

УДК 539.172

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СТРАННОГО МОРЯ В НУКЛОНЕ

Е. С. ТИМОШИН, С. И. ТИМОШИН

*Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П. О. Сухого»,
Республика Беларусь*

Введение

Среди различных кварков моря только измерение вклада странных кварков и антикварков ($\Delta s + \Delta \bar{s}$) в спин нуклона возможно в инклюзивных экспериментах по лептон-нуклонному глубоконеупругому рассеянию (ГНР).

В настоящее время поляризация странного моря недостаточно хорошо известна. Еще двадцать лет назад в эксперименте EMC [1] ($\Delta s + \Delta \bar{s}$) была найдена отрицательной. Этот результат подтвержден с улучшенной точностью коллаборцией HERMES [2]:

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = -0,103 \pm 0,007(\text{exp.}) \pm 0,013(\text{theor.}) \pm 0,008(\text{evol.})$$

и в эксперименте COMPASS [3]

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = -0,09 \pm 0,01(\text{stat.}) \pm 0,02(\text{syst.}).$$

Инклюзивные эксперименты обеспечивают прямую оценку только ($\Delta s + \Delta \bar{s}$). Распределение странных кварков $\Delta s(x)$ можно получить из полуинклюзивных экспериментов ГНР.

Из данных HERMES [4] получена величина $\Delta s = 0,28 \pm 0,033(\text{stat.}) \pm 0,009(\text{syst.})$ в области $0,023 \leq x \leq 0,6$. Однако положительная величина Δs представляется маловероятной, поскольку из глобального фита всех данных ГНР следует, что Δs получает отрицательный вклад в неизмеряемой области малых x .

Последние измерения COMRASS [5] в области $0,004 \leq x \leq 0,3$ показывают, что $\Delta s(x)$ сравнима с нулем во всей измеряемой области в противоречии с большинством KXD -фитов. Величина $\Delta s(x)$ является чувствительной к выбору функций фрагментации. Распределения $\Delta s(x)$, $\Delta \bar{s}(x)$ и их первые моменты можно также получить из данных инклюзивного и полуинклюзивного лептон-нуклонного ГНР с заряженным током [6].

В настоящей работе мы предлагаем для этой цели использовать ГНР нейтрино на нуклонах с заряженным слабым током.

Поляризованное странное море из $\nu(\bar{\nu})N$ -ГНР

Сечения рассеяния инклюзивного νN -ГНР с заряженным слабым током

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow l^-(l^+) + X, \quad l = e, \mu \quad (1)$$

в борновском приближении [7] равны

$$\sigma_{\nu, \bar{\nu}} = \sigma_0 \left[\frac{1}{2} \left(y_1^+ F_2^{\nu, \bar{\nu}} \pm y_1^- x F_3^{\nu, \bar{\nu}} \right) + P_N x \left(y_1^+ g_{1,6}^{\nu, \bar{\nu}} \pm y_1^- g_{1,6}^{\nu, \bar{\nu}} \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь $\sigma = \frac{d^2\sigma}{dx dy}$, $\sigma_0 = \frac{G^2 ME}{\pi}$; G – константа Ферми; M – масса нуклона; E – энергия начального нейтрино (антинейтрино); $y_1^\pm = 1 \pm y_1^2$, $y_1 = 1 - y$; x , y – обычные скейлинговые переменные; P_N – степень продольной поляризации нуклона; $F_{2,3}$ и $g_{1,6}$ – усредненные по спину и спин-зависимые структурные функции (СФ) нуклона.

Эти СФ выражаются в кварк-партоновой модели (КПМ) в терминах партоновых распределений [7], [8]:

$$\begin{aligned} F_2(x) &= 2x \left(\sum_q q(x) + \sum_q \bar{q}(x) \right); \\ F_3(x) &= 2 \left(\sum_q q(x) - \sum_q \bar{q}(x) \right); \\ g_{1,6}(x) &= \sum_q \Delta q(x) \pm \sum_q \Delta \bar{q}(x), \end{aligned} \quad (3)$$

где $q = d, s, b$ ($q = u, c, t$) и $\bar{q} = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$ ($\bar{q} = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$) для нейтрино (антинейтрино).

