

УДК 539.172

Н. В. МАКСИМЕНКО¹, Е. С. ТИМОШИН¹, С. И. ТИМОШИН²

СПИНОВАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА В НЕЙТРИННЫХ ПРОЦЕССАХ

¹Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины,

²Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого

(Поступила в редакцию 31.05.2006)

Введение. После проведения эксперимента [1] начался новый этап в исследовании спина нуклона. 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 противоречило представлениям кварк-партоновой модели (КПМ), согласно которой $\Delta\Sigma = 1$, $\Delta s = 0$.

В последующих экспериментах [2–8] по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) поляризованных электронов и мюонов на поляризованных мишенях получен набор данных для структурной функции (СФ) g_1 и асимметрии A_1 протона, нейтрона и дейтрона. Эти данные 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 эксперименте COMPASS [9] A_1^d и g_1^d измерены в области малых x . Данные для A_1^d согласуются с другими экспериментами, улучшены данные для g_1^d в области $0,004 < x < 0,03$. Здесь g_1^d сравнима с нулем, а не отрицательна, как показывает эксперимент SMC [3].

В полуинклюзивных экспериментах HERMES [10–11] измерена поляризация антикварков $\Delta\bar{u}$, $\Delta\bar{d}$ и $\Delta\bar{s}$. В отличие от результатов, основанных на инклюзивных данных [2–8], 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 [10]. Это подтверждается и последними измерениями HERMES [11]. Поскольку вклад кварков и антикварков в спин нуклона относительно мал, то важное значение имеет измерение поляризации глюонов. Такие измерения проводятся в экспериментах HERMES и COMPASS. Результаты последнего показывают [12], что величина $\Delta G/G$ является малой (фактически сравнима с нулем) и меньше, чем величина, полученная HERMES. В такой ситуации необходимы дальнейшие измерения различных вкладов в спин нуклона, в том числе поляризаций кварков моря и глюонов. 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 [13], необходимые для нейтринных экспериментов на поляризованных мишенях. Нейтринные реакции имеют ряд преимуществ: естественная поляризация нейтрино, возможность определять отдельно вклады кварков и антикварков каждого аромата; набор поляризационных СФ больше, чем для ГНР за-

ряженных лептонов на нуклонах с электромагнитным током из-за несохранения четности в слабых взаимодействиях.

В работах [14–16] представлены 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 [15, 16], способ извлечения поляризационных СФ из измеряемых асимметрий. Это позволяет проводить анализ спиновой структуры нуклона на основе первых моментов СФ для различных поляризованных мишеней, а не только дейтронной [15, 16].

Определение структурных функций из наблюдаемых асимметрий. Дифференциальные сечения низшего порядка процессов ГНР (анти)нейтрино на продольно поляризованной мишени

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

получены в виде

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

Здесь $\sigma \equiv d^2\sigma/dx dy$; x и y – обычные скейлинговые переменные, $F_{1,2,3}$ и $g_{1,6}$ – усредненные по спину и поляризационные СФ соответственно; $y^\pm = 1 \pm y_1^2$, $y_1 = 1 - y$, 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 спина 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 [15] 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 схема применима только для дейтронной (d) мишени. Здесь 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 $d\sigma_{\nu,\bar{\nu}}/dx$:

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

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

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

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

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

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

Асимметрии $A_{v,\bar{v}}(x,y)$ и $A_{v,\bar{v}}(x)$ не являются единственно возможным набором наблюдаемых величин для извлечения СФ. Для этой цели вместо $A_{v,\bar{v}}(x)$ можно использовать асимметрии

$$A_{e^-,e^+}(x,y) = \frac{y_1^+ g_6^{e^-,e^+}(x) \pm y_1^- g_1^{e^-,e^+}(x)}{y_1^+ F_1^{e^-,e^+}(x) \pm \frac{y_1^-}{2} F_3^{e^-,e^+}(x)} \quad (9)$$

процессов с заряженным слабым током

$$e^-(e^+) + N \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + X, \quad (10)$$

которые являются обратными к процессам (1). СФ процессов (1) и (10) связаны соотношениями

