

Е.С. Тимошин, С.И. Тимошин

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

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ ЛЕПТОН-НУКЛОННОЕ РАССЕЯНИЕ С НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКОМ ПРИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОДНОЙ И ДВУХ НАЧАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Эксперименты последних двух десятилетий показывают, что спин кварков и антикварков составляет только $\sim 30\%$ нуклонного спина.

Недавние результаты экспериментов на RHIC указывают, что вклад глюонного спина в достигнутой кинематической области является ненулевым [1–3], но еще недостаточным для объяснения недостающих 70%. Неопределенность в области малых x еще существенна и необходимо улучшать измерения. С большими неопределенностями измерена в настоящее время и поляризация кварков моря, в том числе странных кварков, из-за ограниченности кинематической области. Поэтому дальнейший прогресс в изучении спиновой структуры нуклона связан с продвижением в область малых x . Это будет возможно в экспериментах на электрон-ионном коллайдере (EIC) [4–6], благодаря достижению области x до $\sim 10^{-4}$.

В настоящей работе кварковые вклады в спин нуклона рассматриваются в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) (не)поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах с нейтральным током.

$$l + N \rightarrow l + X, \quad (1)$$

$$l + N \rightarrow l + X. \quad (2)$$

В работе [7] получены вклады кварковых ароматов $(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})$ и $(\Delta s + \Delta \bar{s})$ в рамках процесса (1) с применением измеряемых величин – аксиальных зарядов a_3 и a_8 .

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

$$a_8 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}).$$

Использование октетного аксиального заряда a_8 в качестве дополнительной измеряемой величины нежелательно из-за больших неопределенностей в его определении [8]. Поэтому здесь предлагается для исключения a_8 применить совместный анализ наблюдаемых величин в процессах (1) и (2) с нейтральным током.

Первый момент структурной функции (СФ) g_1 для процесса (1) с неполяризованным лептоном и продольно поляризованным протоном получен [7] в виде:

$$\Gamma_{1s}^p = -a_u^s (\Delta u + \Delta \bar{u}) + a_d^s (\Delta d + \Delta \bar{d}) + a_s^s (\Delta s + \Delta \bar{s}), \quad (3)$$

где

$$a_u^s = \frac{2}{3} g_A \eta_{\gamma Z}^s g_{V,u} - g_V g_A \eta_Z^s (g_{V,u}^2 + g_{A,u}^2),$$

$$a_d^s = \frac{1}{3} g_A \eta_{\gamma Z}^s g_{V,d} - g_V g_A \eta_Z^s (g_{V,d}^2 + g_{A,d}^2),$$

$$a_s^s = \frac{1}{3} g_A \eta_{\gamma Z}^s g_{V,s} - g_V g_A \eta_Z^s (g_{V,s}^2 + g_{A,s}^2),$$

$$\eta_{\gamma Z}^s = \frac{G m_Z^2}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{Q^2}{Q^2 + m_Z^2}, \quad \eta_Z^s = (\eta_{\gamma Z}^s)^2.$$

$$g_{V,u} = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W, \quad g_{A,u} = \frac{1}{2}, \quad g_{V(d,s)} = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W, \quad g_{A(d,s)} = -\frac{1}{2}.$$

G – константа Ферми, m_Z – масса Z -бозона; $g_V = \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$, $g_A = -\frac{1}{2}$ – векторная и аксиально-векторная константы связи.

Первый момент Γ_1^p СФ g_1^p для процесса (2) с поляризованными лептоном и нуклоном получен в [9].

$$\Gamma_1^p = a_u (\Delta u + \Delta \bar{u}) + a_d (\Delta d + \Delta \bar{d}) + a_s (\Delta s + \Delta \bar{s}), \quad (4)$$

где a_u , a_d , a_s определены в [9].

Для определения кварковых вкладов $(\Delta q + \Delta \bar{q})$ из Γ_1^p (4) и Γ_{1s}^p (3) достаточно привлечь только изовекторный аксиальный заряд a_3 . Тогда для вкладов кварковых ароматов (u, d, s) в нуклонный спин на основе измеряемых величин процессов с нейтральным током (1) и (2) получаем

$$\begin{aligned}\Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{a_d^s \Gamma_1^p - a_d \Gamma_{1s}^p}{a_d a_u^s + a_u a_d^s}, \\ \Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{a_d^s \Gamma_1^p - a_d \Gamma_{1s}^p - a_3 (a_u a_d^s + a_d a_u^s)}{a_d a_u^s + a_u a_d^s}, \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= \frac{(a_u + a_d) \Gamma_{1s}^p - (a_d^s - a_u^s) \Gamma_1^p + a_3 (a_d a_u^s + a_u a_d^s)}{a_d a_u^s + a_u a_d^s}.\end{aligned}$$

