

Е.С. Тимошин, С.И. Тимошин

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

**КВАРКОВЫЕ ВКЛАДЫ В СПИН НУКЛОНА ИЗ СОВМЕЩНОГО
АНАЛИЗА ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО ЛЕПТОН-НУКЛОННОГО
РАССЕЯНИЯ С ЗАРЯЖЕННЫМ И НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКАМИ**

Понимание как спин нуклона строится из спинов кварков, глюонов и их орбитальных угловых моментов является одной из актуальных проблем физики частиц. По правилу сумм Джаффе-Манохара спин протона может быть разложен по вкладам кварков и антикварков ($\Delta\Sigma$), глюонов (ΔG) и их угловых моментов (L_q, L_g): $\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Sigma + \Delta G + L_q + L_g$. Кварки и антикварки несут не более 1/3 спина нуклона [1–5]. Недавние измерения RHIC [6–9] показывают, что поляризация глюонов составляет 20–30%. Данные по поляризации кварков моря

имеют неоднозначный характер. Эксперименты HERMES и COMPASS показывают, что поляризация странных кварков Δs является малой, как и поляризация легкого кваркового моря $\Delta\bar{u}, \Delta\bar{d}$ [3–5, 10].

Дальнейшие исследования спиновой структуры нуклона планируются как на действующих установках COMPASS, JLab, RHIC, так и в экспериментах на будущем электрон-ионном коллайдере (EIC) [9, 11, 12]. Эксперименты на EIC будут значительно увеличивать кинематический охват по x и Q^2 до $x \leq 10^{-4}$ [9]. Это будет обеспечивать точную информацию о $\Delta G(x)$ и $\Delta q(x)$ по ароматам [11, 12].

В настоящей работе рассматриваются способы получения кварковых вкладов в спин нуклона в ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах с заряженным и нейтральным токами применительно к экспериментам на коллайдерах.

Процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах с заряженным и нейтральным токами

$$\vec{l} + \vec{N} \rightarrow \nu + X, \tag{1}$$

$$\vec{l} + \vec{N} \rightarrow l + X, \quad l = e, \mu \tag{2}$$

в борновском приближении описываются диаграммами на рисунке 1.

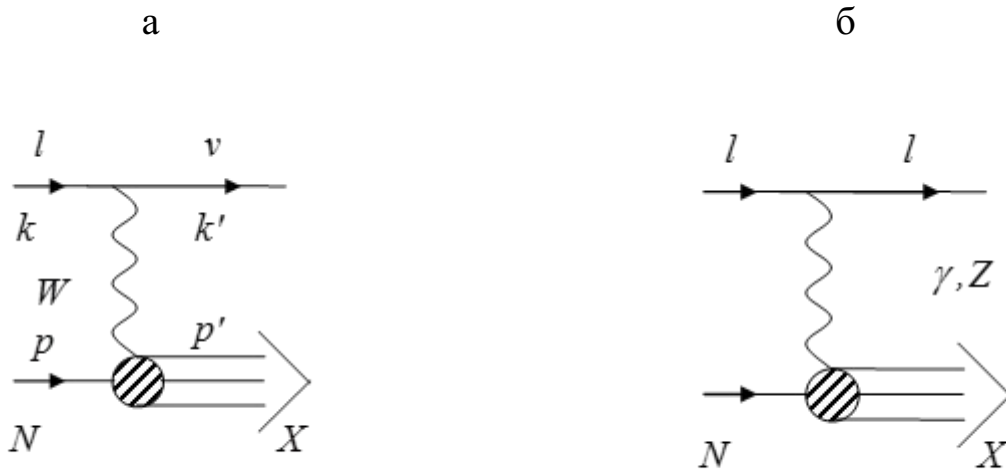


Рисунок 1 – Процессы lN -ГНР с заряженным (а) и нейтральным (б) токами в борновском приближении

Информация о спине нуклона содержится в поляризационных структурных функциях (СФ) нуклона $g_1^{l^-, l^+}(x, Q^2)$, $g_6^{l^-, l^+}(x, Q^2)$ и $g_1(x, Q^2)$, $g_6(x, Q^2)$

процессов (1) и (2) соответственно, где $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$, $Q^2 = -q^2 = (k - k')^2$.

В свою очередь эти СФ извлекаются из измеряемых поляризационных асимметрий [13, 14]. Вклады кварков и антикварков в нуклонный спин связаны с первыми моментами поляризованных СФ g_1 , g_6

$$\Gamma_{1,6}(Q^2) = \int_0^1 g_{1,6}(x, Q^2) dx.$$

В случае рассеяния на протонах ($N=p$) Γ_1 и Γ_6 для процессов ГНР с заряженным током (1) равны

$$\begin{aligned} \Gamma_1^{l^- p} &= \Delta u + \Delta \bar{d} + \Delta \bar{s}, & \Gamma_1^{l^+ p} &= \Delta d + \Delta s + \Delta \bar{u}, \\ \Gamma_6^{l^- p} &= \Delta u - \Delta \bar{d} - \Delta \bar{s}, & \Gamma_6^{l^+ p} &= \Delta d + \Delta s - \Delta \bar{u}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\Delta q(Q^2) (\Delta \bar{q}(Q^2)) = \int_0^1 \Delta q(x, Q^2) (\Delta \bar{q}(x, Q^2)) dx$ – вклад кварка q (антикварка \bar{q}) в спин нуклона.