Тогда сечения (2) можно представить через распределения неполяризованных и поляризованных кварков и антикварков, используя (3):

$$\begin{aligned} \sigma_\nu &= 2\sigma_0 x \left[\sum_q q(x) + y_1^2 \sum_q \bar{q}(x) + p_N \left(\sum_q \Delta q(x) - y_1^2 \sum_q \Delta \bar{q}(x) \right) \right]; \\ \sigma_{\bar{\nu}} &= 2\sigma_0 x \left[y_1^2 \sum_q q(x) + \sum_q \bar{q}(x) + p_N \left(y_1^2 \sum_q \Delta q(x) - \sum_q \Delta \bar{q}(x) \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Спиновые асимметрии определим как следующие комбинации сечений:

$$\begin{aligned} A_{\nu, \bar{\nu}} &= \frac{\sigma_{\nu, \bar{\nu}}^{\downarrow\uparrow, \uparrow\uparrow} - \sigma_{\nu, \bar{\nu}}^{\downarrow\downarrow, \uparrow\downarrow}}{\sigma_{\nu, \bar{\nu}}^{\downarrow\uparrow, \uparrow\uparrow} + \sigma_{\nu, \bar{\nu}}^{\downarrow\downarrow, \uparrow\downarrow}}; \\ A_\pm &= \frac{(\sigma_\nu^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_\nu^{\uparrow\uparrow}) - (\sigma_\nu^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_\nu^{\uparrow\downarrow})}{(\sigma_\nu^{\downarrow\uparrow} \pm \sigma_\nu^{\uparrow\uparrow}) + (\sigma_\nu^{\downarrow\downarrow} \pm \sigma_\nu^{\uparrow\downarrow})}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для инклюзивных спиновых асимметрий в КПМ получаем выражения:

$$\begin{aligned} A_\nu^{DIS} &= \frac{\sum_{q=d,s,b} \Delta q(x) - y_1^2 \sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c},\bar{t}} \Delta \bar{q}(x)}{\sum_{q=d,s,b} q(x) + y_1^2 \sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c},\bar{t}} \bar{q}(x)}; \\ A_{\bar{\nu}}^{DIS} &= \frac{y_1^2 \sum_{q=u,c,t} \Delta q(x) - \sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s},\bar{b}} \Delta \bar{q}(x)}{y_1^2 \sum_{q=u,c,t} q(x) + \sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s},\bar{b}} \bar{q}(x)}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$A_{\pm}^{DIS} = \frac{\sum_{q=d,s,b} \Delta q(x) - y_1^2 \sum_{\bar{q}=u,c,t} \Delta \bar{q}(x) \pm y_1^2 \sum_{q=u,c,t} \Delta q(x) \mp \sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s},\bar{b}} \Delta \bar{q}(x)}{\sum_{q=d,s,b} q(x) + y_1^2 \sum_{\bar{q}=u,c,t} \bar{q}(x) \pm y_1^2 \sum_{q=u,c,t} q(x) \pm \sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s},\bar{b}} \bar{q}(x)}. \quad (7)$$

Теперь рассмотрим полуинклюзивное $v(\bar{v})N$ -ГНР:

$$v(\bar{v}) + N \rightarrow l^-(l^+) + h + X, \quad h = \pi, K, \dots \quad (8)$$

Сечение рассеяния процессов (8) можно получить из (4) путем следующих замен:

$$\Delta q(x) \rightarrow \Delta q(x) D_q^h(z); \quad q(x) \rightarrow q(x) D_q^h(z),$$

где $D_q^h(z)$ – функция фрагментации кварка q в адрон h . Аналогично для антикварков.

