

Возможность определения поляризации странных кварков в нейтринных процессах рождения D -мезона

Е. А. ДЕГТЯРЁВА, С. И. ТИМОШИН

Введение. Процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на нуклонах являются одним из основных источников информации о спиновой структуре нуклонов. Эксперимент EMC [1] показал, что спины кварков дают только малый вклад в спин нуклона, а странные кварки имеют значительную отрицательную поляризацию. Эти результаты противоречили представлениям кварк-партонной модели, согласно которым полный вклад кварков $\Delta\Sigma$ в спин нуклона составляет порядка 60-75%, а поляризация странных кварков $\Delta s = 0$. Согласно последним экспериментальным данным HERMES и COMPASS [2], кварки несут 30-35% нуклонного спина. Важное значение для окончательного решения проблемы нуклонного спина имеет измерение поляризации странных кварков. Большинство экспериментальных данных свидетельствуют в пользу того, что она является отрицательной и составляет -8-10%. В то же время последние данные HERMES [3] дают значение 0.037. В такой ситуации необходимы дальнейшие измерения вклада странных кварков и поиск новых возможностей экспериментального определения этой величины.

Для изучения спиновой структуры нуклона представляют интерес нейтринные процессы ГНР на поляризованных мишенях [4, 5]. В работе [6] спиновая структура нуклона исследуется в полуинклюзивном ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных мишенях с заряженным слабым током в случае рождения π -мезона.

В настоящей работе предлагается способ определения вклада странных кварков в спин нуклона с помощью наблюдаемых асимметрий $A^{h-\bar{h}}$ для инклюзивного рождения D -мезона в ГНР (анти)нейтрино на поляризованной мишени с заряженным током.

Инклюзивное рождение D -мезона в нейтринных процессах. Итак, рассмотрим случай $h(\bar{h}) = D^+(D^-)$.

Дифференциальные сечения полуинклюзивного $\nu(\bar{\nu})N$ -ГНР с заряженным слабым током

$$\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \ell^-(\ell^+) + h + X, \quad (1)$$

в кварк – партонной модели (КПМ) равны

$$\frac{d^3\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^h}{dx dy dz} = \left(\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^a\right)^h + \left(\sigma_{\nu,\bar{\nu}}^p\right)^h,$$

где $\sigma \equiv \frac{d^3\sigma}{dx dy dz}$,

$$\begin{aligned} (\sigma_{\nu}^a)^h &= 2\sigma_0 x \left(\sum_{q_i, \bar{q}_i} q_i(x) D_{q_i}^h(z) + y_1^2 \sum_{\bar{q}_j, q_j} \bar{q}_j(x) D_{q_j}^h(z) \right), \\ (\sigma_{\nu}^p)^h &= 2\sigma_0 x P_N \left(\sum_{q_i, \bar{q}_i} \Delta q_i(x) D_{q_i}^h(z) - y_1^2 \sum_{\bar{q}_j, q_j} \Delta \bar{q}_j(x) D_{q_j}^h(z) \right), \\ (\sigma_{\bar{\nu}}^a)^h &= 2\sigma_0 x \left(y_1^2 \sum_{q_j, \bar{q}_j} q_j(x) D_{q_j}^h(z) + \sum_{q_i, \bar{q}_i} \bar{q}_i(x) D_{q_i}^h(z) \right), \\ (\sigma_{\bar{\nu}}^p)^h &= 2\sigma_0 x P_N \left(y_1^2 \sum_{q_j, \bar{q}_j} \Delta q_j(x) D_{q_j}^h(z) - \sum_{q_i, \bar{q}_i} \Delta \bar{q}_i(x) D_{q_i}^h(z) \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\sigma_0 = \frac{G^2 ME}{\pi}$, $x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$, $y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$, $z = \frac{P \cdot P_h}{P \cdot q}$, $Q^2 = -q^2$, $q = (k - k')^2$, E - энергия начального лептона; $k(k')$, P, P_h - 4-импульс начального (конечного) лептона, нуклона и адрона h соответственно, G - константа Ферми, M - масса нуклона, $y_1 = 1 - y$, P_N - степень продольной поляризации нуклона, $q(x)$, $\Delta q(x)$ ($\bar{q}(x)$, $\Delta \bar{q}(x)$) - функции распределения неполяризованного и поляризованного кварка (антикварка), $D_q^h(z)$ ($D_{\bar{q}}^h(z)$) - функция фрагментации кварка (q (антикварка \bar{q})) в адрон h . В случае нейтрино $q_i = d, s, b$ и $q_j = u, c, t$, а для антинейтрино - $q_i = u, c, t$ и $q_j = d, s, b$.