Первый момент другой СФ g_6 связан с поляризацией валентных кварков. Для процессов (1) с поляризованным протоном [7]

$$\Gamma_{6s}^p = b_u^s \Delta u_V + b_d^s \Delta d_V, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned}b_u^s &= \frac{2}{3} g_V \eta_{\gamma Z}^s g_{A,u} + (g_V^2 + g_A^2) \eta_Z^s g_{V,u} g_{A,u}, \\ b_d^s &= -\frac{1}{3} g_V \eta_{\gamma Z}^s g_{A,d} + (g_V^2 + g_A^2) \eta_Z^s g_{V,d} g_{A,d}.\end{aligned}$$

Для $\vec{l}\vec{p}$ -ГНР (2) Γ_6^p [9] есть

$$\Gamma_6^p = b_u \Delta u_V + b_d \Delta d_V,$$

где b_u, b_d определены в работе [9].

Совместное применение первых моментов Γ_{6s}^p и Γ_6^p для $l\vec{p}$ - и $\vec{l}\vec{p}$ -ГНР с нейтральным током дает возможность извлекать вклады валентных кварков

$$\begin{aligned}\Delta u_V &= \frac{b_d \Gamma_{6s}^p - b_d^s \Gamma_6^p}{b_u^s b_d - b_u b_d^s}, \\ \Delta d_V &= \frac{b_u^s \Gamma_6^p - b_u \Gamma_{6s}^p}{b_u^s b_d - b_u b_d^s}.\end{aligned}$$

На коллайдере EIC будут проводиться эксперименты с поляризованными пучками ${}^3\text{He}$ и дейтронов. Поэтому рассмотрим ГНР на поляризованных нейтронах и дейтронах.

Первые моменты СФ в процессах ГНР (1) и (2), если $N = n$, равны соответственно:

$$\begin{aligned}\Gamma_{1s}^n &= a_d^s(\Delta u + \Delta \bar{u}) - a_u^s(\Delta d + \Delta \bar{d}) + a_s^s(\Delta s + \Delta \bar{s}), \\ \Gamma_{6s}^n &= b_d^s \Delta u_V + b_u^s \Delta d_V\end{aligned}\quad (6)$$

и

$$\begin{aligned}\Gamma_1^n &= a_d(\Delta u + \Delta \bar{u}) + a_u(\Delta d + \Delta \bar{d}) + a_s(\Delta s + \Delta \bar{s}), \\ \Gamma_6^n &= b_d \Delta u_V + b_u \Delta d_V.\end{aligned}$$

Применяя (6) с первыми моментами Γ_1^n , Γ_6^n $\vec{l}\vec{n}$ -ГНР и a_3 , получим выражения для поляризации кварков и антикварков:

$$\begin{aligned}\Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{a_d^s \Gamma_1^n - a_d \Gamma_{1s}^n}{a_d^s a_u + a_d a_u^s} + a_3, \\ \Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{a_d^s \Gamma_1^n - a_d \Gamma_1^n}{a_d^s a_u + a_d a_u^s}, \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= \frac{(a_u + a_d) \Gamma_{1s}^n + (a_u^s - a_d^s) \Gamma_1^n}{a_d^s a_u + a_d a_u^s} - a_3\end{aligned}$$

и валентных кварков:

$$\begin{aligned}\Delta u_V &= \frac{b_u^s \Gamma_6^n - b_u \Gamma_{6s}^n}{b_d b_u^s - b_u b_d^s}, \\ \Delta d_V &= \frac{b_d \Gamma_{6s}^n - b_d^s \Gamma_6^n}{b_d b_u^s - b_u b_d^s}.\end{aligned}$$

Первые моменты СФ дейтрона определим следующим образом:

$$\Gamma_{1,6}^d = \frac{\Gamma_{1,6}^p + \Gamma_{1,6}^n}{2} \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right), \quad (7)$$

где $\omega=0,05$ – вероятности D-состояния в волновой функции дейтрона. Для первых моментов (7) в случае $\vec{l}\vec{d}$ -ГНР и $l\vec{d}$ -ГНР получаем соответственно

$$\begin{aligned}\Gamma_1^d &= \frac{(a_u + a_d)(\Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d}) + 2a_s(\Delta s + \Delta \bar{s})}{2} \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right), \\ \Gamma_6^d &= \frac{(b_u + b_d)(\Delta u_V + \Delta d_V)}{2} \left(1 - \frac{3}{2} \omega\right).\end{aligned}\quad (8)$$

