

УДК 539.172

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВОЙ СТРУКТУРЫ НУКЛОНА В НЕЙТРИННЫХ ПРОЦЕССАХ С ЗАРЯЖЕННЫМ СЛАБЫМ ТОКОМ**

**Н.В. МАКСИМЕНКО, Е.С. ТИМОШИН**

*Учреждение образования «Гомельский государственный  
университет имени Ф. Скорины», Республика Беларусь*

**С.И. ТИМОШИН**

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

### **Введение**

После проведения известного эксперимента EMC [1] начался новый этап в исследовании спиновых явлений. Результаты этого эксперимента указывали на малый полный вклад кварков в протонный спин

$$\Delta\Sigma = 0,12 \pm 0,17$$

и значительную поляризацию странных кварков

$$\Delta s = -0,190 \pm 0,078.$$

Это противоречиво наивной кварк-партоновой модели (КПМ) ( $\Delta\Sigma = 1$ ,  $\Delta s = 0$ ) или релятивистской КПМ ( $\Delta\Sigma = 0,58$ ).

В последующие годы была проведена серия экспериментов [2–9] по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) поляризованных электронов и мюонов на поляризованных мишенях, и получен набор данных для структурной функции (СФ)  $g_1$  протона, нейтрона и дейтрона. Данные CERN, DESY и SLAC подтверждают вывод о малости  $\Delta\Sigma$  с типичной величиной 0,2–0,4, что соответствует поляризации странных кварков  $\Delta s = -0,10 \pm 0,04$ .

В полуинклюзивных экспериментах [10, 11] измерена поляризация антикварков  $\Delta\bar{u}$ ,  $\Delta\bar{d}$  и  $\Delta\bar{s}$ . В отличие от результатов, основанных на инклюзивных данных [2–9], поляризация легких кварков моря ( $\Delta\bar{u}$ ,  $\Delta\bar{d}$ ) сравнима с нулем, а странные кварки моря имеют положительную поляризацию в измеренной области. Однако в пределах полной погрешности  $\Delta\bar{s}$  также близка к нулю.

В такой ситуации необходимы дальнейшие измерения различных вкладов в спин нуклона, в том числе поляризаций кварков моря. В связи с этим является актуальным поиск новых возможностей получения информации о спиновой структуре нуклона.

В последние годы все больший интерес проявляется к нейтринным процессам рассеяния на поляризованных мишенях. Это объясняется тем, что реализация в будущем проектов мюонных коллайдеров позволит создавать высокофокусированные нейтринные пучки [12], необходимые для нейтринных экспериментов на поляризованных мишенях. Нейтринные реакции имеют ряд преимуществ: естественная поля-

ризация нейтрино, возможность определять отдельно вклады кварков и антикварков каждого аромата; набор поляризационных СФ больше, чем для ГНР заряженных лептонов на нуклонах с электромагнитным током из-за несохранения четности в слабых взаимодействиях.

В работах [13–15] разработаны способы получения данных о кварковых вкладах в нуклонный спин с помощью различных наборов наблюдаемых величин (сечений, асимметрий, моментов СФ) процессов лептон-нуклонного ГНР.

В настоящей работе мы предлагаем новый подход к исследованию спиновой структуры нуклона в нейтринных процессах ГНР с заряженным слабым током. В его основе лежит иной, отличный от [14, 15], способ извлечения поляризационных СФ  $g_1$  и  $g_6$  из измеряемых асимметрий (разд. 1). Это позволяет проводить анализ спиновой структуры нуклона на основе моментов СФ для различных поляризованных мишеней, а не только дейтронной [14, 15]. В разделах 2 и 3 получены различные кварковые вклады в нуклонный спин с помощью наблюдаемых величин  $\nu p$ - и  $\nu d$ -ГНР соответственно. Результаты численных расчетов асимметрий и СФ приведены в разделе 4. Наконец, в разделе 5 сформулированы основные результаты и выводы, полученные в данной работе.