Поляризационные асимметрии определим в виде

$$A_{\nu, \bar{\nu}}^{h-\bar{h}} = \frac{(\sigma_{\downarrow\uparrow, \uparrow\uparrow}^h - \sigma_{\downarrow\uparrow, \uparrow\uparrow}^{\bar{h}}) - (\sigma_{\downarrow\downarrow, \uparrow\downarrow}^h - \sigma_{\downarrow\downarrow, \uparrow\downarrow}^{\bar{h}})}{(\sigma_{\downarrow\uparrow, \uparrow\uparrow}^h - \sigma_{\downarrow\uparrow, \uparrow\uparrow}^{\bar{h}}) + (\sigma_{\downarrow\downarrow, \uparrow\downarrow}^h - \sigma_{\downarrow\downarrow, \uparrow\downarrow}^{\bar{h}})} = \frac{(\sigma_\nu^p)^h - (\sigma_\nu^p)^{\bar{h}}}{(\sigma_\nu^a)^h + (\sigma_\nu^a)^{\bar{h}}}. \quad (3)$$

Первая стрелка отвечает спиральности нейтрино (\downarrow) или антинейтрино (\uparrow), а вторая - направлению спина нуклона, а именно $\uparrow (P_N = +1)$ и $\downarrow (P_N = -1)$.

Для случая протонной мишени из формулы (3) для асимметрий получаем

$$A_{\nu p}^{D^+ - D^-} = \frac{\Delta d(x) D_u^{D^+ - D^-} + \Delta s(x) D_c^{D^+ - D^-} - y_1^2 \Delta \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} - y_1^2 \Delta \bar{c}(x) D_{\bar{s}}^{D^+ - D^-}}{d(x) D_u^{D^+ - D^-} + s(x) D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} + y_1^2 \bar{c}(x) D_{\bar{s}}^{D^+ - D^-}}, \quad (4)$$

где $D^{D^+ - D^-} = D^{D^+} - D^{D^-}$.

Если считать, что наиболее вероятна фрагментация в адрон d - кварка, то можно положить $D_{\bar{u}}^{D^+ - D^-} = 0$. Тогда выражение (4) принимает вид

$$A_{\nu p}^{D^+ - D^-} = \frac{\Delta s(x) D_c^{D^+ - D^-} - y_1^2 \Delta \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-}}{s(x) D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-}}, \quad (5)$$

Асимметрию в случае нейтронной мишени получим из (5) путем замены " u " \leftrightarrow " d ":

$$A_{\nu n}^{D^+ - D^-} = \frac{\Delta s(x) D_c^{D^+ - D^-} - y_1^2 \Delta \bar{d}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-}}{s(x) D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 \bar{d}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-}}, \quad (6)$$

Из соотношений (5) и (6) можно выразить $\Delta s(x)$:

$$\Delta s(x) = \frac{1}{D_c^{D^+ - D^-}} \left\{ A_{\nu p}^{D^+ - D^-} \left[s(x) D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} \right] + y_1^2 \Delta \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} \right\}, \quad (7)$$

$$\Delta s(x) = \frac{1}{D_c^{D^+ - D^-}} \left\{ A_{\nu n}^{D^+ - D^-} \left[s(x) D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 \bar{d}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} \right] + y_1^2 \Delta \bar{d}(x) D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} \right\}. \quad (8)$$

Для вкладов $\Delta \bar{u}$ и $\Delta \bar{d}$ можно использовать соотношения, полученные в работе [6] в случае рождения π - мезона. Для определения функций фрагментации $D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-}$ и

$D_c^{D^+ - D^-}$ применяем подход [7], использующий величину $R_N^h = \frac{\sigma_N^h}{\sigma_N}$, где σ_N^h - сечение не-