Тогда для сечений процессов (8) получаем:

$$\begin{aligned} \sigma_v^h &= 2\sigma_0 x \times \\ &\times \left[\sum_{q_i, q_j} q_i(x) D_{q_j}^h(z) + y_1^2 \sum_{q_j, q_i} \bar{q}_j(x) D_{q_i}^h(z) + p_N \left(\sum_{q_i, q_j} \Delta q_i(x) D_{q_j}^h(z) - y_1^2 \sum_{q_j, q_i} \Delta \bar{q}_j(x) D_{q_i}^h(z) \right) \right]; \\ \sigma_{\bar{v}}^h &= 2\sigma_0 x \times \\ &\times \left[y_1^2 \sum_{q_j, q_i} q_j(x) D_{q_i}^h(z) + \sum_{q_i, q_j} \bar{q}_i(x) D_{q_j}^h(z) + p_N \left(y_1^2 \sum_{q_j, q_i} \Delta q_j(x) D_{q_i}^h(z) - \sum_{q_i, q_j} \Delta \bar{q}_i(x) D_{q_j}^h(z) \right) \right]; \\ \sigma^h &= d^3 \sigma / dx dy dz, \quad q_i = d, s, b, \quad q_j = u, c, t. \end{aligned} \quad (9)$$

Полуинклюзивные спиновые асимметрии $A^{h^+ - h^-}$ можно получить аналогично (5), но с заменой $\sigma \rightarrow (\sigma^{h^+} - \sigma^{h^-})$.

Пренебрегая вкладом ароматов (c, b, t), для инклюзивных асимметрий из (6), (7) получаем в случае $N = p$:

$$A_{vp}^{DIS} = \frac{\Delta d(x) + \Delta s(x) - y_1^2 \Delta \bar{u}(x)}{d(x) + s(x) + y_1^2 \bar{u}(x)}; \quad (10)$$

$$A_{\bar{v}p}^{DIS} = \frac{y_1^2 \Delta u(x) - \Delta \bar{d}(x) - \Delta \bar{s}(x)}{y_1^2 u(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)}; \quad (11)$$

$$A_{-p}^{DIS} = \frac{\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x) + \Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x) - y_1^2 [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)]}{d_v(x) - y_1^2 u_v(x)}, \quad (12)$$

где $q_v(x) = q(x) - \bar{q}(x)$ – распределения валентных кварков.

Полуинклюзивные асимметрии для $v(\bar{v})p$ -ГНР в случае рождения π -мезонов, не зависящие от функций фрагментации, получаем с помощью (9) и (5) [9]:

$$A_{vp}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta d(x) - y_1^2 \Delta \bar{u}(x)}{d(x) + y_1^2 \bar{u}(x)}; \quad (13)$$

$$A_{vp}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{y_1^2 \Delta u(x) - \Delta \bar{d}(x)}{y_1^2 u(x) + \bar{d}(x)}; \quad (14)$$

$$A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x) - y_1^2 [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)]}{d_V(x) - y_1^2 u_V(x)}. \quad (15)$$

Из (10) и (13), (11) и (14), (12) и (15) выражаем вклады странных кварков и антикварков в нуклонный спин через спиновые асимметрии и неполяризованные партоновые распределения:

$$\begin{aligned} \Delta s &= \int_0^1 \left\{ [d(x) + y_1^2 \bar{u}(x)] (A_{vp}^{DIS} - A_{vp}^{\pi^+ - \pi^-}) + s(x) A_{vp}^{DIS} \right\} dx; \\ \Delta \bar{s} &= \int_0^1 \left\{ [y_1^2 u(x) + \bar{d}(x)] (A_{vp}^{\pi^+ - \pi^-} - A_{vp}^{DIS}) - \bar{s}(x) A_{vp}^{DIS} \right\} dx; \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= \int_0^1 [d_V(x) - y_1^2 u_V(x)] (A_{-p}^{DIS} - A_{+p}^{\pi^+ - \pi^-}) dx. \end{aligned} \quad (16)$$

