Список использованных источников

1 Шамына, А. А. Генерация второй гармоники от тонкого цилиндрического слоя. I. Аналитическое решение / А. А. Шамына, В. Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126, № 6. – С. 724–731.

2 Капшай, В. Н. Генерация второй гармоники от тонкого цилиндрического слоя. II. Анализ решения / В. Н. Капшай, А. А. Шамына // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126, № 6. – С. 732–739.

3 Шамына, А. А. Генерация второй гармоники от тонкого цилиндрического слоя. III. Условия отсутствия генерации / А. А. Шамына, В. Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126, № 6. – С. 740–747.

Е. С. Тимошин, С. И. Тимошин
г. Гомель, ГГТУ имени П.О. Сухого

КВАРКОВЫЕ ВКЛАДЫ В СПИН НУКЛОНА ИЗ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЯХ

Введение. Для решения проблемы спина нуклона важное значение имеет ароматовое разделение вкладов кварков и антикварков [1].

В настоящее время отдельно Δq и $\Delta\bar{q}$ получают из полуинклюзивного $lN-$ ГНР [2]. Однако здесь данные существенно зависят от функций фрагментации [1, 3], что вносит в них дополнительные неопределенности. Разделение Δq и $\Delta\bar{q}$ возможно в процессах ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных мишенях с заряженным током [4, 5].

Нейтринные процессы имеют ряд преимуществ: естественная поляризация нейтрино, число поляризационных СФ больше, чем для ГНР заряженных лептонов на нуклонах с электромагнитным током из-за несохранения четности в слабых взаимодействиях [4–6]. Поэтому нейтрино является удобным инструментом для изучения спиновой структуры нуклона.

Однако проведение нейтринных экспериментов с поляризованными мишенями связано с техническими трудностями, главная из которых – огромная масса мишени, необходимая для сбора нужной статистики. Светимость существующих нейтринных пучков потребует мишеней размером несколько метров, которые не могут быть поляризованы.

В то же время имеется перспектива [5, 7] получать высокофокусированные нейтринные пучки от распадов мюонов [8, 9] (нейтринные фабрики), для которых уже можно создать поляризованные мишени. В таком случае проведение нейтринных экспериментов с поляризованными мишенями представляется возможным в будущем. Это даст возможность получать новые данные по спиновой структуре нуклона, которые необходимы для проведения КХД-анализа всей совокупности поляризационных данных по аналогии с неполяризованными ГНР.

В связи с этим является актуальным изучение спиновой структуры нуклона в ГНР (анти) нейтрино на поляризованных мишенях (протонах, нейтронах, дейтронах).

В настоящей работе рассматриваются возможности получения вкладов кварков и антикварков в нуклонный спин на основе измеряемых величин (поляризационных асимметрий, первых моментов поляризационных СФ) ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных протонах, нейтронах, дейтронах с заряженным и нейтральным токами.

1. Кварковые вклады в спин нуклона из асимметрий нейтринных экспериментов на поляризованных мишенях. Дифференциальные сечения ГНР (анти) нейтрино на поляризованных дейтронах

$$\nu(\bar{\nu}) + d \longrightarrow l^-(l^+) + X \qquad (1)$$

представим в виде

$$\sigma_{\nu(\overline{\nu})d} = \sigma^{a}_{\nu(\overline{\nu})d} + P_N \sigma^{Pol}_{\nu(\overline{\nu})d} \quad (2)$$

где $\sigma^{a,\ Pol}_{\nu\,(\overline{\nu})d}$ – неполяризованная и поляризационная части сечений соответственно; $\sigma = \frac{d^2\sigma}{dx\,dy}$; x, y – скейлинговые переменные; P_N – степень поляризации дейтрона.

В ведущем порядке КХД (улучшенная кварк-партонная модель) сечения, входящие в (2) получены в следующем виде для нейтрино:

$$\sigma^{a}_{\nu d} = \frac{\sigma^{a}_{\nu p}+\sigma^{a}_{\nu n}}{2} = \sigma_0 x\left[u(x,Q^2) + d(x,Q^2) + 2s(x,Q^2) + y_1^2\left(\bar{u}(x,Q^2) + \bar{d}(x,Q^2)\right)\right], \quad (3)$$

$$\sigma^{Pol}_{\nu d} = \frac{\sigma^{Pol}_{\nu p} + \sigma^{Pol}_{\nu n}}{2}\left(1 - \frac{3}{2}\omega\right) =$$
$$= \sigma_0 x\left[\Delta u(x,Q^2) + \Delta d(x,Q^2) + 2\Delta s(x,Q^2) - y_1^2\left(\Delta\bar{u}(x,Q^2) + \Delta\bar{d}(x,Q^2)\right)\right]\left(1 - \frac{3}{2}\omega\right) \quad (3)$$