### 1. Определение структурных функций из наблюдаемых асимметрий

Дифференциальные сечения низшего порядка процессов ГНР (анти)нейтрино на поляризованной мишени

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

получены в КПМ в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu,\bar{\nu}} = \sigma_0 [xy^2 F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) + y_1 F_2^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x) + \\ + P_N x (y_1^+ g_6^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm y_1^- g_1^{\nu,\bar{\nu}}(x))]. \end{aligned} \quad (2)$$

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

Поляризационные асимметрии определим как следующую комбинацию сечений (2):

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

Первая стрелка в (3) соответствует спиральности нейтрино ( $\downarrow$ ) или антинейтрино ( $\uparrow$ ), а вторая – направлению спину нуклона  $\uparrow$  ( $P_N = 1$ ) и  $\downarrow$  ( $P_N = -1$ ). В терминах СФ асимметрии принимают вид

$$A_{\nu,\bar{\nu}}(x, y) = \frac{y_1^+ g_6^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm y_1^- g_1^{\nu,\bar{\nu}}(x)}{y_1^+ F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm \frac{y_1^-}{2} F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x)}. \quad (4)$$

Очевидно, что для извлечения СФ  $g_{1,6}$  из (4) необходимо дополнительное соотношение, связывающее эти функции. В работе [14]  $g_1$  и  $g_6$  определялись с помощью набора измеряемых величин, включающего и асимметрию  $A_1$   $IN$ -ГНР, т. е. использовались наблюдаемые асимметрии двух типов процессов ГНР. Кроме того, предложенная там схема применима только для дейтронной ( $d$ ) мишени. Здесь, в отличие от [14], мы выделяем СФ  $g_1$  и  $g_6$  из асимметрий, измеряемых только в нейтринных экспериментах (1). Для этого построим асимметрии  $A_{\nu,\bar{\nu}}(x)$  на основе сечений  $d\sigma_{\nu,\bar{\nu}}/dx$ :

$$d\sigma_{\nu,\bar{\nu}}/dx = \int_0^1 \frac{d^2\sigma_{\nu,\bar{\nu}}}{dx dy} dy = \frac{1}{3} \sigma_0 x [4F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x) + 2P_N(2g_6^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm g_1^{\nu,\bar{\nu}}(x))]. \quad (5)$$

Поляризационные асимметрии  $A_{\nu,\bar{\nu}}(x)$  определяются через сечения (5) аналогично (3) и равны

$$A_{\nu,\bar{\nu}}(x) = \frac{2[2g_6^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm g_1^{\nu,\bar{\nu}}(x)]}{4F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x)}. \quad (6)$$

Соотношения (4), (6) позволяют выделить СФ  $g_1^{\nu,\bar{\nu}}(x)$  и  $g_6^{\nu,\bar{\nu}}(x)$ , если  $F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x)$ ,  $F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x)$  известны. В результате получаем

$$g_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) = \pm \frac{1}{1-3y_1^2} \left[ 2A_{\nu,\bar{\nu}}(x, y) \left( y_1^+ F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm \frac{y_1^-}{2} F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x) \right) - y_1^+ A_{\nu,\bar{\nu}}(x) \left( 2F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm \frac{1}{2} F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x) \right) \right], \quad (7)$$

$$g_6^{\nu,\bar{\nu}}(x) = \frac{y_1^-}{3y_1^2-1} \left[ A_{\nu,\bar{\nu}}(x, y) \left( \frac{y_1^+}{y_1^-} F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm \frac{1}{2} F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x) \right) - A_{\nu,\bar{\nu}}(x) \left( 2F_1^{\nu,\bar{\nu}}(x) \pm \frac{1}{2} F_3^{\nu,\bar{\nu}}(x) \right) \right]. \quad (8)$$

Асимметрии  $A_{\nu,\bar{\nu}}(x, y)$  и  $A_{\nu,\bar{\nu}}(x)$  не являются единственно возможным набором наблюдаемых величин для извлечения структурных функций. Для этой цели вместо  $A_{\nu,\bar{\nu}}(x)$  можно использовать данные по асимметриям процессов с заряженным слабым током

$$e^-(e^+) + N \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + X, \quad (1a)$$

