_\mu + d &\rightarrow \mu^- + u, & \nu_\mu + d &\rightarrow \mu^- + c, \\ \nu_\mu + s &\rightarrow \mu^- + u, & \nu_\mu + s &\rightarrow \mu^- + c, \\ \nu_\mu + \bar{u} &\rightarrow \mu^- + \bar{d}, & \nu_\mu + \bar{u} &\rightarrow \mu^- + \bar{s}, \\ \nu_\mu + \bar{c} &\rightarrow \mu^- + \bar{d}, & \nu_\mu + \bar{c} &\rightarrow \mu^- + \bar{s}. \end{aligned} \quad (15)$$

С учетом этих кварковых подпроцессов для структурных функций получены следующие выражения:

$$\begin{aligned} F_1(x, z) &= \sum_q \sum_{q'} f_q^N(x) D_{q'}^h(z) |U_{q'q}|^2 + \sum_{\bar{q}'} \sum_{\bar{q}} f_{\bar{q}'}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) |U_{\bar{q}\bar{q}'}|^2, \\ F_2(x, z) &= 2xF_1(x, z), \\ F_3(x, z) &= 2 \left[\sum_q \sum_{q'} f_q^N(x) D_{q'}^h(z) |U_{q'q}|^2 - \sum_{\bar{q}'} \sum_{\bar{q}} f_{\bar{q}'}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) |U_{\bar{q}\bar{q}'}|^2 \right], \\ g_1(x, z) &= 2 \left[\sum_q \sum_{q'} \Delta f_q^N(x) D_{q'}^h(z) |U_{q'q}|^2 + \sum_{\bar{q}'} \sum_{\bar{q}} \Delta f_{\bar{q}'}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) |U_{\bar{q}\bar{q}'}|^2 \right], \\ g_5(x, z) &= - \sum_q \sum_{q'} \Delta f_q^N(x) D_{q'}^h(z) |U_{q'q}|^2 + \sum_{\bar{q}'} \sum_{\bar{q}} \Delta f_{\bar{q}'}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) |U_{\bar{q}\bar{q}'}|^2, \\ g_2(x, z) &= 2xg_5(x, z). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $f_q^N(x)$ ($f_{\bar{q}}^N(x)$) – функция распределения кварка $q = d, s$ (антикварка $\bar{q}' = \bar{u}, \bar{c}$) в нуклоне, $D_{q'}^h(z)$ ($D_{\bar{q}}^h(z)$) – функция фрагментации кварка q' (антикварка \bar{q}) в адрон h , $\Delta f_q^N(x) = f_q^+(x) - f_q^-(x)$ ($\Delta f_{\bar{q}}^N(x) = f_{\bar{q}}^+(x) - f_{\bar{q}}^-(x)$), $f_q^+(x)$ ($f_{\bar{q}}^+(x)$) и $f_q^-(x)$ ($f_{\bar{q}}^-(x)$) – определяет распределение кварка q (антикварка \bar{q}') с положительной и отрицательной спиральностью в нуклоне с положительной спиральностью, $U_{qq'}$ – элементы матрицы смешивания кварков Кобаяши-Маскавы. В случае четырехкварковой модели u, d, s, c имеем:

$$U_{du} = U_{sc} = \cos \theta_C, \quad U_{su} = -U_{dc} = \sin \theta_C,$$

где θ_C – угол Кабиббо.

