

Е.А. Дегтярёва, С.И. Тимошин

УО «Гомельский государственный технический университет
имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь

ПОЛУИНКЛЮЗИВНОЕ ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЙЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

Исследование спиновой структуры нуклона [1, 2] является одной из актуальных задач физики частиц. Полуинклюзивные процессы – это источник новых данных о спиновой структуре нуклона [3]. С помощью данных, которые могут быть получены в экспериментах такого типа, можно получить информацию о вкладах кварков и антикварков в нуклонный спин.

Рассмотрим процесс полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния (ГНР) поляризованных лептонов на поляризованных дейтронах с заряженным слабым током

$$\ell^\pm + d \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + h + X. \quad (1)$$

Сечение $\frac{d^3\sigma_{\ell d}^a}{dx dy dz}$ без учета поляризации начальных частиц и $\frac{d^3\sigma_{\ell d}^{pol}}{dx dy dz}$ – по-

ляризационная часть сечения определяются из соответствующих сечений для протона (p) и нейтрона (n) следующим образом:

$$\frac{d^3\sigma_d^a}{dxdydz} = \frac{1}{2} \left(\frac{d^3\sigma_p^a}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_n^a}{dxdydz} \right), \quad (2)$$

$$\frac{d^3\sigma_d^{pol}}{dxdydz} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3}{2} \omega \right) \cdot \left(\frac{d^3\sigma_p^{pol}}{dxdydz} + \frac{d^3\sigma_n^{pol}}{dxdydz} \right). \quad (3)$$

Сечения процессов (1) для рождения π -мезона [4], входящие в (2) и (3), получены в виде

$$\frac{d^3\sigma_{\ell^-p}^a}{dxdydz} = 2\rho x \left\{ u(x, Q^2) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2) + y_1^2 \bar{d}(x, Q^2) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2) \right\}, \quad (4)$$

$$\frac{d^3\sigma_{\ell^-p}^{pol}}{dxdydz} = 2\rho x (\Delta u(x, Q^2) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2) - y_1^2 \Delta \bar{d}(x, Q^2) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2)),$$

$$\frac{d^3\sigma_{\ell^+p}^a}{dxdydz} = 2\rho x \left\{ y_1^2 d(x, Q^2) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2) \right\}, \quad (5)$$

$$\frac{d^3\sigma_{\ell^+p}^{pol}}{dxdydz} = 2\rho x \left\{ y_1^2 \Delta d(x, Q^2) D_u^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2) - \Delta \bar{u}(x, Q^2) D_d^{\pi^+ - \pi^-}(z, Q^2) \right\}.$$

Сечения для нейтрона можно получить из (4), (5) заменой « $u \leftrightarrow d$ ».

Измеряемые поляризационные асимметрии процессов (1) определим как комбинации сечений:

$$A_{\ell^-d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\left(d\sigma_{\ell^-d}^{\downarrow\uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} - \left(d\sigma_{\ell^-d}^{\downarrow\downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-}}{\left(d\sigma_{\ell^-d}^{\downarrow\uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} + \left(d\sigma_{\ell^-d}^{\downarrow\downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-}}, \quad (6)$$

$$A_{\ell^+d}^{h^+ - h^-} = \frac{\left(d\sigma_{\ell^+d}^{\uparrow\uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} - \left(d\sigma_{\ell^+d}^{\uparrow\downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-}}{\left(d\sigma_{\ell^+d}^{\uparrow\uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} + \left(d\sigma_{\ell^+d}^{\uparrow\downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-}}, \quad (7)$$

где $d\sigma = \frac{d^3\sigma}{dxdydz}$.

Первая стрелка означает направление спина начального лептона (\downarrow) или антилептона (\uparrow), а вторая – направление спина протона: $\uparrow (P_N = +1)$, $\downarrow (P_N = -1)$.

Подставляя в (6), (7) сечения (2)–(5) и учитывая соотношения для функций фрагментации π -мезона [5], для асимметрии $A_{\ell^\pm d}^{\pi^+ - \pi^-}$ получаем:

$$A_{\ell^- d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) - y_1^2 (\Delta \bar{d}(x, Q^2) + \Delta \bar{u}(x, Q^2))}{u(x, Q^2) + d(x, Q^2) + y_1^2 (\bar{d}(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2))} \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right), \quad (8)$$

$$A_{\ell^+ d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{y_1^2 (\Delta d(x, Q^2) + \Delta u(x, Q^2)) - \Delta \bar{u}(x, Q^2) - \Delta \bar{d}(x, Q^2)}{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2) + y_1^2 (d(x, Q^2) + u(x, Q^2))} \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right). \quad (9)$$