Теперь мы рассмотрим дейтронную мишень. В этом случае для инклюзивных спиновых асимметрий получаем:

$$A_{vd}^{DIS} = \frac{\Delta u(x) + \Delta d(x) + 2\Delta s(x) - y_1^2 [\Delta \bar{u}(x) + \Delta \bar{d}(x)]}{u(x) + d(x) + 2s(x) + y_1^2 [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]} (1 - 1,5\omega); \quad (17)$$

$$A_{vd}^{DIS} = \frac{y_1^2 [\Delta u(x) + \Delta d(x)] + 2\Delta \bar{s}(x) - \Delta \bar{u}(x) - \Delta \bar{d}(x)}{y_1^2 [u(x) + d(x)] + 2s(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x)} (1 - 1,5\omega), \quad (18)$$

и для полуинклюзивного ГНР [9]:

$$A_{vd}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u(x) + \Delta d(x) - y_1^2 [\Delta \bar{u}(x) + \Delta \bar{d}(x)]}{u(x) + d(x) + y_1^2 [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]} (1 - 1,5\omega); \quad (19)$$

$$A_{vd}^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{y_1^2 [\Delta u(x) + \Delta d(x)] - \Delta \bar{u}(x) - \Delta \bar{d}(x)}{y_1^2 [u(x) + d(x)] + \bar{u}(x) + \bar{d}(x)} (1 - 1,5\omega), \quad (20)$$

где $\omega \approx 0,05$ – вероятность D -состояния в волновой функции дейтрона.

Используя (17) и (19), (18) и (20), выражаем поляризацию странных кварков (Δs) и антикварков ($\Delta \bar{s}$) через измеряемые спиновые асимметрии $v(\bar{v})d$ -ГНР:

$$\Delta s = c \int_0^1 \left\{ [u(x) + d(x) + y_1^2 (\bar{u}(x) + \bar{d}(x))] (A_{vd}^{DIS} - A_{vd}^{\pi^+ - \pi^-}) + 2s(x) A_{vd}^{DIS} \right\} dx;$$

$$\Delta \bar{s} = c \int_0^1 \left\{ [y_1^2 (u(x) + d(x)) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x)] (A_{vd}^{DIS} - A_{vd}^{\pi^+ - \pi^-}) + 2\bar{s}(x) A_{vd}^{DIS} \right\} dx,$$

где $c = 0,5(1 - 1,5\omega)^{-1}$.

Заключение

Сформулируем основные результаты и выводы, полученные в работе:

1. Получены выражения для вкладов странных кварков и антикварков в спин нуклона из инклюзивных и полуинклюзивных спиновых асимметрий $\nu(\bar{\nu})N$ -ГНР с заряженным слабым током.

2. Полуинклюзивные асимметрии не зависят от функций фрагментации, что позволяет исключить зависимость от них результатов анализа экспериментальных данных.

Литература

1. Ashman J. et al. Nucl.Phys. B328 (1989). p. 1.
2. Airapetian A. et al. Phys.Rev. D75 (2007). P. 012 007.
3. Alekseev M. et al. Phys. Lett. B660 (2008). P. 458.
4. Airapetian A. et al. Phys. Rev. D71 (2005). P. 012 003.
5. Alekseev M. et al. ArXiv: 0905.2828 [hep-ex].
6. Timoshin E.S., Timoshin S.I. NPCS. V.12, № 4 (2009). P. 319.
7. Максименко, Н. В. Спиновая структура нуклона в нейтринных процессах / Н. В. Максименко, Е. С. Тимошин, С. И. Тимошин // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2006. – № 4. – С. 67–72.
8. Anselmino M. et al. Phys.Rep. V.261 (1995). P. 1.
9. Дегтярева, Е. А. Полуинклюзивное глубоконеупругое рассеяние (анти)нейтрино на поляризованных мишенях / Е. А. Дегтярева, С. И. Тимошин // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. – 2008. – № 1. – С. 74–79.

Получено 09.09.2010 г.