поляризационного полуинклюзивного ГНР, σ_N^{DIS} – сечение инклюзивного ГНР. Тогда для случая протонной и нейтронной мишени получаем

$$R_{vp}^{D^+-D^-} = \frac{\sigma_{vp}^{D^+} - \sigma_{vp}^{D^-}}{\sigma_{vp}^{DIS}} = \frac{2\sigma_0 x \left[s(x) D_c^{D^+-D^-} + y_1^2 \bar{u}(x) D_{\bar{d}}^{D^+-D^-} \right]}{\sigma_{vp}^{DIS}}, \quad (9)$$

$$R_{vn}^{D^+-D^-} = \frac{\sigma_{vn}^{D^+} - \sigma_{vn}^{D^-}}{\sigma_{vn}^{DIS}} = \frac{2\sigma_0 x \left[s(x) D_c^{D^+-D^-} + y_1^2 \bar{d}(x) D_{\bar{d}}^{D^+-D^-} \right]}{\sigma_{vn}^{DIS}}. \quad (10)$$

Из (9), (10) можно получить выражения для функций фрагментации в следующем виде

$$D_{\bar{d}}^{D^+-D^-} = \frac{\sigma_{vp}^{DIS} R_{vp}^{D^+-D^-} - \sigma_{vn}^{DIS} R_{vn}^{D^+-D^-}}{2\sigma_0 x y_1^2 (\bar{u}(x) - \bar{d}(x))}, \quad (11)$$

$$D_c^{D^+-D^-} = \frac{1}{2\sigma_0 x s(x)} \left\{ \sigma_{vp}^{DIS} R_{vp}^{D^+-D^-} - \frac{\bar{u}(x)}{\bar{u}(x) - \bar{d}(x)} \left[\sigma_{vp}^{DIS} R_{vp}^{D^+-D^-} - \sigma_{vn}^{DIS} R_{vn}^{D^+-D^-} \right] \right\}. \quad (12)$$

Аналогично, с помощью (2), (3) получаем асимметрии для полуинклюзивного глубоко-неупругого рассеяния антинейтрино на поляризованных мишенях (p, n)

$$A_{\bar{\nu}p}^{D^+-D^-} = \frac{y_1^2 \Delta u(x) D_d^{D^+-D^-} - \Delta \bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-}}{y_1^2 u(x) D_d^{D^+-D^-} + \bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-}}, \quad (13)$$

$$A_{\bar{\nu}n}^{D^+-D^-} = \frac{y_1^2 \Delta d(x) D_d^{D^+-D^-} - \Delta \bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-}}{y_1^2 d(x) D_d^{D^+-D^-} + \bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-}}. \quad (14)$$

Из соотношений (13) и (14) можно выразить $\Delta \bar{s}(x)$

$$\Delta \bar{s}(x) = \frac{1}{D_{\bar{c}}^{D^+-D^-}} \left\{ y_1^2 \Delta u(x) D_d^{D^+-D^-} - A_{\bar{\nu}p}^{D^+-D^-} \left[y_1^2 u(x) D_d^{D^+-D^-} + \bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-} \right] \right\}, \quad (15)$$

$$\Delta \bar{s}(x) = \frac{1}{D_{\bar{c}}^{D^+-D^-}} \left\{ y_1^2 \Delta d(x) D_d^{D^+-D^-} - A_{\bar{\nu}n}^{D^+-D^-} \left[y_1^2 d(x) D_d^{D^+-D^-} + \bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-} \right] \right\}. \quad (16)$$

Здесь

$$D_d^{D^+-D^-} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}p}^{DIS} R_{\bar{\nu}p}^{D^+-D^-} - \sigma_{\bar{\nu}n}^{DIS} R_{\bar{\nu}n}^{D^+-D^-}}{2\sigma_0 x y_1^2 (u(x) - d(x))}, \quad (17)$$

$$D_{\bar{c}}^{D^+-D^-} = \frac{1}{2\sigma_0 x s(x)} \left\{ \sigma_{\bar{\nu}p}^{DIS} R_{\bar{\nu}p}^{D^+-D^-} - \frac{u(x)}{u(x) - d(x)} \left[\sigma_{\bar{\nu}p}^{DIS} R_{\bar{\nu}p}^{D^+-D^-} - \sigma_{\bar{\nu}n}^{DIS} R_{\bar{\nu}n}^{D^+-D^-} \right] \right\}, \quad (18)$$