Рассмотрим поляризационные асимметрии, построенные одновременно из сечений $\ell^- d$ – и $\ell^+ d$ – ГНР

$$A_{\pm, d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\left[\left(d\sigma_{\ell^- d}^{\downarrow \uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \pm \left(d\sigma_{\ell^+ d}^{\uparrow \uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \right] - \left[\left(d\sigma_{\ell^- d}^{\downarrow \downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \pm \left(d\sigma_{\ell^+ d}^{\uparrow \downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \right]}{\left[\left(d\sigma_{\ell^- d}^{\downarrow \uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \pm \left(d\sigma_{\ell^+ d}^{\uparrow \uparrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \right] + \left[\left(d\sigma_{\ell^- d}^{\downarrow \downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \pm \left(d\sigma_{\ell^+ d}^{\uparrow \downarrow} \right)^{\pi^+ - \pi^-} \right]}. \quad (10)$$

С помощью (2), (3), (4), (5) получаем для них следующие выражения:

$$A_{+, d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u(x, Q^2) + \Delta \bar{u}(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2) + \Delta \bar{d}(x, Q^2)}{u_V(x, Q^2) + d_V(x, Q^2)} \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right), \quad (11)$$

$$A_{-, d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u_V(x, Q^2) + \Delta d_V(x, Q^2)}{u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) + (d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2))} \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right). \quad (12)$$

Для дальнейшего исследования спиновой структуры лептона будем использовать дополнительную измеряемую величину – аксиальный заряд a_3 , который в кварк-партонной модели равен

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}). \quad (13)$$

Вклады кварковых ароматов $(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})$ получим в результате совместного решения (11) и (13)

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = \frac{1}{2} \int_0^1 \left(a_3 + \frac{u_V + d_V}{1 - 1,5\omega} \cdot A_{+, d}^{\pi^+ - \pi^-} \right) dx, \quad \Delta d + \Delta \bar{d} = \frac{1}{2} \int_0^1 \left(\frac{u_V + d_V}{1 - 1,5\omega} \cdot A_{+, d}^{\pi^+ - \pi^-} - a_3 \right) dx.$$

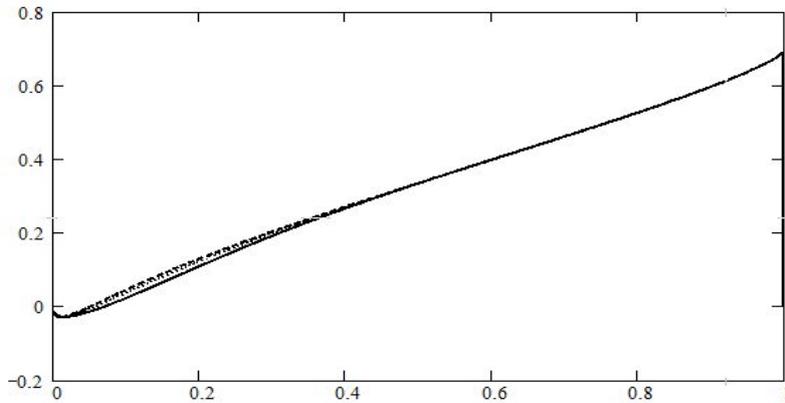


Рисунок 1 – Асимметрия $A_{\ell^- d}^{\pi^+ - \pi^-}$ (нижняя линия при $y = 0,1$, средняя – при $y = 0,5$, верхняя – при $y = 0,9$)

Асимметрия $A_{\ell^- d}^{\pi^+ - \pi^-}$ (рисунок 1) и $A_{\ell^+ d}^{\pi^+ - \pi^-}$ (рисунок 2) являются значимыми в измеряемой кинематической области (x, y) и могут достигать 70% в области больших x .

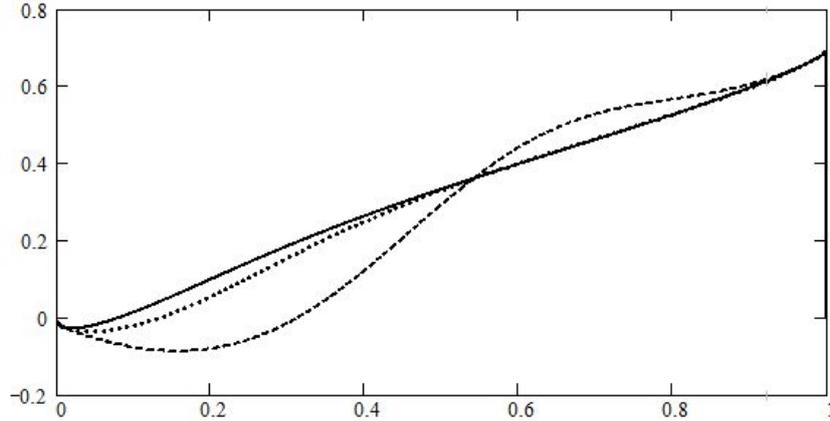


Рисунок 2 – Асимметрия $A_{\ell^+ d}^{\pi^+ - \pi^-}$ (верхняя линия при $y = 0,1$, средняя – при $y = 0,5$, нижняя – при $y = 0,9$)