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

С их учетом из (4) и (9) получаем выражения для $g_1^{v,\bar{v}}(x)$ и $g_6^{v,\bar{v}}(x)$:

$$g_1^{v,\bar{v}}(x) = \pm \frac{1}{4y_1^-} \left[A_{v,\bar{v}}(x,y) (2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \pm y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x)) - A_{e^+,e^-}(x,y) (2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \mp y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x)) \right], \quad (11)$$

$$g_6^{v,\bar{v}}(x) = \frac{1}{4y_1^+} \left[A_{e^+,e^-}(x,y) (2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \mp y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x)) + A_{v,\bar{v}}(x,y) (2y_1^+ F_1^{v,\bar{v}}(x) \pm y_1^- F_3^{v,\bar{v}}(x)) \right]. \quad (12)$$

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

Формулы (7), (8), (11) и (12) для СФ g_1 и g_6 получены в рамках КПМ, в которой взаимодействия партонов 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.

Спиновая структура нуклона. Протонная мишень. Для структурных функций $g_{1,6}^{v,\bar{v}}$ процессов (1) в КПМ получены выражения

$$g_1^{v,\bar{v}}(x) = \sum_q \Delta q(x) + \sum_q \Delta \bar{q}(x), \quad (13)$$

$$g_6^{v,\bar{v}}(x) = \sum_q \Delta q(x) - \sum_q \Delta \bar{q}(x), \quad (14)$$

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 $\bar{q} = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$.

В пренебрежении вкладами тяжелых кварков (c, b, t) первые моменты СФ (13), (14) для протона равны

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

где

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

Комбинируя соотношения (15), имеем

$$\Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p} = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) + (\Delta s + \Delta \bar{s}) \quad (16)$$

и

$$\Gamma_6^{vp} - \Gamma_6^{\bar{v}p} = -(\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) + (\Delta s + \Delta \bar{s}). \quad (17)$$

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

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}), \quad (18)$$

где F, D – параметры β – распада гиперона.

Тогда из (16)–(18) получаем выражения для вкладов каждого кваркового аромата

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p} - \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p}),$$

$$\Delta d + \Delta \bar{d} = \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p} - \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p}) - a_3, \quad (19)$$

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \Gamma_6^{vp} - \Gamma_6^{\bar{v}p} + a_3.$$

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

$$\Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p} = \Delta u_V + \Delta d_V = \Delta q_V, \quad \Gamma_1^{vp} - \Gamma_1^{\bar{v}p} = -\Delta u_V + \Delta d_V,$$

где $\Delta u_V = \Delta u - \Delta \bar{u}$, $\Delta d_V = \Delta d - \Delta \bar{d}$ есть величины поляризаций валентных u - и d -кварков, а Δq_V – их суммарный вклад.

Следовательно,

$$\Delta u_V = \frac{1}{2}(\Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p} - \Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p}),$$

$$\Delta d_V = \frac{1}{2}(\Gamma_1^{vp} - \Gamma_1^{\bar{v}p} + \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p}).$$

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

$$\Delta \Sigma = \Gamma_1^{vp} + \Gamma_1^{\bar{v}p},$$

что непосредственно следует из (16).

Для изучения спиновой структуры нуклона важным является знание вкладов антикварков по ароматам. Из (15) 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 (19): $2\Delta\bar{s} = \Gamma_6^{vp} + \Gamma_6^{\bar{v}p} + a_3$. Из этих соотношений находим вклады антикварков в нуклонный спин

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

Таким образом, предложен способ определения кварковых вкладов в спин нуклона с помощью первых моментов СФ Γ_1 и Γ_6 процессов $v(\bar{v})p$ -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 первые моменты структурных функций протона процессов (1).

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

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

в КПМ имеют вид

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

$$g_6^{vd, \bar{v}d}(x) = \frac{\Delta u_V(x) + \Delta d_V(x) + (\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x)) \pm (\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x))}{2} (1 - 1,5\omega), \quad (21)$$

где $\omega \approx 0,05$ – вероятность D -состояния в волновой функции дейтрона. Тогда из (20) получаем соотношение, связывающее вклады кварковых ароматов в спин нуклона с первым моментом $\Gamma_1^{vd} = \Gamma_1^{\bar{v}d} \equiv \Gamma_1^d$:

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

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

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

Первые моменты СФ $g_6^{v(\bar{v})d}(x)$ определяют вклады валентных (Δq_V) и странных ($\Delta s + \Delta\bar{s}$) кварков в нуклонный спин:

$$\begin{aligned} \Delta q_V &= \Delta u_V + \Delta d_V = \frac{\Gamma_6^{vd} + \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1 - 1,5\omega}, \\ \Delta s + \Delta\bar{s} &= \frac{\Gamma_6^{vd} - \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1 - 1,5\omega}. \end{aligned} \quad (24)$$