Как видно из выражений (16), структурные функции в кварк-партонной модели не зависят от квадрата передаваемого импульса Q^2 , это связано отсутствием взаимодействия между партонами. Однако, в квантовой хромодинамике благодаря кварк-глюонным взаимодействиям в функциях распределения и фрагментации кварков нарушается скейлинг [1, 4]:

$$f_q^N(x, Q^2), \quad D_q^N(z, Q^2).$$

Отметим, что из-за зарядовой симметрии сильных взаимодействий функции фрагментации π^\pm -мезонов удовлетворяют условиям:

$$D_u^{\pi^+}(z) = D_d^{\pi^-}(z) = D_{\bar{d}}^{\pi^+}(z) = D_{\bar{u}}^{\pi^-}(z).$$

Благодаря этим условиям, «разностная» двухспиновая асимметрия (14) зависит только от функций распределения кварков в нуклоне:

$$\begin{aligned} A_p^{\pi^+ - \pi^-}(\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \pi X) &= \frac{\Delta d_\nu(x) + \Delta d_s(x)(1+R) - (1-y)^2 \Delta \bar{u}_s(x)}{d_\nu(x) + d_s(x)(1+R) + (1-y)^2 \bar{u}_s(x)}, \\ A_p^{\pi^+ - \pi^-}(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi X) &= -\frac{(1-y)^2 [\Delta u_\nu(x) + \Delta u_s(x)] + \Delta \bar{d}_s(x)(1+R)}{(1-y)^2 [u_\nu(x) + u_s(x)] + d_s(x)(1+R)}, \\ A_p^{\pi^+ - \pi^-}(\mu^- p \rightarrow \nu_\mu \pi X) &= \frac{\Delta u_\nu(x) + \Delta u_s(x) - (1-y)^2 \Delta \bar{d}_s(x)(1+R)}{u_\nu(x) + u_s(x) + (1-y)^2 \bar{d}_s(x)(1+R)}, \\ A_p^{\pi^+ - \pi^-}(\mu^+ p \rightarrow \bar{\nu}_\mu \pi X) &= -\frac{\Delta u_s(x)R - (1-y)^2 [\Delta d_\nu(x) + \Delta d_s(x)(1+R)]}{u_s(x)R + (1-y)^2 [d_\nu(x) + d_s(x)(1+R)]}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $u_\nu(x)$ и $d_\nu(x)$ ($u_s(x)$, $d_s(x)$) являются функциями распределения валентных (моревых) u - и d -кварков в протоне, $R = tg^2 \theta_C \approx 0.056$.

Аналогичные выражения для двухспиновых асимметрий $A_p^{K^+ - K^-}$ получены и в полуинклюзивных реакциях рождения K^\pm -мезонов.

Для оценки двухспиновых асимметрий (17) нами использованы функции распределения кварков в протоне, приведенные в [4, 12, 13].

На рис. 2 приведена зависимость двухспиновой асимметрии $A_p^{\pi^+ - \pi^-}$ от переменной x при фиксированном $y = 0.4$ в процессах $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \pi X$, $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi X$, $\mu^- p \rightarrow \nu_\mu \pi X$ и $\mu^+ p \rightarrow \bar{\nu}_\mu \pi X$ (кривые 1, 2, 3 и 4 соответственно). Как видно, в реакциях $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- \pi X$ и $\mu^- p \rightarrow \nu_\mu \pi X$ двухспиновая асимметрия монотонно увеличивается, а в реакциях $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi X$ и $\mu^+ p \rightarrow \bar{\nu}_\mu \pi X$ наблюдается монотонное уменьшение асимметрий.

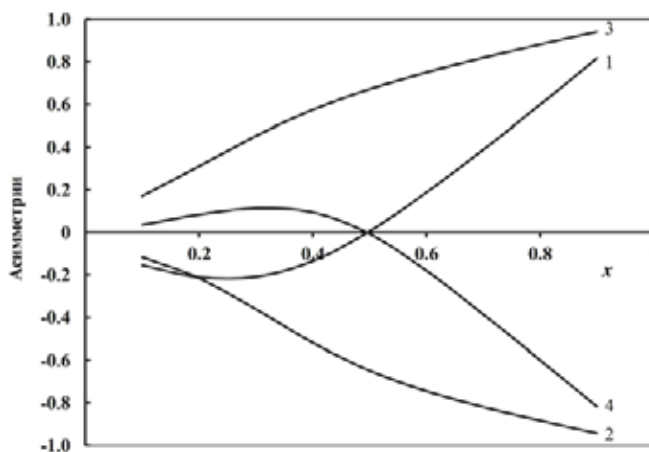


Рис. 2. Зависимость двухспиновой асимметрии $A_p^{\pi^+\pi^-}$ от переменной x при $y = 0.4$