и антинейтрино:

$$\sigma^{a}_{\bar{\nu}d} = \sigma_0 x\left[y_1^2\left(u(x,Q^2) + d(x,Q^2)\right) + \bar{u}(x,Q^2) + \bar{d}(x,Q^2) + 2\bar{s}(x,Q^2)\right], \quad (5)$$

$$\sigma^{Pol}_{\bar{\nu}d} = \sigma_0 x[y_1^2\left(\Delta u(x,Q^2) + \Delta d(x,Q^2)\right) - \Delta\bar{u}(x,Q^2) -$$
$$-\Delta\bar{d}(x,Q^2) - 2\Delta\bar{s}(x,Q^2)]\left(1 - \frac{3}{2}\omega\right). \quad (6)$$

Здесь $q(\bar{q})(x,Q^2)$, $\Delta q(\Delta\bar{q})(x,Q^2)$ $(q = u,d,s)$ – функции распределения неполяризованных и поляризованных кварков (антикварков); $y_1 = 1 - y$, Q^2 – квадрат переданного импульса от нейтрино (антинейтрино) к лептону (антилептону), $\omega \simeq 0{,}05$ – вероятность D-состояния в волновой функции дейтрона; $\sigma_0 = \frac{G}{\pi}\ ME$, G – константа Ферми, E – энергия нейтрино (антинейтрино), M – масса дейтрона; “p” и “n” обозначают протон и нейтрон соответственно.

Рассмотрим поляризационные асимметрии процессов (1) следующего вида:

$$A_{\pm d} = \frac{\left(\sigma^{\downarrow\uparrow}_{\nu d} \pm \sigma^{\uparrow\uparrow}_{\bar{\nu}d}\right) - \left(\sigma^{\downarrow\downarrow}_{\nu d} \pm \sigma^{\uparrow\downarrow}_{\bar{\nu}d}\right)}{\left(\sigma^{\downarrow\uparrow}_{\nu d} \pm \sigma^{\uparrow\uparrow}_{\bar{\nu}d}\right) + \left(\sigma^{\downarrow\downarrow}_{\nu d} \pm \sigma^{\uparrow\downarrow}_{\bar{\nu}d}\right)}, \quad (7)$$

где первая стрелка соответствует спиральности нейтрино (↓) или антинейтрино (↑), вторая – направлению спина дейтрона ↑ $(P_N = 1)$ и ↓ $(P_N = -1)$.

С учетом (2) асимметрии $A_{\pm d}$ принимают вид

$$A_{\pm d} = \frac{\sigma^{Pol}_{\nu d} \pm \sigma^{Pol}_{\bar{\nu}d}}{\sigma^{a}_{\nu d} \pm \sigma^{a}_{\bar{\nu}d}}. \quad (8)$$

Подставляя в (8) сечения (2–6), получаем асимметрии в терминах партонных распределений

$$A_{+d} = \frac{(1+y_1^2)[\Delta u_V(x,Q^2) + \Delta d_V(x,Q^2)]}{(1+y_1^2)[u(x,Q^2) + \bar{u}(x,Q^2) + d(x,Q^2) + \bar{d}(x,Q^2)] + 2\left(s(x,Q^2) + \bar{s}(x,Q^2)\right)}\left(1 - \frac{3}{2}\omega\right), \quad (9)$$

$$A_{-d} = \frac{(1-y_1^2)[\Delta u(x,Q^2) + \Delta d(x,Q^2) + \Delta\bar{u}(x,Q^2) + \Delta\bar{d}(x,Q^2)] + 2\left(\Delta s(x,Q^2) + \Delta\bar{s}(x,Q^2)\right)}{(1-y_1^2)[u_V(x,Q^2) + d_V(x,Q^2)]}\left(1 - \frac{3}{2}\omega\right), \quad (10)$$

где $\Delta q_V(q_V) = \Delta q(q) - \Delta\bar{q}(\bar{q})$ – функции распределения (не)поляризованных валентных кварков.