Для ГНР с нейтральным током (2) первые моменты $\Gamma_{1,6}$ протона получены в виде [14]

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

$$\Gamma_6^p = b_u \Delta u_V + b_d \Delta d_V. \quad (5)$$

Здесь

$$a_u = \frac{2}{9} + \frac{2}{3} \eta_{\gamma, Z} g_{V,u} + \frac{1}{2} \eta_Z (g_V^2 + g_A^2)_u, \quad a_{d,s} = \frac{1}{18} - \frac{1}{3} \eta_{\gamma, Z} g_{V(d,s)} + \frac{1}{2} \eta_Z (g_V^2 + g_A^2)_{d,s},$$

$$b_u = \frac{2}{3} \eta_{\gamma, Z} g_{A,u} + \eta_Z (g_V g_A)_u, \quad b_d = -\frac{1}{3} \eta_{\gamma, Z} g_{A,d} + \eta_Z (g_V g_A)_d,$$

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

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

Для определения вкладов отдельных кварковых ароматов (u, d, s) из (4) понадобится ещё, по меньшей мере, два соотношения, содержащих измеряемые

величины.

Измеряемые асимметрии IN -ГНР с заряженным током выражаются через две независимые поляризационные СФ g_1 и g_6 следующим образом:

$$A_{l^-,l^+}(x,Q^2) = \frac{y^+ g_6^{l^-,l^+}(x,Q^2) \pm y^- g_1^{l^-,l^+}(x,Q^2)}{y^+ F_1^{l^-,l^+}(x,Q^2) \pm \frac{y^-}{2} F_3^{l^-,l^+}(x,Q^2)}, \quad (6)$$

где $y^\pm = 1 \pm (1-y)^2$, $y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$, $F_{1,3}(x,Q^2)$ – усредненные по спину СФ.

В области малых y ($Q^2 \leq 10^3 \text{ ГэВ}^2$) $y^- \ll y^+$ и в (6) доминирует СФ $g_6(x,Q^2)$. Поэтому

$$A_{l^-,l^+}(x,Q^2) = \frac{g_6^{l^-,l^+}(x,Q^2)}{F_1^{l^-,l^+}(x,Q^2)}, \quad (7)$$

т. е. СФ g_6 можно получить из данных для асимметрии A_{l^-,l^+} при известной СФ F_1 . Извлечение обеих СФ g_1 и g_6 является нетривиальной процедурой и для этого разработаны [13, 15] соответствующие способы. Поэтому с точки зрения доступности данных выигрывает СФ g_6 , хотя при её определении используется приближение. Однако следует отметить, что в этой кинематической области (малые y , $Q^2 \leq 10^3 \text{ ГэВ}^2$) статистика, например, в экспериментах на HERA как раз наиболее хорошая. Поэтому будем использовать первые моменты $\Gamma_6^{l^-,l^+}$. Из (3) получаем

$$\Gamma_6^{l^-,p} - \Gamma_6^{l^+,p} = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}) - (\Delta s + \Delta \bar{s}). \quad (8)$$

В анализах спиновой структуры нуклона используют измеряемую величину – аксиальный заряд a_3 ($a_3 = F+D = 1.2670 \pm 0.0035$, где F, D – константы связи β -распада гиперона), который в КПМ представляется как

$$a_3 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}). \quad (9)$$

Совместное применение Γ_1^p (4), $(\Gamma_6^{l^-,p} - \Gamma_6^{l^+,p})$ (8) и a_3 (9) позволяет определить отдельно вклады кварковых ароматов в нуклонный спин:

$$\begin{aligned}
\Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{\Gamma_1^p + a_3 a_d + a_s \left(\Gamma_6^{l^- p} - \Gamma_6^{l^+ p} - a_3 \right)}{a_u + a_d}, \\
\Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{\Gamma_1^p - a_3 a_u + a_s \left(\Gamma_6^{l^- p} - \Gamma_6^{l^+ p} - a_3 \right)}{a_u + a_d}, \\
\Delta s + \Delta \bar{s} &= a_3 - \Gamma_6^{l^- p} + \Gamma_6^{l^+ p}.
\end{aligned} \tag{10}$$

На коллайдерах EIC будут создаваться пучки поляризованных ${}^3\text{He}$. Поэтому представляет интерес получение кварковых вкладов при рассеянии на поляризованных нейтронах. В аналогичном подходе получаем для $\vec{l}\vec{n}$ -ГНР

$$\begin{aligned}
\Delta u + \Delta \bar{u} &= \frac{\Gamma_1^n + a_3 a_u + a_s \left(\Gamma_6^{l^- n} - \Gamma_6^{l^+ n} + a_3 \right)}{a_u + a_d}, \\
\Delta d + \Delta \bar{d} &= \frac{\Gamma_1^n - a_3 a_d + a_s \left(\Gamma_6^{l^- n} - \Gamma_6^{l^+ n} + a_3 \right)}{a_u + a_d}, \\
\Delta s + \Delta \bar{s} &= \Gamma_6^{l^+ n} - \Gamma_6^{l^- n} - a_3.
\end{aligned}$$