где

$$R_{\bar{\nu}p}^{D^+-D^-} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}p}^{D^+} - \sigma_{\bar{\nu}p}^{D^-}}{\sigma_{\bar{\nu}p}^{DIS}} = \frac{2\sigma_0 x \left[\bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-} + y_1^2 u(x) D_d^{D^+-D^-} \right]}{\sigma_{\bar{\nu}p}^{DIS}}, \quad (19)$$

$$R_{\bar{\nu}n}^{D^+-D^-} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}n}^{D^+} - \sigma_{\bar{\nu}n}^{D^-}}{\sigma_{\bar{\nu}n}^{DIS}} = \frac{2\sigma_0 x \left[\bar{s}(x) D_{\bar{c}}^{D^+-D^-} + y_1^2 d(x) D_d^{D^+-D^-} \right]}{\sigma_{\bar{\nu}n}^{DIS}}. \quad (20)$$

Далее рассмотрим рассеяние на дейтронной мишени. Сечения в этом случае в рамках КПМ равны

$$\begin{aligned}(\sigma_{\nu(\bar{\nu})d}^p)^h &= \frac{(\sigma_{\nu(\bar{\nu})p}^p)^h + (\sigma_{\nu(\bar{\nu})n}^p)^h}{2} (1 - 1.5\omega), \\ (\sigma_{\nu(\bar{\nu})d}^a)^h &= \frac{(\sigma_{\nu(\bar{\nu})p}^a)^h + (\sigma_{\nu(\bar{\nu})n}^a)^h}{2},\end{aligned}\quad (21)$$

где $\omega \approx 0.05$ есть вероятность D -состояния в волновой функции дейтрона.

Тогда из (2), (3), (21) получаем асимметрии полуинклюзивного $\nu(\bar{\nu})d$ – ГНР

$$A_{\nu d}^{D^+ - D^-} = \frac{2\Delta s(x)D_c^{D^+ - D^-} - y_1^2 D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} (\Delta\bar{u}(x) + \Delta\bar{d}(x))}{2s(x)D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} (\bar{u}(x) + \bar{d}(x))}, \quad (22)$$

$$A_{\bar{\nu} d}^{D^+ - D^-} = \frac{y_1^2 D_d^{D^+ - D^-} (\Delta u(x) + \Delta d(x)) - 2\Delta\bar{s}(x)D_{\bar{c}}^{D^+ - D^-}}{y_1^2 D_d^{D^+ - D^-} (u(x) + d(x)) + 2\bar{s}(x)D_{\bar{c}}^{D^+ - D^-}}. \quad (23)$$

Вклады странных кварков Δs и $\Delta\bar{s}$ можно выразить из (22) и (23) соответственно:

$$\begin{aligned}\Delta s &= \frac{1}{2D_c^{D^+ - D^-}} \left\{ A_{\nu d}^{D^+ - D^-} \left[2s(x)D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} (\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) \right] + \right. \\ &\quad \left. + y_1^2 D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} (\Delta\bar{u}(x) + \Delta\bar{d}(x)) \right\}\end{aligned}\quad (24)$$

$$\begin{aligned}\Delta\bar{s} &= \frac{1}{2D_{\bar{c}}^{D^+ - D^-}} \left\{ y_1^2 D_d^{D^+ - D^-} (\Delta u(x) + \Delta d(x)) - \right. \\ &\quad \left. - A_{\bar{\nu} d}^{D^+ - D^-} \left[y_1^2 D_d^{D^+ - D^-} (u(x) + d(x)) + 2\bar{s}(x)D_{\bar{c}}^{D^+ - D^-} \right] \right\}\end{aligned}\quad (25)$$

Для определения функций фрагментации можно использовать следующие соотношения:

$$R_{\nu d}^{D^+ - D^-} = \frac{\sigma_{\nu d}^{D^+} - \sigma_{\nu d}^{D^-}}{\sigma_{\nu d}^{DIS}} = \frac{\sigma_0 x \left[2s(x)D_c^{D^+ - D^-} + y_1^2 (\bar{u}(x) + \bar{d}(x))D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} \right]}{\sigma_{\nu d}^{DIS}}, \quad (26)$$

$$R_{\bar{\nu} d}^{D^+ - D^-} = \frac{\sigma_{\bar{\nu} d}^{D^+} - \sigma_{\bar{\nu} d}^{D^-}}{\sigma_{\bar{\nu} d}^{DIS}} = \frac{\sigma_0 x \left[2\bar{s}(x)D_{\bar{c}}^{D^+ - D^-} + y_1^2 (u(x) + d(x))D_d^{D^+ - D^-} \right]}{\sigma_{\bar{\nu} d}^{DIS}}. \quad (27)$$