которые являются обратными к процессам (1). Асимметрии типа (4) имеют вид

$$A_{e^-,e^+}^{\nu_e,\bar{\nu}_e}(x, y) = \frac{y_1^+ g_6^{e^-,e^+}(x) \pm y_1^- g_1^{e^-,e^+}(x)}{y_1^+ F_1^{e^-,e^+}(x) \pm \frac{y_1^-}{2} F_3^{e^-,e^+}(x)}. \quad (4a)$$

Для структурных функций процессов (1) и (1а) справедливы соотношения

$$g_{1,6}^{\bar{v},v} = g_{1,6}^{e^-,e^+}(x), \quad F_{1,3}^{\bar{v},v} = F_{1,6}^{e^-,e^+}(x).$$

С их учетом из (4) и (4а) получаем выражения для  $g_1^{v,\bar{v}}(x)$  и  $g_6^{v,\bar{v}}(x)$ :

$$g_1^{v,\bar{v}}(x) = \pm \frac{1}{4y_1^-} [A_{v,\bar{v}}(x,y)(2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \pm y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x)) - A_{e^+,e^-}(x,y)(2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \mp y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x))], \quad (7a)$$

$$g_6^{v,\bar{v}}(x) = \frac{1}{4y_1^+} [A_{e^+,e^-}(x,y)(2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \mp y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x)) + A_{v,\bar{v}}(x,y)(2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \pm y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x))]. \quad (8a)$$

Отметим, что для нахождения СФ  $g_1$ ,  $g_6$  по формулам (7), (8) достаточно данных только нейтринных экспериментов (1), и оба способа не зависят от типа мишени.

Формулы (7), (7а), (8) и (8а) для СФ  $g_1$  и  $g_6$  получены в рамках КПМ, в которой взаимодействия партонов (кварков и антикварков) между собой не учитываются. Вследствие этого все СФ, входящие в эти выражения, зависят только от скейлинговой переменной  $x$ . В действительности партоны взаимодействуют друг с другом посредством глюонов. Такие взаимодействия описывает КХД, и СФ должны зависеть еще и от квадрата переданного импульса  $Q^2$ . Эффекты взаимодействия кварков и глюонов в ведущем порядке КХД учитываются заменами

$$g_{1,6}(x); F_{1,3}(x) \rightarrow g_{1,6}(x, Q^2); F_{1,3}(x, Q^2)$$

в формулах, полученных в КПМ. Следовательно, обсуждаемые формулы могут применяться как в рамках КПМ, так и в ведущем порядке КХД. Что касается изучения  $Q^2$ -зависимости СФ и других эффектов КХД, то это выходит за рамки настоящей работы и далее не обсуждается.

## 2. Спиновая структура нуклона. Протонная мишень

Для структурных функций  $g_{1,6}^{v,\bar{v}}(x)$  в КПМ получены выражения

$$g_1^{v,\bar{v}}(x) = \sum_q \Delta q(x) + \sum_{\bar{q}} \Delta \bar{q}(x), \quad (9)$$

$$g_6^{v,\bar{v}}(x) = \sum_q \Delta q(x) - \sum_{\bar{q}} \Delta \bar{q}(x), \quad (10)$$

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

В пренебрежении вкладами тяжелых кварков ( $c, b, t$ ), моменты СФ (9), (10) для протона равны

$$\begin{aligned} \Gamma_1^{vp} &= \Delta d + \Delta s + \Delta \bar{u}, & \Gamma_6^{vp} &= \Delta d + \Delta s - \Delta \bar{u}, \\ \Gamma_1^{\bar{v}p} &= \Delta u + \Delta \bar{d} + \Delta \bar{s}, & \Gamma_6^{\bar{v}p} &= \Delta u - \Delta \bar{d} - \Delta \bar{s}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\Gamma_{1,6} = \int_0^1 g_{1,6}(x)dx$ ,  $\Delta q(\Delta\bar{q}) = \int_0^1 \Delta q(x)(\Delta\bar{q}(x))dx$ .

