

UOT 539.12-17

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ АСИММЕТРИИ В
ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)h^\pm X$

С.К.АБДУЛЛАЕВ, М.Ш.ГОДЖАЕВ
Бакинский Государственный Университет
m_qocayev@mail.ru

В рамках стандартной модели и в кварк-партонной модели проведено исследование продольных спиновых асимметрий $A_N^{h^+}$, $A_N^{h^-}$ и $A_N^{h^+-h^-}$ в полуинклюзивных процессах $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)h^\pm X$. В приближении Борна основным жестким подпроцессами являются нейтрино (антинейтрино)-кварковое $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)q \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)q$ и нейтрино (антинейтрино)-антикварковое $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)\bar{q} \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)\bar{q}$ рассеяния.

Ключевые слова: слабые нейтральные токи, функции распределения кварков, полуинклюзивные реакции, кварк-партонная модель, поляризационная асимметрия.

Как известно, слабые нейтральные токи (СНТ) впервые экспериментально наблюдались в процессах глубоконеупругого рассеяния (ГНР) нейтрино и антинейтрино нуклонами $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)+X$. Изучение этих и других лептон-нуклонных, а также лептон-лептонных процессов позволили получить широкую информацию о структуре СНТ лептонов и кварков, о функциях распределения поляризованных и неполяризованных кварков в адронах.

В последнее время широко обсуждается новый класс процессов – полуинклюзивное рождение адронов в ГНР поляризованных нуклонах $\ell^\mp + N \Rightarrow \ell^\mp + h + X$ [1-5, 7, 8], изучение которых является источником информации о функциях распределения и фрагментации поляризованных кварков.

Здесь рассматриваются процессы полуинклюзивного рождения адрона h в ГНР нейтрино и антинейтрино поляризованными нуклонами

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

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

где h_N – продольная поляризация нуклона-мишени, $h^\pm = \pi^\pm$ или K^\pm .

В рамках кварк-партонной модели дифференциальное сечение по-луинклюзивной реакции (1) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu N)}{dx dy dz} = \sum_{q, h_q} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x) \frac{d\hat{\sigma}}{dy} D_q^h(z), \quad (3)$$

где $f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x)$ – функция распределения поляризованного кварка в поляризованном нуклоне, $D_q^h(z)$ – функция фрагментации кварка в адрон h ,

$\frac{d\hat{\sigma}}{dy}$ – дифференциальное сечение партонных подпроцессов $\nu_\mu + q \Rightarrow \nu_\mu + q$,

$\nu_\mu + \bar{q} \Rightarrow \nu_\mu + \bar{q}$, x , y и z – обычные кинематические переменные ГНР.

$$x = \frac{Q^2}{2(P \cdot q)}, \quad y = \frac{(P \cdot q)}{(P \cdot k)}, \quad z = \frac{(P \cdot P_h)}{(P \cdot q)}.$$

Здесь $Q^2 = -(k - k')^2$ – квадрат передаваемого импульса адронам; $q = k - k'$; k и k' – 4-импульсы начального и конечного нейтрино, P и P_h – 4-импульсы нуклона-мишени и адрона h .

Поскольку в пренебрежении массами кварков их спиральность сохраняется, то элементарный подпроцесс $\nu_\mu + q \Rightarrow \nu_\mu + q$ ($\bar{\nu}_\mu + q \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + q$) определяется только двумя спиральными амплитудами F_{LL} и F_{LR} (F_{RL} и F_{RR}) (здесь первый и второй индексы соответствуют спиральностям нейтрино (антинейтрино) и кварка), которые описывают следующие реакции:

$$\begin{aligned} \nu_L + q_L &\Rightarrow \nu_L + q_L & (\bar{\nu}_R + q_L &\Rightarrow \bar{\nu}_R + q_L), \\ \nu_L + q_R &\Rightarrow \nu_L + q_R & (\bar{\nu}_R + q_R &\Rightarrow \bar{\nu}_R + q_R). \end{aligned}$$

Индексы L или R у кварка q обозначает, что кварк левая или правая частица, нейтрино (антинейтрино) же всегда левая (правая) частица. В стандартной модели (СМ) Вайнберга-Салама спиральные амплитуды F_{LL} и F_{LR} (F_{RL} и F_{RR}) определяются выражениями:

$$F_{LR} = F_{RR} = \frac{-Q_q x_w}{2x_w(1-x_w)}, \quad F_{LL} = F_{RL} = \frac{I_q^{(3)} - Q_q x_w}{2x_w(1-x_w)}, \quad (4)$$

где $x_W = \sin^2 \theta_W$ – параметр Вайнберга, Q_q и $I_q^{(3)}$ – соответственно, заряд и третья проекция слабого изоспина кварка q .