Рис. 3 иллюстрирует зависимость двухспиновой асимметрии $A_p^{h^+h^-}$ от переменной y при фиксированной $x = 0.5$ в реакциях $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi X$ (кривая 1) и $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ K X$ (кривая 2). Из рисунка следует, что в обеих реакциях двухспиновая асимметрия $A_p^{h^+h^-}$ отрицательна, монотонно увеличивается и в конце спектра приближается к нулю.

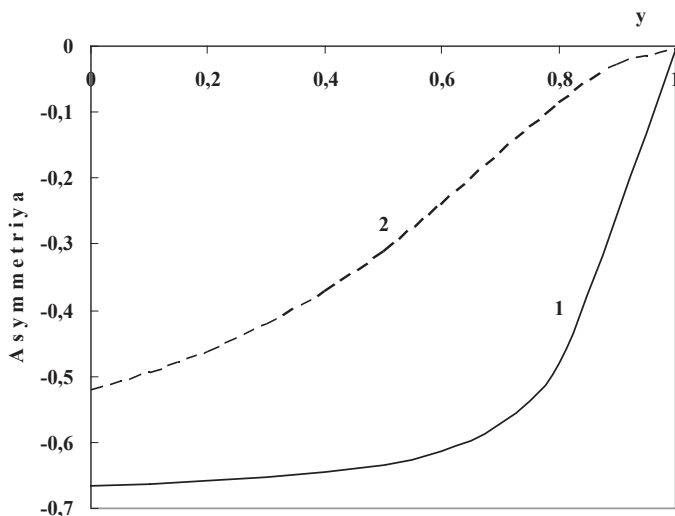


Рис. 3. Двухспиновая асимметрия $A_p^{h^+h^-}$ как функция y при $x = 0.5$.

На рис. 4 представлена зависимость двухспиновой асимметрии $A_p^{\pi^+\pi^-}$ ($\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi X$) от переменной x при фиксированной $y = 0.1$ (кривая 1), $y = 0.4$ (кривая 2) и $y = 0.9$ (кривая 3). Как видно из рисунка, двухспино-

вая асимметрия $A_p^{\pi^+\pi^-}$ отрицательна и с увеличением переменной x монотонно уменьшается.

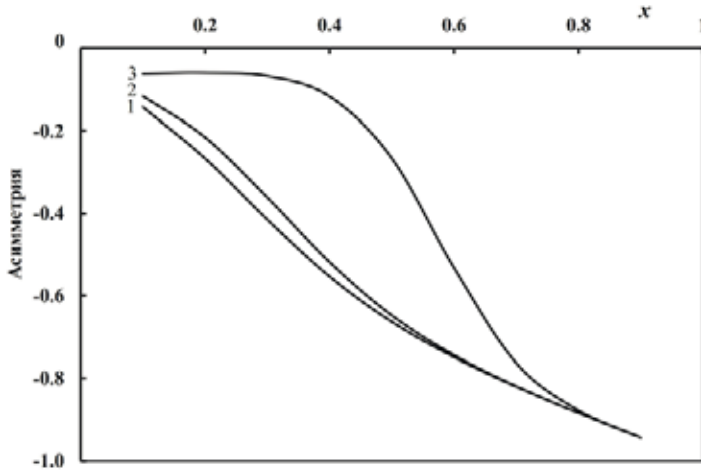


Рис. 4. Двухспиновая асимметрия $A_p^{\pi^+\pi^-} (\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \pi X)$ как функция x