Комбинируя соотношения (11), имеем

$$\Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p} = (\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) + (\Delta s + \Delta\bar{s}) \quad (12)$$

и

$$\Gamma_6^{vp} - \Gamma_6^{\bar{v}p} = -(\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) + (\Delta s + \Delta\bar{s}). \quad (13)$$

Для разделения вкладов кварковых ароматов необходимо еще одна измеряемая величина, например,  $a_3 = F + D = 1,254 \pm 0,006$ , равная в КПМ

$$a_3 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) - (\Delta d + \Delta\bar{d}), \quad (14)$$

где  $F, D$  – параметры  $\beta$ -распада гиперона.

Тогда из (12)–(14) получаем выражения для вкладов каждого кваркового аромата

$$\begin{aligned} \Delta u + \Delta\bar{u} &= \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p} - \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p}), \\ \Delta d + \Delta\bar{d} &= \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p} - \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p}) - a_3, \\ \Delta s + \Delta\bar{s} &= \Gamma_6^{vp} - \Gamma_6^{\bar{v}p} + a_3. \end{aligned} \quad (15)$$

Рассмотрим вопрос об определении вкладов валентных кварков. Легко видеть, что

$$\Gamma_6^v + \Gamma_6^{\bar{v}} = \Delta u_v + \Delta d_v = \Delta q_v, \quad \Gamma_1^{vp} - \Gamma_1^{\bar{v}p} = -\Delta u_v + \Delta d_v, \quad (16)$$

где  $\Delta u_v = \Delta u - \Delta\bar{u}$ ,  $\Delta d_v = \Delta d - \Delta\bar{d}$  есть величины поляризации валентных  $u$ - и  $d$ -кварков, а  $\Delta q_v$  – их суммарный вклад.

Следовательно,

$$\Delta u_v = \frac{1}{2}(\Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p} - \Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p}), \quad \Delta d_v = \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} - \Gamma_1^{\bar{v}p} + \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p}). \quad (17)$$

Наконец, полный кварковый вклад в спин нуклона  $\Delta\Sigma \equiv (\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) + (\Delta s + \Delta\bar{s})$  равен

$$\Delta\Sigma = \Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p}, \quad (18)$$

что непосредственно следует из (12).

Для изучения спиновой структуры нуклона важным является знание вкладов антикварков по ароматам. Из (11) имеем

$$\Gamma_1^{vp} - \Gamma_6^{vp} = 2\Delta\bar{u}, \quad \Gamma_1^{\bar{v}p} - \Gamma_6^{\bar{v}p} = 2(\Delta\bar{d} + \Delta\bar{s}).$$

Далее, с учетом  $\Delta s = \Delta\bar{s}$  из (15):  $2\Delta\bar{s} = \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p} + a_3$ .

Из этих соотношений находим вклады антикварков в нуклонный спин

$$\begin{aligned}\Delta\bar{u} &= \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} - \Gamma_6^{vp}), \quad \Delta\bar{d} = \frac{1}{2}(\Gamma_1^{\bar{v}p} - \Gamma_6^{vp} - a_3), \\ \Delta\bar{s} &= \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} - \Gamma_6^{\bar{v}p} + a_3).\end{aligned}\tag{19}$$

Таким образом, предложен способ определения кварковых вкладов в спин нуклона с помощью моментов СФ  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_6$  процессов  $\nu(\bar{\nu})p$ -ГНР. Установлено, что для получения вкладов кварков и антикварков по ароматам необходима дополнительная измеряемая величина, например,  $a_3$ . В то же время вклады валентных кварков  $\Delta u_v, \Delta d_v, \Delta q_v$  и полный кварковый вклад  $\Delta\Sigma$  выражаются только через моменты  $\Gamma_{1,6}$  структурных функций нейтринных процессов (1).