Зависимость от переменной y сечения взаимодействия нейтрино (антинейтрино) с кварком либо антикварком определяется спиральностями начальных частиц. В качестве примера рассмотрим процесс $\nu_\mu q \Rightarrow \nu_\mu q$ в с.ц.и. Как мы отметили, спиральность нейтрино равна -1 , а спиральность кварка либо $+1$, либо же -1 . Таким образом, при $\nu_\mu q_R$ -столкновении проекция полного момента начальных частиц на направлении импульса нейтрино равна $-\hbar$ (рис. 1, а). Рассмотрим вылет нейтрино назад. При этом адронной системе передается максимальная энергия: $y=1$ и проекция полного момента конечных частиц на направлении импульса начального нейтрино равна $+\hbar$ (рис. 1, б). Следовательно, вылет нейтрино назад в процессе $\nu_\mu q_R \Rightarrow \nu_\mu q_R$ запрещен законом сохранения полного момента. Поэтому в дифференциальном сечении процесса $\nu_\mu q_R \Rightarrow \nu_\mu q_R$ появляется множитель $(1-y)^2$.

В случае процесса $\nu_\mu q_L \Rightarrow \nu_\mu q_L$ проекции полного момента начальных и конечных частиц равны нулю (рис. 2), и, следовательно, вылет нейтрино назад законом сохранения полного момента разрешен. Это приводит к изотропному y -распределению дифференциального сечения реакции $\nu_\mu q_L \Rightarrow \nu_\mu q_L$.



Рис. 1. Импульсы и спины начальных и конечных частиц в с.ц.и. (процесс $\nu_\mu q_R \Rightarrow \nu_\mu q_R$)



Рис. 2. Импульсы и спины начальных и конечных частиц в с.ц.и. (процесс $\nu_\mu q_L \Rightarrow \nu_\mu q_L$)

Приведем сечения подпроцессов $\nu_\mu + q \Rightarrow \nu_\mu + q$, $\nu_\mu + \bar{q} \Rightarrow \nu_\mu + \bar{q}$, $\bar{\nu}_\mu + q \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + q$, $\bar{\nu}_\mu + \bar{q} \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + \bar{q}$ при определенных спиральностях начальных и конечных частиц:

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\sigma}(v_L q_L)}{dy} &= \frac{d\hat{\sigma}(\bar{v}_R \bar{q}_R)}{dy} = \frac{4\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \cdot F_{LL}^2, \\
\frac{d\hat{\sigma}(v_L q_R)}{dy} &= \frac{d\hat{\sigma}(\bar{v}_R q_L)}{dy} = \frac{4\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \cdot (1-y)^2 F_{LR}^2, \\
\frac{d\hat{\sigma}(v_L \bar{q}_L)}{dy} &= \frac{d\hat{\sigma}(\bar{v}_R q_R)}{dy} = \frac{4\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \cdot F_{LL}^2, \\
\frac{d\hat{\sigma}(v_L \bar{q}_R)}{dy} &= \frac{d\hat{\sigma}(\bar{v}_R q_L)}{dy} = \frac{4\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \cdot (1-y)^2 F_{LR}^2.
\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь M_Z – масса Z^0 – бозона, \sqrt{s} – суммарная энергия нейтрино-нуклона в их с.ц.и.

Дифференциальное сечение элементарного подпроцесса $\nu_\mu + q \Rightarrow \nu_\mu + q$ с учетом спиральности начального кварка h_q может быть представлено в виде:

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu q)}{dx} = \frac{2\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \{ (1-h_q)F_{LL}^2 + (1+h_q)(1-y)^2 F_{LR}^2 \}. \tag{6}$$

Дифференциальное сечение подпроцесса $\nu_\mu + \bar{q} \Rightarrow \nu_\mu + \bar{q}$ может быть получено из (6) при помощи замен $F_{LL} \Leftrightarrow F_{LR}$:

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu \bar{q})}{dx} = \frac{2\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \{ (1-h_{\bar{q}})F_{LR}^2 + (1+h_{\bar{q}})(1-y)^2 F_{LL}^2 \}. \tag{7}$$