Рассмотрим полуинклюзивное $\nu(\bar{\nu})d$– ГНР

$$\nu(\bar{\nu}) + d \ \rightarrow\ l^-(l^+) + \pi^{\pm} + X. \quad (11)$$

Дифференциальные сечения этих процессов имеют структуру, аналогичную (2), (3), (4), и для них получены следующие выражения в случае рассеяния нейтрино:

$$\sigma^{a\pi}_{\nu d} = \sigma_0 x\left[d(x,Q^2)D^{\pi}_{u}(z) + y_1^2\bar{u}(x,Q^2)D^{\pi}_{\bar{d}}(z) + u(x,Q^2)D^{\pi}_{u}(z) + y_1^2\bar{d}(x,Q^2)D^{\pi}_{\bar{d}}(z)\right],$$
$$\sigma^{Pol\,\pi}_{\nu d} = \sigma_0 x\left[\Delta d(x,Q^2)D^{\pi}_{u}(z) - y_1^2\Delta\bar{u}(x,Q^2)D^{\pi}_{\bar{d}}(z) + \Delta u(x,Q^2)D^{\pi}_{u}(z) - y_1^2\Delta\bar{d}(x,Q^2)D^{\pi}_{\bar{d}}(z)\right]\left(1 - \frac{3}{2}\omega\right), \quad (12)$$

и антинейтрино

$$\sigma_{\bar{\nu}d}^{a\pi}=\sigma_0 x\left[y_1^2 u(x,Q^2)D_d^{\pi}(z)+\bar{d}(x,Q^2)D_{\bar{u}}^{\pi}(z)+y_1^2 d(x,Q^2)D_d^{\pi}(z)+\bar{u}(x,Q^2)D_{\bar{u}}^{\pi}(z)\right],$$
$$\sigma_{\bar{\nu}d}^{Pol\,\pi}=\sigma_0 x\left[y_1^2\Delta u(x,Q^2)D_d^{\pi}(z)-\Delta\bar{d}(x,Q^2)D_{\bar{u}}^{\pi}(z)+y_1^2\Delta d(x,Q^2)D_d^{\pi}(z)-\Delta\bar{u}(x,Q^2)D_{\bar{u}}^{\pi}(z)\right]\left(1-\frac{3}{2}\omega\right). \quad (13)$$

В формулах (12), (13) $D_{q(\bar{q})}^{\pi}(z)$ – функция фрагментации кварка q (антикварка $\bar{q}$) в π-мезон.

Полуинклюзивные асимметрии $A_{\pm d}^{\pi^+-\pi^-}$ имеют структуру, аналогичную (7), (8), с заменой $\sigma \to \sigma^{\pi^+-\pi^-} = \sigma^{\pi^+} - \sigma^{\pi^-}$.

С учетом (12), (13) для них получены следующие выражения:

$$A_{+d}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u(x,Q^2)+\Delta d(x,Q^2)+\Delta\bar{u}(x,Q^2)+\Delta\bar{d}(x,Q^2)}{u_V(x,Q^2)+d_V(x,Q^2)}\left(1-\frac{3}{2}\omega\right), \quad (14)$$

$$A_{-d}^{\pi^+-\pi^-} = \frac{\Delta u_V(x,Q^2)+\Delta d_V(x,Q^2)}{u(x,Q^2)+\bar{u}(x,Q^2)+d(x,Q^2)+\bar{d}(x,Q^2)}\left(1-\frac{3}{2}\omega\right). \quad (15)$$

В формулах (14), (15) функции фрагментации сокращаются в числителе и знаменателе в силу соотношений:

$$D_{\bar{d}}^{\pi^+-\pi^-} = D_u^{\pi^+-\pi^-}, \quad D_d^{\pi^+-\pi^-} = -D_u^{\pi^+-\pi^-}, \quad D_{\bar{u}}^{\pi^+-\pi^-} = -D_u^{\pi^+-\pi^-}.$$

Совместное применение инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий позволяет определить вклад странных кварков и антикварков в нуклонный спин. Так из асимметрий A_{-d} (1.10) и $A_{+d}^{\pi^+-\pi^-}$ (14) получаем распределение странного моря $(\Delta s(x)+\Delta\bar{s}(x))$, а его первый момент есть

$$\Delta s + \Delta\bar{s} = \int_0^1 [\Delta s(x)+\Delta\bar{s}(x)]\,dx = \frac{1-y_1^2}{2-3\omega}\int_0^1 [u_V(x)+d_V(x)]\left(A_{-d}-A_{+d}^{\pi^+-\pi^-}\right)dx. \quad (16)$$

Из асимметрии $A_{-d}^{\pi^+-\pi^-}$ (A_{+d}) можно получить суммарный вклад валентных кварков

$$\Delta u_V + \Delta d_V = \frac{1}{1-\frac{3}{2}\omega}\int_0^1 A_{-d}^{\pi^+-\pi^-}\left[u(x)+\bar{u}(x)+d(x)+\bar{d}(x)\right]dx.$$

В то же время совместное применение этих асимметрий, т. е. (9) и (15), дает возможность доступа к распределению неполяризованных кварков и антикварков

$$s(x)+\bar{s}(x) = \frac{1}{2}(1+y_1^2)\left[u(x)+d(x)+\bar{u}(x)+\bar{d}(x)\right]\left(\frac{A_{-d}^{\pi^+-\pi^-}}{A_{+d}}-1\right).$$

Таким образом, получены выражения для вкладов в спин нуклона странных кварков и антикварков $(\Delta s+\Delta\bar{s})$, суммарного вклада валентных кварков, не содержащие функций фрагментации, с помощью поляризационных инклюзивных и полуинклюзивных асимметрий ГНР нейтрино и антинейтрино на поляризованных дейтронах с заряженным током. Из этих асимметрий также можно получить информацию о распределении неполяризованного странного моря $[s(x)+\bar{s}(x)]$.