### 3. Глубоконеупругое $\nu(\bar{\nu})d$ -рассеяние и спин нуклона

Рассмотрим ГНР (анти)нейтрино на поляризованной дейтронной мишени. Поляризационные СФ дейтрона

$$g_{1,6}^{\nu(\bar{\nu})d}(x) = \frac{g_{1,6}^{\nu(\bar{\nu})p}(x) + g_{1,6}^{\nu(\bar{\nu})n}(x)}{2}(1-1,5\omega)$$

в КПМ имеют вид

$$g_1^{vd}(x) = g_1^{\bar{v}d}(x) \equiv g_1^d(x) = \frac{(\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x)) + (\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x)) + (\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x))}{2} \times (1-1,5\omega),\tag{20}$$

$$g_6^{\nu(\bar{\nu})d}(x) = \frac{\Delta u_v(x) + \Delta d_v(x) + (\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x))}{2} (1-1,5\omega),\tag{21}$$

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

Перейдем к моментам СФ. Тогда из (20) получаем соотношение, связывающее вклады кварковых ароматов в спин нуклона с моментом  $\Gamma_1^{vd} = \Gamma_1^{\bar{v}d} \equiv \Gamma_1^d$

$$(\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) + (\Delta s + \Delta\bar{s}) = \frac{2\Gamma_1^d}{1-1,5\omega}.\tag{22}$$

Очевидно, что левая часть (22) представляет собой полный кварковый вклад  $\Delta\Sigma$ , т. е.

$$\Delta\Sigma = \frac{2\Gamma_1^d}{1-1,5\omega}.\tag{23}$$

Обратимся к СФ  $g_6^{\nu(\bar{\nu})d}(x)$  (21). Моменты этих функций определяют вклады валентных кварков  $\Delta q_v$ :

$$\Delta q_v = \Delta u_v + \Delta d_v = \frac{\Gamma_6^{vd} + \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1-1,5\omega}\tag{24}$$

и странных кварков в нуклонный спин

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{\Gamma_6^{vd} - \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1 - 1,5\omega}. \quad (25)$$

Наконец, с помощью соотношений (14), (22) и (25) получаем вклады  $\Delta u + \Delta \bar{u}$ ,  $\Delta d + \Delta \bar{d}$ :

$$\begin{aligned} \Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{1}{2} \left( \frac{2\Gamma_1^d - \Gamma_6^{vd} + \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1 - 1,5\omega} + a_3 \right), \\ \Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{1}{2} \left( \frac{2\Gamma_1^d - \Gamma_6^{vd} + \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1 - 1,5\omega} - a_3 \right). \end{aligned} \quad (26)$$

Итак, вклады отдельных кварковых ароматов ( $u, d, s$ ) и валентных кварков  $\Delta q_V$  выражаются через следующий набор измеряемых величин:  $\Gamma_1, \Gamma_6$  и  $a_3$ . Для этого необходимо, прежде всего, знание самих структурных функций  $g_{1,6}^{v(\bar{v})d}(x)$ . Выделение этих функций из измеряемых асимметрий проводится по схеме, предложенной в разделе 1.

#### 4. Численные расчеты структурных функций и асимметрий

Для оценки масштаба величины и поведения СФ  $g_1, g_6$  и наблюдаемых асимметрий  $A(x, y), A(x)$  были выполнены их численные расчеты в рамках КПМ для случая дейтронной мишени с распределениями партонов [16].

На рис. 1 и 2 показана зависимость поляризационных структурных функций дейтрона от скейлинговой переменной  $x$ .