На основании формул (3) и (6), (5), для дифференциальных сечений полуинклюзивных реакций (1) и (2) получены выражения:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma(\nu_\mu N)}{dx dy dz} &= \frac{2\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \sum_q \{ f_q^N(x) D_q^h(z) [F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2] + \\
&+ f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) [F_{LR}^2 + (1-y)^2 F_{LL}^2] - h_N \Delta f_q^N(x) D_q^h(z) [F_{LL}^2 - (1-y)^2 F_{LR}^2] - \\
&- h_N \Delta f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) [F_{LR}^2 - (1-y)^2 F_{LL}^2] \},
\end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma(\bar{\nu}_\mu N)}{dx dy dz} &= \frac{2\pi\alpha^2 xs}{(xys + M_Z^2)^2} \sum_q \{ f_q^N(x) D_q^h(z) [F_{RR}^2 + (1-y)^2 F_{RL}^2] + \\
&+ f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) [F_{RL}^2 + (1-y)^2 F_{RR}^2] - h_N \Delta f_q^N(x) D_q^h(z) [F_{RL}^2 - (1-y)^2 F_{RR}^2] - \\
&- h_N \Delta f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) [F_{RR}^2 - (1-y)^2 F_{RL}^2] \},
\end{aligned} \tag{9}$$

где

$$f_q^N(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) + f_{q(-1)}^{N(+1)}(x), \quad \Delta f_q^N(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) - f_{q(-1)}^{N(+1)}(x),$$

$f_q^N(x)$ – представляет собой обычную функцию распределения кварка в нуклоне.

Дифференциальное сечение (8) приводит к следующим поляризационным асимметриям:

$$A_N^{h^\pm} = \frac{\sigma_{LL}^{h^\pm} - \sigma_{LR}^{h^\pm}}{\sigma_{LL}^{h^\pm} + \sigma_{LR}^{h^\pm}}, \quad (10)$$

$$A_N^{h^+ - h^-} = \frac{(\sigma_{LL}^{h^+} - \sigma_{LR}^{h^+}) - (\sigma_{LR}^{h^+} - \sigma_{LL}^{h^-})}{(\sigma_{LL}^{h^+} + \sigma_{LR}^{h^+}) + (\sigma_{LR}^{h^+} + \sigma_{LL}^{h^-})}, \quad (11)$$

где $\sigma_{LL}^{h^\pm}$ и $\sigma_{LR}^{h^\pm}$ – сечения рождения полуинклюзивного адрона h^\pm при ГНР левополяризованного нейтрино на лево- и правополяризованном нуклоне. Поляризационные асимметрии $A_N^{h^+}$ и $A_N^{h^-}$ зависят как от функции распределения кварков, так же и от функций фрагментации кварков. Например, если пренебречь вкладом моревых кварков, то для асимметрии $A_N^{\pi^+}$ при рассеянии нейтрино изоскалярными мишенями можно получить формулу:

$$A_d^{\pi^+} = \frac{\Delta f_{u_v}^p(x) + \Delta f_{d_v}^p(x)}{f_{u_v}^p(x) + f_{d_v}^p(x)} \times \frac{D_u^{\pi^+}(z)[F_{LL}^2(u) - (1-y)^2 F_{LR}^2(u)] + D_d^{\pi^+}(z)[F_{LL}^2(d) - (1-y)^2 F_{LR}^2(d)]}{D_u^{\pi^+}(z)[F_{LL}^2(u) + (1-y)^2 F_{LR}^2(u)] + D_d^{\pi^+}(z)[F_{LL}^2(d) + (1-y)^2 F_{LR}^2(d)]}. \quad (12)$$

Здесь $f_{u_v}^p(x)$ и $f_{d_v}^p(x)$ – функции распределения валентных u - и d -кварков в протоне. При $y \rightarrow 1$ спиновая асимметрия (12) зависит только от функций распределения валентных u - и d -кварков в протоне:

$$A_d^{\pi^+}(y \rightarrow 1) = \frac{\Delta f_{u_v}^p(x) + \Delta f_{d_v}^p(x)}{f_{u_v}^p(x) + f_{d_v}^p(x)}. \quad (13)$$

На рис. 3 представлена зависимость асимметрии (13) от переменной x . Поляризованные и неполяризованные функции распределения кварков в нуклоне взяты из работы [6]. Асимметрия $A_d^{\pi^+}(x)$ положительна и

монотонно увеличивает от 10% до 90% при увеличении x от 0,1 до 0,9.