Определение поляризации валентных кварков связано с первым моментом нарушающей четность СФ g_6 (см.(5))

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

Из (3) для ГНР с заряженным током для первых моментов $\Gamma_6^{l^\mp}$ для рассеяния на протонах имеем:

$$\Gamma_6^{l^- p} + \Gamma_6^{l^+ p} = \Delta u_V + \Delta d_V.$$

Из этих двух выражений получаем:

$$\begin{aligned}
\Delta u_V &= \frac{\Gamma_6^p - b_d \left(\Gamma_6^{l^- p} - \Gamma_6^{l^+ p} \right)}{b_u - b_d}, \\
\Delta d_V &= \frac{b_u \left(\Gamma_6^{l^- p} + \Gamma_6^{l^+ p} \right) - \Gamma_6^p}{b_u - b_d}.
\end{aligned}$$

Аналогично для рассеяния на нейтронах:

$$\begin{aligned}
\Delta u_V &= \frac{\Gamma_6^n - b_u \left(\Gamma_6^{l^- n} - \Gamma_6^{l^+ n} \right)}{b_d - b_u}, \\
\Delta d_V &= \frac{b_d \left(\Gamma_6^{l^- n} - \Gamma_6^{l^+ n} \right) - \Gamma_6^n}{b_d - b_u}.
\end{aligned}$$

Таким образом, предложены способы определения вкладов кварковых

ароматов (u , d , s) и валентных кварков (Δu_V , Δd_V) с помощью первых моментов Γ_1 , Γ_6 и $\Gamma_6^{/\mp}$, измеряемых в процессах (1) и (2) соответственно.

Литература

1. Precise determination of the spin structure function g_1 of the proton, deuteron and neutron / A. Airapetian [et al.] // Phys. Rev. – 2007. – Vol. D75. – P. 012007.
2. The deuteron spin-dependent structure function g_1^d and its first moment / V.Y Alexarhin [et al.] // Phys. Lett. – 2007. – Vol. B647. – P. 8–17.
3. Quark helicity distributions from longitudinal spin asymmetries in muon-proton and muon-deuteron scattering / M.G. Alekseev [et al.] // Phys. Lett. – 2010. – Vol. B693. – P. 227–235.
4. Leader, E. Determination of polarized PDFs from a QCD analysis of inclusive and semi-inclusive Deep Inelastic Scattering data / E. Leader, A.V. Sidorov, D.B. Stamenov // Phys. Rev. – 2010. – Vol. D82. – P. 114018.
5. Arbabifar, F. QCD analysis of polarized DIS and the SIDIS asymmetry world data and light sea-quark decomposition / F. Arbabifar, A.N. Khorramian, M. Soleymaninia // Phys. Rev. – 2014. – Vol. D89. – P. 034006.
6. Bass, S.D. Gluon polarization in the proton / S.D. Bass, A. Casey, A.W. Thomas // Phys. Rev. – 2011. – Vol. C83. – P. 038202.
7. Leading order determination of the gluon polarization from DIS events with high $-P_T$ hadron pairs / C. Adolph [et al.] // Phys. Lett. – 2013. – Vol. B718. – P. 922–930.
8. Leading and Next-to-Leading Order gluon polarization in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muonproduction / C. Adolph [et al.] // Phys. Rev. – 2013. – Vol. D87. – P. 052018.
9. QCD and Hadron Physics / S.J. Brodsky [et al.]. – ArXiv:1502.05728[hep-ph]. – 2015. – 48 p.
10. Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering on the deuteron / A. Airapetian [et al.] // Phys. Lett. – 2008. – Vol. B666. – P. 446–450.
11. Aschenauer, E.C. Helicity parton distributions at a future Electron–Ion Collider: a quantitative appraisal / E.C. Aschenauer, M. Stratmann, R. Sassot // Phys. Rev. – 2012. – Vol. D86. – P. 054020.
12. Accardi, A. Nuclear physics with a medium-energy Electron–Ion Collider / A. Accardi, V. Guzey, A. Prokudin, C. Weiss // Eur. Phys. J. – 2012. – Vol. A48. – P. 92.
13. Timoshin, E.S. Polarized structure functions and asymmetries in deep inelastic neutrino scattering / E.S. Timoshin, S.I. Timoshin // Phys. Part. and

Nuclei Lett. – 2014. – Vol. 11. – № 2. – P. 86–90.

14. 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.

15. Timoshin E.S. The Polarized Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering with Charged Current at Future Colliders / E.S. Timoshin, S.I. Timoshin // Actual Problems of Microworld Physics: Proceeding of the XII-th Int. School-Seminar, Gomel, July 22 – August 2, 2013 / ed. V. Andreev [et al.]. – Dubna: JINR, 2015. – Vol. 2. – P. 107–115.