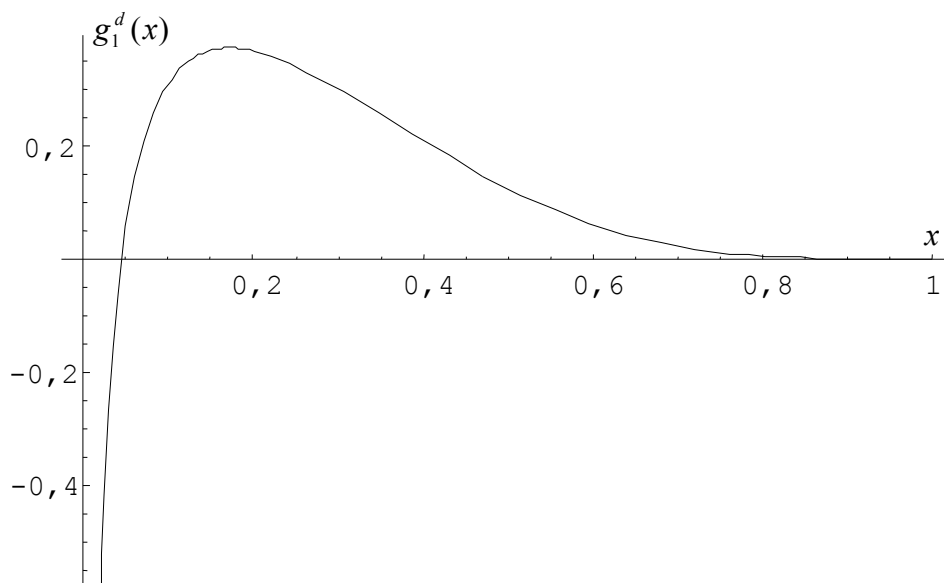


Рис. 1. Структурная функция  $g_1^d(x)$

Как видно из рис. 2, СФ  $g_6(x)$  для нейтрино и антинейтрино заметно отличаются только в области  $x \leq 0,2$ .

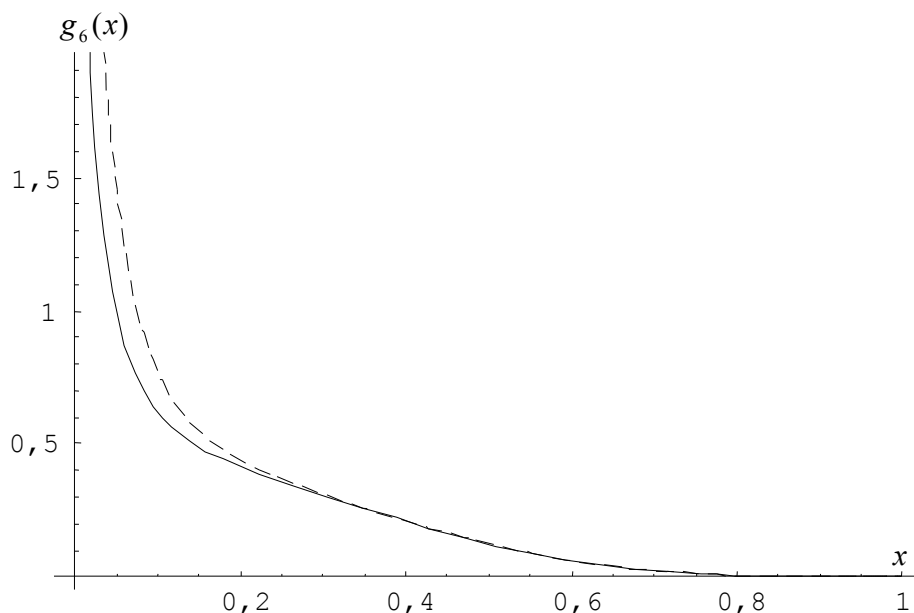


Рис. 2. Структурная функция  $g_6^{vd}(x)$  (сплошная линия) и  $g_6^{\bar{v}d}(x)$  (пунктирная линия)

Это различие можно объяснить влиянием поляризации странных кварков (см. (21)) в области малых  $x$ .

Наблюдаемая поляризационная асимметрия  $A_v^d(x, y)$  (рис. 3) при  $x$ , близких к 1, может достигать 70 % и практически не зависит от переменной  $y$ . Аналогичное поведение имеет асимметрия  $A_v^d(x, y)$ .