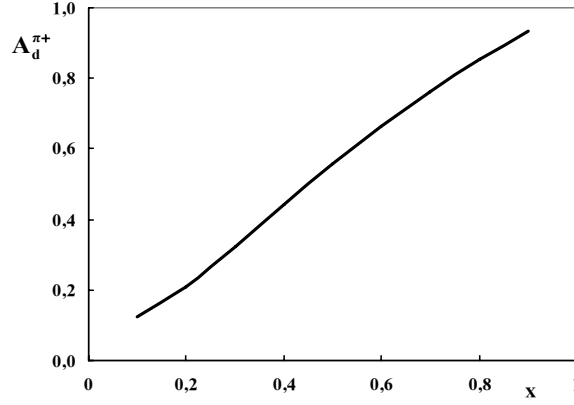


Рис. 3. Зависимость асимметрии $A_d^{\pi^+}$ от переменной x .

Расчеты показывают, что поляризационная асимметрия (11) не зависит от функций фрагментации кварков, выражается через спиральные амплитуды F_{LL} и F_{LR} , и функций распределения кварков в нуклоне. Например, для асимметрий $A_p^{\pi^+-\pi^-}(\nu_\mu p)$ и $A_p^{K^+-K^-}(\nu_\mu p)$ имеем выражения (по переменной y проинтегрировано):

$$\begin{aligned}
A_p^{\pi^+-\pi^-}(\nu_\mu p) = & \{ \Delta f_{u_v}^p(x)[3F_{LL}^2(u) - F_{LR}^2(u)] - \Delta f_{d_v}^p(x)[3F_{LL}^2(d) - F_{LR}^2(d)] + \\
& + 4\Delta f_{u_s}^p(x)[F_{LL}^2(u) - F_{LR}^2(u)] - 4\Delta f_{d_s}^p(x)[F_{LL}^2(d) - F_{LR}^2(d)] \} \times \\
& \times \{ f_{u_v}^p(x)[3F_{LL}^2(u) + F_{LR}^2(u)] - f_{d_v}^p(x)[3F_{LL}^2(d) + F_{LR}^2(d)] + \\
& + 2f_{u_s}^p(x)[F_{LL}^2(u) - F_{LR}^2(u)] - 2f_{d_s}^p(x)[F_{LL}^2(d) - F_{LR}^2(d)] \}^{-1}, \quad (14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_p^{K^+-K^-}(\nu_\mu p) = & \{ \Delta f_{u_v}^p(x)[3F_{LL}^2(u) - F_{LR}^2(u)] + 4\Delta f_{u_s}^p(x)[F_{LL}^2(u) - F_{LR}^2(u)] - \\
& - 4\Delta f_{d_s}^p(x)[F_{LL}^2(d) - F_{LR}^2(d)] \} \times \{ f_{u_v}^p(x)[3F_{LL}^2(u) + F_{LR}^2(u)] + \\
& + 2f_{u_s}^p(x)[F_{LL}^2(u) - F_{LR}^2(u)] - 2f_{d_s}^p(x)[F_{LL}^2(d) - F_{LR}^2(d)] \}^{-1}, \quad (15)
\end{aligned}$$

здесь $f_{u_s}^p(x)$, $f_{d_s}^p(x)$ и $f_s^p(x)$ – функции распределения моревых u -, d - и s -кварков в протоне.

Формулы для асимметрий $A_p^{\pi^+-\pi^-}$ и $A_p^{K^+-K^-}$ в процессах $\bar{\nu}_\mu p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu \pi^\pm X$ и $\bar{\nu}_\mu p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu K^\pm X$ получаются из (14) и (15) заменой $F_{LR} \Leftrightarrow F_{LL}$.

На рис. 4 дана зависимость асимметрий $A_p^{K^+-K^-}$ в процессах $\nu_\mu p \Rightarrow \nu_\mu K^\pm X$ и $\bar{\nu}_\mu p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu K^\pm X$ при значении параметра Вайнберга $x_W = \sin^2 \theta_W = 0,232$. В процессах $\nu_\mu p \Rightarrow \nu_\mu K^\pm X$ ($\bar{\nu}_\mu p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu K^\pm X$) асимметрия

положительна (отрицательна) и достигает 80% (–30%).