Список использованных источников

1 The Electron-Ion Collider: Assessing the Energy Dependence of Key Measurements / E. C. Aschenauer [et al.]. – ArXiv: 1708.01527 [nucl-ex].

2 Ball, R. D. The Proton Spin, Semi-inclusive processes, and a future Electron-Ion Collider / R. D. Ball, A. Deshpande. – ArXiv: 1801.04842 [hep-ph].

3 Leader, E. New analysis concerning the strong quark polarization puzzle / E. Leader, A. V. Sidorov, D. B. Stamenov // Phys. Rev. – 2015. – Vol. D91. – P.054017.

4 Forte, S. Polarized parton distribution from charged – current deep-inelastic scattering and future neutrino factories / S. Forte, M. L. Mangano, G. Ridolfi // Nucl. Phys. – 2001. – Vol. B602. – P. 585–621.

5 King, B. J. High rate neutrino detectors for neutrino factories / B. J. King // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A451. – P. 198–206.

6 Kaur, J. Spin distribution in the quark-parton model / J. Kaur // Nucl. Phys. – 1977. – Vol. B128. – P. 219–251.
7 Schwienhorst, R. Colliding neutrino beams / R. Schwienhorst // Mod. Phys. Lett. – 2008. – Vol. A23. – P. 2751–2761.
8 Kaplan, D. M. Muon collider / neutrino factory: status and prospects / D. M. Kaplan // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – Vol. A453. – P. 37–48.
9 Mezzetto, M. Beta beams / M. Mezzetto // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2005. – Vol. 143. – P. 309–316.

Г. Ю. Тюменков
г. Гомель, ГГУ имени Ф. Скорины

О МОДИФИКАЦИИ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИСИКАВЫ-ЧАНГА-ЛУ ВИДА $\tilde{V} = \tilde{V}(\tilde{P}, \tilde{T})$

Термодинамические свойства неидеальных газов получают на основе изучения полуэмпирических уравнений состояния, которые, как правило, являются двухпараметрическими. Классическим уравнением такого рода является уравнение Ван-дер-Ваальса [1, 2]. Наиболее же успешным вариантом уравнения состояния неидеального газа вплоть до настоящего времени остается уравнение Редлиха-Квонга [3], которое получило достаточно качественное обобщение в виде уравнения Т. Исикавы, У. К. Чанга и Б. Лу [4, 5], в котором была предложена новой форма «отталкивательного» слагаемого и двумя температурно-зависимыми параметрами. Молярная форма этого уравнения представляется в виде

$$P = \frac{RT(2V + b(T))}{V(2V - b(T))} - \frac{a(T)}{\sqrt{T}V(V + b(T))} \tag{1}$$

с параметрами, имеющими структуру

$$a(T) = \Omega_a \alpha(\tilde{T}) \frac{R^2 T_k^{5/2}}{P_k}, \qquad b(T) = \Omega_b \beta(\tilde{T}) \frac{RT_k}{P_k}, \qquad \alpha(1) = \beta(1) = 1, \tag{2}$$

где T_k, P_k – температура и давление критического состояния, $\tilde{T} = T / T_k$ – безразмерная приведенная температура.

Важнейшим элементом сопоставления всевозможных следствий, вытекающих из уравнений состояния, с экспериментальными данными является рассмотрение критического состояния вещества. При достижении данного состояния исчезают различия в физических свойствах жидкости и пара. На кривой изотермы при критической температуре этому состоянию соответствует единственная точка, являющаяся одновременно точкой перегиба и точкой схождения экстремумов изотермы. Математически это означает, что

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{T_{кр}} = 0; \qquad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)_{T_{кр}} = 0 \cdot \tag{3}$$

Условия (3) образуют систему уравнений, решение которой с использованием уравнения (1) позволяет выразить характеристики критического состояния газа через параметры *a*, *b* уравнения состояния

$$V_{кр} = \chi b, \qquad T_{кр} = \sigma^2 \left(\frac{a}{bR}\right)^{\frac{2}{3}}, \qquad P_{кр} = \varphi \left(\frac{a^2 R}{b^5}\right)^{\frac{1}{3}}, \tag{4}$$

где введены обозначения для численных коэффициентов