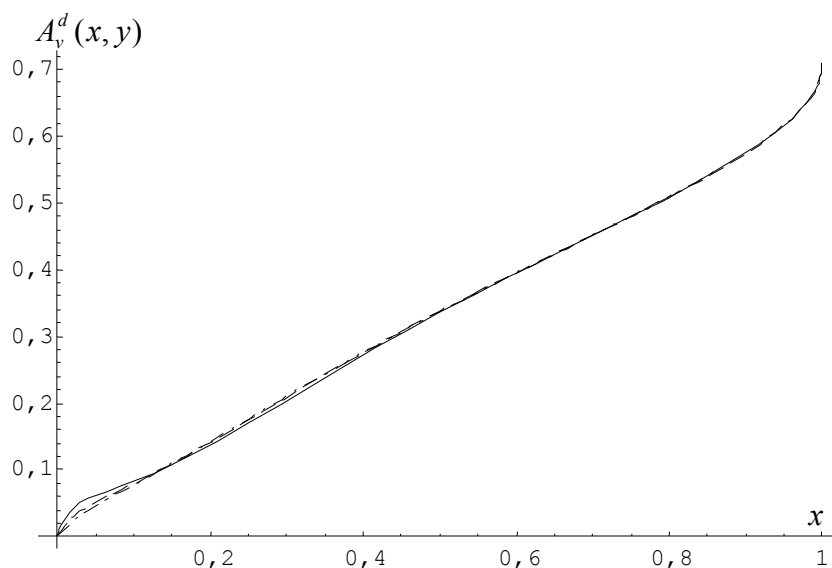


Рис. 3. Асимметрия  $A_v^d(x, y)$  при  $y = 0,1$  (сплошная линия),  $y = 0,5$  (пунктирная линия),  $y = 0,9$  (штрихпунктирная линия)



Асимметрии  $A_v^d(x)$  и  $A_{\bar{v}}^d(x)$  (рис. 4) близки по абсолютной величине и имеют противоположный характер поведения. Порядок их величины соответствует  $A_{v,\bar{v}}^d(x)$ .

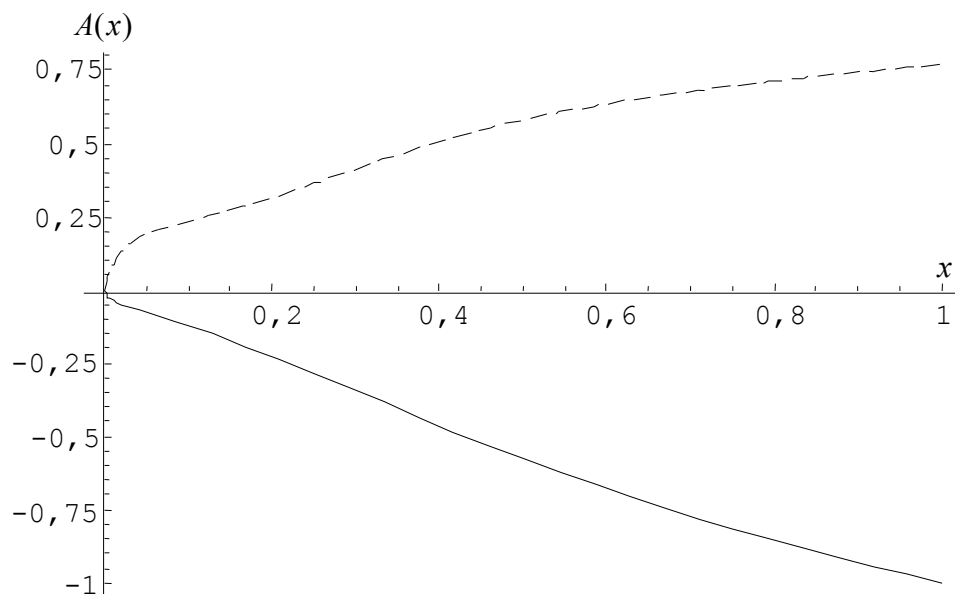


Рис. 4. Асимметрии  $A_v^d(x)$  (сплошная линия) и  $A_{\bar{v}}^d(x)$  (пунктирная линия)

### 5. Выводы

Сформулируем основные результаты, полученные в работе.