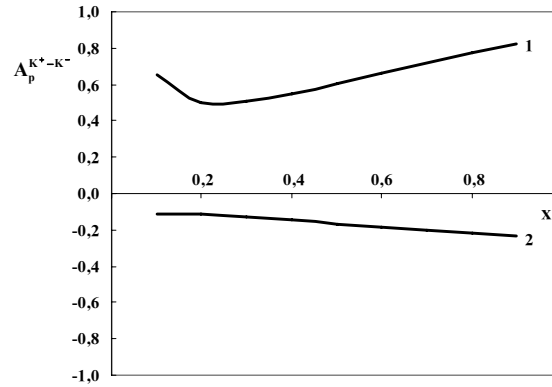


Рис. 4. Зависимость асимметрии $A_p^{K^+K^-}$ от переменной x в реакциях

$\nu_\mu p \Rightarrow \nu_\mu K^\pm X$ (кривая 1), $\bar{\nu}_\mu p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu K^\pm X$ (кривая 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. Double spin asymmetries for hadron production in semiinclusive DIS // Fizika (AMEA-nın Fizika İnstitutu). Bakı, 2009, c.15, №1, s.61-67.
2. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Ragimova S.M. The electroweak asymmetries in the semiinclusive Deep-Inelastic reactions $\ell^\mp N \rightarrow \ell^\mp BX$ // Fizika. AMEA-nın Fizika İnstitutu. Bakı, 2005, c.11, №3, s.53-58.
3. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Ragimova S.M. The polarization of B-barion in the halfinclusive reactions $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)BX$ // Fizika. AMEA-nın Fizika İnstitutu. Bakı, 2006, c.12, №4, s.17-21.
4. Abdullayev S.K., Mukhtarov A.I., Gojayev M.Sh. The longitudinal polarization of B-barion in semi-inclusive reactions. Fizika // AMEA-nın Fizika İnstitutu. Bakı, 2010, c.15, №1, s.61-67.
5. Абдуллаев С.К., Годжаев М.Ш. Двухспиновая асимметрия в полуинклюзивных реакциях $\ell^\mp N \rightarrow \ell^\mp hX$ // Вестник Бакинского Университета. Серия физико-математических наук. Баку, 2007, №3, с.118-123.
6. Cheng H.-Y., Liu H.H., Wu C.-Yi. Polarized parton distribution functions reexamined // Phys. Rev. D., 1996, №5, p.2380-2389.
7. Mulders P.J. Polarized structure functions // Progress in Particle and Nuclear Physics, 2005, №55, p.243-269.
8. Koike Y., Nagashima J. Double spin asymmetries for large – p_T Hadron Production in semi-inclusive DIS // hep-ph/0302061, 2003, v.2, p.1-25.

YARIN KLÜZİV $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)h^\pm X$ PROSESLƏRİNDƏ POLYARİZASİYA ASİMMETRİYALARI

S.Q.ABDULLAYEV, M.Ş.QOCAYEV

XÜLASƏ

Standart nəzəriyyə və kvark-parton modeli çərçivəsində yarınklüziv $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow$

$\Rightarrow v_\mu(\bar{v}_\mu)h^\pm X$ proseslərində $A_N^{h^\pm}$ və $A_N^{h^+-h^-}$ asimetriyalar tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, $A_N^{h^\pm}$ asimetriyası kvarkların həm paylanma, həm də fraqmentasiya funksiyalarından asılı olduğu halda, $A_N^{h^+-h^-}$ asimetriyası yalnız kvarkların paylanma funksiyalarından asılıdır.

Açar sözlər: zəif neytral cərəyanlar, kvarkların paylanma funksiyası, kvark-parton modeli, polyarizasiya asimetriyaları.

THE POLARIZATION ASYMMETRIES IN SEMI-INCLUSIVE

$v_\mu(\bar{v}_\mu)N \Rightarrow v_\mu(\bar{v}_\mu)h^\pm X$ PROCESSES

S.G.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV

SUMMARY

By standard theory and quark-parton model, the general expressions for the polarization asymmetries $A_N^{h^\pm}$ and $A_N^{h^+-h^-}$ are obtained in semi-inclusive $v_\mu(\bar{v}_\mu)N \Rightarrow v_\mu(\bar{v}_\mu)h^\pm X$ processes. It is shown that the asymmetry $A_N^{h^\pm}$ depends on the distribution and fragmentation functions of quarks. The asymmetries $A_N^{h^+-h^-}$ don't depend on the fragmentation functions of quarks to hadron h^\pm .

Key words: weak neutral currents, distribution functions of quarks, quark-parton model, polarization asymmetry.

Поступила в редакцию 10.01.2011 г.

Принято к печати 10.03.2011 г.