Заключение

Введением неполяризованных и поляризованных структурных функций получены дифференциальные сечения глубоконеупругих процессов $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) N \rightarrow \mu^- (\mu^+) h^\pm X$, $\mu^- (\mu^+) N \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) h^\pm X$. Определена двухспиновая асимметрия $A_N^{h^+h^-}$, в кварк-партонной модели вычислены неполяризованные и поляризованные структурные функции, исследована зависимость двухспиновой асимметрии в указанных реакциях от кинематических переменных x и y . Результаты иллюстрированы графиками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Beringer J. et al. (Particle Data Group Collaboration). 2012, Phys. Rev., D 86, 010001.
2. Абдуллаев С.К. Стандартная модель, свойства лептонов и кварков (на азерб. языке). Баку: Зека Принт, 2017, 276 с.
3. Mulders P.J. Polarized structure functions // Progress in Particle and Nuclear Physics, 2005, №55, p.243-269.
4. De Florian D., Navarro G.A., Sassot R. Sea quarks and gluon polarization in the nucleon at NLO accuracy // Phys. Rev., 2005, v. D 71, 094018, p. 1-12
5. Koike Y., Nagashima J. Double spin asymmetries for large- p_T hadron production in semi-inclusive DIS // arxiv: hep-ph/0302061, 2003, v.2, p.1-25.
6. Savin I.A. COMPASS results on the nucleon spin structure // Nuclear Physics B (Proceedings Supplements), 2011, 219-220, 94-101pp.
7. Nikolayev K. The polarized valence quark distribution from COMPASS // Spin-Praha-2007.
8. HERMES Collaboration. Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering // Phys. Rev., 2005, D71, p. 012003.
9. COMPASS Collaboration (Alexakhin, V.Yu. et al.) The Deuteron Spin-dependent Struc-

- ture Function $g_1(d)$ and its First Moment // Phys. Lett., 2007, B 647, p. 8-17.
10. Abdullayev S.K. Double-spin asymmetries in semi-inclusive DIS // Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, Baku, 2013, V. XIX, №3, p.19-24.
11. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. Double-spin asymmetries in semi-inclusive DIS // Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, Baku, 2009, V. XV, №1, p.61-67.
12. De Florian D., Navarro G.A., Sassot R. Sea quarks and gluon polarization in the nucleon at NLO accuracy // Phys. Rev., 2005, D71, 094018, p. 1-12
13. De Florian D., Sassot R., Stratmann M. Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties // Phys. Rev. 2007, v. D 75, p. 114010

YARIİNKLÜZİV DƏRİN QEYRİ-ELASTİKİ SƏPİLMƏLƏRDƏ İKİSPİNLİ ASİMMETRİYALAR

M.Ş.QOCAYEV

XÜLASƏ

İşdə kvark-parton modeli çərçivəsində yarıinklüziv $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \rightarrow \mu^-(\mu^+)h^\pm X$, $\mu^-(\mu^+)N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)h^\pm X$ proseslərinin polyarizə olunmamış və polyarizə olunmuş struktur funksiyaları üçün ifadələr alınmışdır. $A_N^{h^+-h^-}$ ikispinli «fərq» asimetriyası təyin olunmuş və ətraflı tədqiq olunmuşdur.

Açar sözlər: yarıinklüziv reaksiyalar, kvark-parton modeli, ikispinli asimetriya, struktur funksiyalar.

DOUBLE-SPIN ASYMMETRY IN SEMI-INCLUSIVE DEEP INELASTIC LEPTON-NUCLON SCATTERING

M.Sh.GOJAYEV

SUMMARY

Within the framework of the quark-parton model, expressions for nonpolarizing and polarizing structural functions in semi-inclusive $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \rightarrow \mu^-(\mu^+)h^\pm X$, $\mu^-(\mu^+)N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)h^\pm X$ reactions are obtained. The "difference" two-spin asymmetry $A_N^{h^+-h^-}$ is determined and investigated in detail.

Key words: semi-inclusive reactions, quark-parton model, two-spin asymmetry, structural functions.