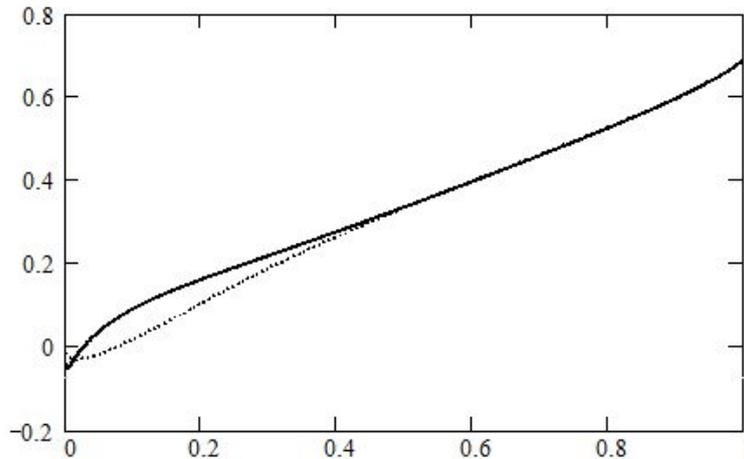


Рисунок 3 – Асимметрии $A_{+,d}^{\pi^+ - \pi^-}$ (сплошная линия) и $A_{-,d}^{\pi^+ - \pi^-}$ (пунктирная линия)

Поведение асимметрии $A_{+,d}^{\pi^+ - \pi^-}$ и $A_{-,d}^{\pi^+ - \pi^-}$ (рисунок 3) практически одинаковое, за исключением области малых x , где их разница составляет около 10%.

Представляет интерес рассмотрение области малых ($y \rightarrow 0$) и больших ($y \rightarrow 1$) значений y . При $y \rightarrow 0$ асимметрии (8) и (9) принимают вид

$$A_{\ell^- d}^{\pi^+ - \pi^-} = A_{\ell^+ d}^{\pi^+ - \pi^-} \frac{\Delta u_V(x, Q^2) + \Delta d_V(x, Q^2)}{u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) + d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)} \cdot \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right).$$

Отсюда можно получить вклад валентных кварков и антикварков в спин нуклона

$$\Delta u_V + \Delta d_V = \frac{1}{1-1,5\omega} \int_0^1 \left((u + \bar{u} + d + \bar{d}) \cdot A_{\ell^\pm d}^{\pi^+ - \pi^-} \right) dx.$$

В случае, когда $y \rightarrow 1$, выражения для асимметрий следующие:

$$A_{\ell^- d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u(x, Q^2) + \Delta d(x, Q^2)}{u(x, Q^2) + d(x, Q^2)} \cdot \left(1 - \frac{3}{2} \omega \right), \quad (17)$$

$$A_{\ell^+ d}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta \bar{u}(x, Q^2) + \Delta \bar{d}(x, Q^2)}{\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)} \cdot \left(1 - \frac{3}{2} \omega \right). \quad (18)$$

С помощью (18) можно получить суммарный вклад легких кварков

$$\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d} = \frac{1}{1-1,5\omega} \int_0^1 \left((u + d) \cdot A_{\ell^+ d}^{\pi^+ - \pi^-} \right) dx.$$

Таким образом, рассмотрен процесс полуинклюзивного ГНР поляризованных лептонов на продольно поляризованных дейтронах.

Получены поляризационные асимметрии $A^{\pi^+ - \pi^-}$ для рождения π -мезонов, которые не зависят от функций фрагментации. Получены выражения для вкладов $(\Delta u + \Delta \bar{u})$ и $(\Delta d + \Delta \bar{d})$ в спин нуклона, а также $(\Delta u_V + \Delta d_V)$ и $(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d})$ при $y \rightarrow 0$ и $y \rightarrow 1$ соответственно.

Численные оценки асимметрий показывают, что они являются значительными в большей части кинематической области (x, y) , и, следовательно, могут быть измерены в поляризационных полуинклюзивных экспериментах.

Литература

1. Burcardt, M. Spin-polarized high-energy scattering of charged leptons on nucleons / M. Burcardt, C.A. Miller, W-D. Nowak // Rep. Prog. Phys. – 2010. – Vol. 73. – P.016201.
2. Bass, S.D. The proton spin puzzle: where are we today? / S.D. Bass // Mod. Phys. Lett. – 2009. – Vol. A24. – P. 1087–1101.
3. Сисакян, А.Н. КХД-анализ экспериментальных данных по процессам глубоконеупругого поляризованного рассеяния / А.Н. Сисакян, О.Ю. Шевченко, О.Н. Иванов // ЭЧАЯ. – 2008. – Т. 39. – № 5. – С. 1309–1466.
4. Дегтярёва, Е.А. Спиновая структура нуклона в полуинклюзивных процессах ℓp – ГНР с заряженным слабым током / Е.А. Дегтярёва, С.И. Тимошин // Известия НАН Беларуси. Серия физ.-мат. наук. – 2010. – № 2. – С. 66–70.
5. Christova, E. A strategy for the analysis of semi-inclusive deep inelastic scattering / E. Christova, E. Leader. – 2001. – P. 26. – [ArXiv: hep-ph / 0007303].