Далее, учитывая, что $D_c^{D^+ - D^-} = -D_{\bar{c}}^{D^+ - D^-}$, $D_d^{D^+ - D^-} = -D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-}$ из (26) и (27) получаем выражения для функций фрагментации

$$\begin{aligned}D_c^{D^+ - D^-} &= \frac{\sigma_{\nu d}^{DIS} R_{\nu d}^{D^+ - D^-} [u(x) + d(x)] + \sigma_{\bar{\nu} d}^{DIS} R_{\bar{\nu} d}^{D^+ - D^-} [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]}{2\sigma_0 x (s(x)(u(x) + d(x)) - \bar{s}(x)(\bar{u}(x) + \bar{d}(x)))} \\ D_{\bar{c}}^{D^+ - D^-} &= \frac{\sigma_{\nu d}^{DIS} R_{\nu d}^{D^+ - D^-} [u(x) + d(x)] + \sigma_{\bar{\nu} d}^{DIS} R_{\bar{\nu} d}^{D^+ - D^-} [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]}{2\sigma_0 x (\bar{s}(x)(\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) - s(x)(u(x) + d(x)))}\end{aligned}$$

$$D_d^{D^+ - D^-} = \frac{s(x)\sigma_{\bar{\nu}d}^{DIS} R_{\bar{\nu}d}^{D^+ - D^-} + \bar{s}(x)\sigma_{\nu d}^{DIS} R_{\nu d}^{D^+ - D^-}}{\sigma_0 xy_1^2 (s(x)(u(x) + d(x)) - \bar{s}(x)(\bar{u}(x) + \bar{d}(x)))}$$

$$D_{\bar{d}}^{D^+ - D^-} = \frac{s(x)\sigma_{\bar{\nu}d}^{DIS} R_{\bar{\nu}d}^{D^+ - D^-} + \bar{s}(x)\sigma_{\nu d}^{DIS} R_{\nu d}^{D^+ - D^-}}{\sigma_0 xy_1^2 (\bar{s}(x)(\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) - s(x)(u(x) + d(x)))}$$

Заключение. Сформулируем основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Получены поляризационные асимметрии $A_{\nu(\bar{\nu})}^{D^+ - D^-}$ процессов полуинклюзивного глубоководного рассеяния нейтрино и антинейтрино на поляризованных мишенях для случая рождения D^+ (D^-)- мезонов.

2. Определены функции фрагментации $D_{d,\bar{d}}^{D^+ - D^-}$ и $D_{c,\bar{c}}^{D^+ - D^-}$.

3. Вклады странных кварков Δs и $\Delta \bar{s}$ в нуклонный спин определены непосредственно с помощью измеряемых асимметрий $A_{\nu,\bar{\nu}}^{D^+ - D^-}$ полуинклюзивного ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных мишенях.

Abstract. Possibility of determining polarization of strange quarks in neutrino processes of D -meson production is considered in the paper. The asymmetries for the (anti)neutrino semi-inclusive deep inelastic scattering on polarized targets are obtained for the case of D -meson production. The measurable asymmetries $A^{D^+ - D^-}$ are used for the determination of strange quarks contributions to the nucleon spin.

Литература

1. Ashman, J. et al. // Nuclear Physics B. – 1989. – Vol. 328, №1. – P. 1-35.
2. Alekseev, M. [et al.] The polarized valence quark distribution from semi-inclusive DIS / M. Alekseev [at al.]. – COMPASS Collaboration, 2007. – 10 p. – [ArXiv: 0707.4077 [hep-ex]].
3. A, Airapetian [et al]. Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering on the deuteron. [HERMES Collaboration]. – 2008. – 5 p. – [ArXiv: hep-ex / 0803.2993].
4. Forte, S. at al. // Nuclear Physics B. – 2001. – Vol.602. – P.585-621.
5. Forte, S. Polarized structure functions with neutrino beams / S.Forte. -2005. – 11 p. – [ArXiv: hep-ph/0501020].
6. Дегтярева, Е.А., Тимошин, С.И. Полуинклюзивное глубоководное рассеяние (анти)нейтрино на поляризованных мишенях / Е.А.Дегтярева, С.И.Тимошин // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2008. – №1. С.74-79.
7. Christova, E. A strategy for the analysis of semi-inclusive deep inelastic scattering / E. Christova, E. Leader. – 2001. – 26 p. – [ArXiv: hep-ph/0007303].