Наконец, с помощью соотношений (18), (22) и (23) получаем вклады $\Delta u + \Delta \bar{u}$, $\Delta d + \Delta \bar{d}$:

$$\Delta u + \Delta \bar{u} = \frac{1}{2} \left(\frac{2\Gamma_1^d - \Gamma_6^{vd} + \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1 - 1,5\omega} + a_3 \right),$$

$$\Delta d + \Delta \bar{d} = \frac{1}{2} \left(\frac{2\Gamma_1^d - \Gamma_6^{vd} + \Gamma_6^{\bar{v}d}}{1 - 1,5\omega} - a_3 \right).$$

Заключение. Сформулируем основные результаты, полученные в работе.

1. Предложен новый способ извлечения СФ g_1 , g_6 из наблюдаемых асимметрий, не зависящий от типа мишени.

2. Определены вклады кварковых ароматов, антикварков, валентных кварков и полный вклад в спин нуклона с помощью первых моментов СФ Γ_1 и Γ_6 процессов $v(\bar{v})p$ -ГНР. Для получения вкладов кварков и антикварков по ароматам необходима дополнительная измеряемая величина, например, a_3 . В то же время вклады валентных кварков Δu_v , Δd_v , Δq_v и полный кварковый вклад $\Delta\Sigma$ выражаются только через первые моменты Γ_1 и Γ_6 СФ процессов (1).

3. Получены вклады отдельных кварковых ароматов (u, d, s), валентных кварков и полный кварковый вклад $\Delta\Sigma$ для случая дейтронной мишени. Для определения $\Delta s + \Delta \bar{s}$, Δq_v и $\Delta\Sigma$ достаточно данных только нейтринных процессов.

Литература

1. Ashman J. et al. // Nuclear Physics B. 1989. Vol. 328, N 1. P. 1-35.
2. Adams D. et al. // Physics Letters B. 1994. Vol. 329. P. 399-406.
3. Adams D. et al. // Physics Letters B. 1995. Vol. 357. P. 248-254.
4. Anthony R. L. et al. // Physics Review Letters. 1993. Vol. 71. P. 959-962.
5. Abe K. et al. // Physics Review Letters. 1995. Vol. 74, N 3. P. 346-350.
6. Abe K. et al. // Physics Review Letters. 1995. Vol. 75, N 1. P. 25-28.
7. Abe K. et al. // Physics Letters B. 1997. Vol. 405. P. 180-190.
8. Ackerstaff K. et al. Measurement of the neutron spin structure function g_1^n with a polarized ^3He internal target. Hamburg, 1997. 6 p. (Preprint/DESY97-085).
9. Ageev E. S. et al. Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region. Geneva, 2005. 10 p. (Preprint/CERN-PH-EP/2005-001).
10. Beckman M. Recent results on the helicity structure of nucleon from HERMES / M. Beckman. HERMES Collaboration, 2002. 6p. (hep-ex/0210049).
11. Jackson H. E. Measurement of Δs in the nucleon at HERMES from semi-inclusive DIS / H. E. Jackson. HERMES Collaboration, 2006. 4 p. (hep-ex/0601006).
12. Mallot G. K. The QCD spin structure of nucleons. Geneva, 2005. 10 p. (hep-ex/0501044).
13. Forte S. et al. // Nuclear Physics B. 2001. Vol. 602. P. 585-621.
14. Кужир П. П. и др. // Ядерная физика. 1995. Т. 58, № 3. С. 505-515.
15. Тимошин С. И. // Ядерная физика. 1998. Т. 61, № 1. С. 119-124.
16. Тимошин С. И. // Ядерная физика. 2003. Т. 66, № 2. С. 327-331.

N. V. MAKSIMENKO, E. S. TIMOSHIN, S. I. TIMOSHIN

SPIN STRUCTURE OF NUCLEON IN THE NEUTRINO PROCESSES

Summary

Quark contributions to the nucleon spin have been determined with help of the first moment of the structure functions of deep inelastic scattering of neutrino (antineutrino) on polarized protons and deuterons. A new method of extracting polarized structure functions from the observable asymmetries of the processes by charged weak current is proposed.