Предложен новый способ извлечения СФ  $g_1, g_6$  из наблюдаемых асимметрий  $A(x, y)$  и  $A(x)$  процессов (1), не зависящий от типа мишени.

Определены вклады кварковых ароматов, антикварков, валентных кварков и полный вклад в спин нуклона с помощью моментов СФ  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_6$  процессов  $\nu(\bar{\nu})p$ -ГНР. Для получения вкладов кварков и антикварков по ароматам необходима дополнительная измеряемая величина, например,  $a_3$ . В то же время вклады валентных кварков  $\Delta u_V, \Delta d_V, \Delta q_V$  и полный кварковый вклад  $\Delta\Sigma$  выражаются только через моменты  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_6$  СФ процессов (1).

Получены вклады отдельных кварковых ароматов ( $u, d, s$ ) и валентных кварков  $\Delta q_V$  для случая дейтронной мишени.

Выполнены численные расчеты СФ  $g_1, g_6$  асимметрий  $A(x, y), A(x)$  процессов  $\nu(\bar{\nu})d$ -ГНР. Установлено, что СФ  $g_6(x)$  для нейтрино и антинейтрино заметно отличаются в области  $x \leq 0,2$ . Возможной причиной является влияние поляризации странных кварков в области малых  $x$ . Асимметрии  $A_v(x, y)$  и  $A_{\bar{v}}(x, y)$  практически не зависят от  $y$  во всей области переменной  $x$ . В области  $x$ , близких к 1, они могут достигать величины 70 %. Асимметрии  $A_v^d(x)$  и  $A_{\bar{v}}^d(x)$  имеют противоположный характер поведения и по абсолютной величине близки к  $A_{v,\bar{v}}^d(x, y)$ .

**Литература**

1. Ashman J. et al. (EMC). Nucl.Phys. 1989. V. B328. p.1.
2. Adeva B. et al (SMC) Phys. Rev. 1998. V. D58. p.112001.
3. Anthony P.L. et al. (E-142 collaboration) Phys. Rev. 1996. V. D54, p.6620.
4. Abe K. et al. (E-143 collaboration) Phys.Rev.1998. V. D58. p.112003.
5. Abe K. et al. (E-143) Phys.Rev.Lett. 1997. V. 79. p.26.
6. Anthony P.L. et al. (E-155 collaboration) Phys. Lett. 1999. V. B463, p.339.
7. Anthony P.L. et al. (E-155) Phys. Lett. 2000. V. B493, p.19.
8. Ackerstaff K. et al. (HERMES collaboration) Phys. Lett. 1997. V. B404, p.383.
9. Airapetian A. et al. (HERMES) Phys. Lett. 1998. V. B442, p.484.
10. Jackson H.E. Int.J.Mod. Phys. 2002. V. A17. p.3551.
11. Beckman M. hep-ex/0210049. 2002. 6 p.
12. Forte S., Mandano M.L., Ridolfi G. hep-ph/0101192. 2001. 35 p.
13. Кужир, П.П. Глубоконеупругое рассеяние (анти)нейтрино на поляризованных нуклонах /П.П. Кужир, С.И. Тимошин, Н.М. Шумейко //Ядерная физика. – 1995. – Т. 58, № 3. – С. 507.
14. Тимошин, С.И. Глубоконеупругое рассеяние с заряженным током и спин протона /С.И. Тимошин //Ядерная физика. – 1998. – Т. 61, № 1. – С. 119.
15. Тимошин, С.И. Исследование спина нуклона в нейтринных процессах /С.И. Тимошин //Ядерная физика. – 2003. – Т. 66, № 2. – С. 327.
16. Bartelski J., Tatur S. Acta Phys.pol. 1996. V.B27. p.911.

*Получено 19.11.2004 г.*