и

$$\begin{aligned}\Gamma_{1s}^d &= \frac{(a_d^s - a_u^s)(\Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d}) + 2a_s^s(\Delta s + \Delta \bar{s})}{2} \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right), \\ \Gamma_{6s}^d &= \frac{(b_u^s + b_d^s)(\Delta u_V + \Delta d_V)}{2} \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right).\end{aligned}\quad (9)$$

Видно, что вклады кварковых ароматов (u, d, s) в нуклонный спин связаны с моментами Γ_1^d и Γ_{1s}^d . Поэтому из (8), (9) и a_3 получаем

$$\begin{aligned}\Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{a_d^s \Gamma_1^d - a_d \Gamma_{1s}^d}{(a_u a_d^s + a_d a_u^s) \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right)} + \frac{a_3}{2}, \\ \Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{a_d^s \Gamma_1^d - a_d \Gamma_{1s}^d}{(a_u a_d^s + a_d a_u^s) \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right)} - \frac{a_3}{2}, \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= \frac{(a_u + a_d) \Gamma_{1s}^d - (a_d^s - a_u^s) \Gamma_1^d}{(a_u a_d^s + a_d a_u^s) \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right)}.\end{aligned}$$

Важно отметить, что выражение для поляризации странного моря ($\Delta s + \Delta \bar{s}$) не зависит от a_3 , а только от моментов Γ_1^d , Γ_{1s}^d , измеряемых в экспериментах ld -ГНР с нейтральным током. Первые моменты Γ_6^d , Γ_{6s}^d определяют суммарный вклад валентных кварков

$$\Delta q_V = \Delta u_V + \Delta d_V = \frac{2\Gamma_6^d}{(b_u + b_d) \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right)}$$

или

$$\Delta q_V = \frac{2\Gamma_{6s}^d}{(b_u^s + b_d^s) \left(1 - \frac{3}{2}\omega\right)}.$$

Последний имеет преимущество в экспериментальном аспекте, поскольку поляризовать необходимо только дейтронный пучок.

Таким образом, выполнен совместный анализ первых моментов Γ_1 , Γ_6 поляризационных СФ g_1 , g_6 в ГНР неполяризованных и поляризованных лептонов на продольно поляризованных протонах, нейтронах и дейтронах с нейтральным током. Получены выражения для вкладов кварковых ароматов (u, d, s) и валентных кварков в нуклонный спин.

Література

1. De Florian, D. Evidence for polarization of gluons in the proton / D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, W. Vogelsang // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – Vol. 113. – № 1. – P. 012001.
2. Guragain, H. Recent results from PHENIX on double helicity asymmetry (A_{LL}) measurement at $\sqrt{s}=510\text{GeV}$ / H. Guragain // *PoS DIS 2015.* – 2015. – P.199.
3. Chang, Z. Gluon Polarization in Longitudinally Polarized pp Collision at STAR / Z. Chang. – 2015. – 6 p. – (ArXiv:1512.05400 [hep-ex]).
4. Gluons and the quark sea of high energies: distributions, polarization, tomography / D. Boer [et al.]. – ArXiv:1108.1713 [nucl-th]. – 2011. – 547 p.
5. Electron-Ion Collider: The Next QCD Frontier – Understanding the glue that binds us all / A. Accardi [et al.]. – ArXiv:1212.1701[nucl-ex]. – 2012. – 146 p.
6. Aschenauer, E.C. Unveiling the Proton Spin Decomposition at a Future Electron-Ion Collider / E.C. Aschenauer, R. Sassot, M. Stratmann // *Phys. Rev.* – 2015. – Vol. D92. – № 9. – P. 094030.
7. Timoshin, E.S. The nucleon spin in deep inelastic lepton-nucleon scattering with neutral current / E.S. Timoshin, S.I. Timoshin // *Nonlinear Dynamics and Applications.* – 2011. – Vol. 18. – P. 236–238.
8. Nacera, E.R. Achievements and open issues in the determination of polarized parton distribution functions / E.R. Nacera. – 2015. – 8 p. – ArXiv:1503.03518[hep-ph].
9. Максименко, Н.В. Спиновая структура нуклона в теории электрослабого взаимодействия / Н.В. Максименко, Е.С. Тимошин // *Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук.* – 2009. – № 1. – С.59–63.