

точного газа в камере наблюдается увеличение степени неоднородности перемешивания в системе. Для всех обработанных образцов происходит увеличение микротвердости, что связано с формированием интерметаллидов в результате обработки компрессионными плазменными потоками.

Литература

1. Асташинский В. М., Ананин С. И., Костюкевич Е. А. и др. Структура и механические свойства титана, обработанного компрессионными плазменными потоками // Proc. of the V symposium of Belarus, Serbia and Montenegro on physics and diagnostics of laboratory and astrophysical plasmas. Минск, 2004. С.171–174.
2. Физика и применение плазменных ускорителей / Под. ред. А. И. Морозова. Мн., 1974.

ИЗУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОГО СЛАБОГО ТОКА В ПРОЦЕССАХ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ

С. Н. Севбитов Т. В. Шишкина

Глубоконеупругое лептон-нуклонное рассеяние, широко исследующееся в настоящее время, предоставляет обширную информацию о структуре нуклонов, а также о характере их взаимодействия. Анализ данных таких экспериментов [1–3] стимулирует создание и развитие ряда моделей строения нуклонов. Основной целью подобных проектов является исследование нуклонов в рамках феноменологического подхода, концентрирующееся главным образом на исследовании поляризационных структурных функций g_1^p , g_1^n , g_2^p и g_2^n . Они позволяют получать информацию о функциях распределения кварков внутри нуклонов.

Взаимодействия, обусловленные обменом заряженным слабым током имеют уникальное значение, поскольку позволяют проводить исследования величин, не содержащих больших вкладов электромагнитной природы.

В работе рассмотрены процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР), обусловленные заряженным слабым током,

$$l(\bar{l}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + X, \quad \nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow l(\bar{l}) + X \quad (1)$$

с учетом поляризации взаимодействующих частиц. На основе феноменологического подхода получены ковариантные выражения дифференциальных сечений процессов (1) в рамках Стандартной Модели электро-слабого взаимодействия для произвольной кинематической и спиновой конфигурации с учетом масс лептонов (см. работу [4]). При описании структуры нуклона в рамках феноменологического подхода используется адронный тензор $W_{\alpha\beta}$, приведенный в работе [5], зависящий от 4-импульса p и 4-вектора поляризации нуклона η и переданного 4-

импульса q , а также от неполяризационных и поляризационных структурных функций $W_i = W_i(q^2, pq)$ и $G_j = G_j(q^2, pq)$, $i = 1..5$, $j = 1..9$.

Полученные сечения использованы для извлечения структурных функций из экспериментальных данных, и следовательно, для проверки и анализа теоретических моделей строения нуклона.

Особый интерес представляет изучение продольных и поперечных поляризационных асимметрий:

$$A_{\square[\perp]} = \left(\frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow[\uparrow]}}{dxdy} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow[\uparrow]}}{dxdy} \right) / \left(\frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow[\uparrow]}}{dxdy} + \frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow[\uparrow]}}{dxdy} \right). \quad (2)$$

Здесь $d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}/dxdy$ ($d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}/dxdy$) – дифференциальное сечение рассеяния продольно поляризованного лептонного пучка на продольно поляризованной мишени с векторами поляризации, имеющими одинаковые (противоположные) направления; $d^2\sigma^{\uparrow\Rightarrow}/dxdy$ ($d^2\sigma^{\uparrow\Leftarrow}/dxdy$) – дифференциальное сечение рассеяния продольно поляризованных лептонов на мишени, поляризованной перпендикулярно направлению лептонного пучка с $P_N^\perp = +1$ ($P_N^\perp = -1$), где $P_N^\perp$ – степень поперечной поляризации,

С целью численного анализа получим асимметрии в рамках кварк-партонной модели, где адрон предполагается состоящим из точечных партонов, пренебрежимо мало взаимодействующих в области ГНР.

При описании поляризованного рассеяния возникают следующие поляризационные структурные функции (см. обзор в работе [6]):

$$\begin{aligned} g_1^W(x) &= \Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x), \quad g_2^W(x) = \Delta q(x) - \Delta \bar{q}(x), \quad \Delta q(x) = q_\uparrow(x) - q_\downarrow(x), \\ \Delta \bar{q}(x) &= \bar{q}_\uparrow(x) - \bar{q}_\downarrow(x), \quad q_{\uparrow[\downarrow]}(x) = \sum_{q_i} a_{q_i} f_{q_i \uparrow[\downarrow]}(x), \quad \bar{q}(x) = \sum_{\bar{q}_i} a_{\bar{q}_i} f_{\bar{q}_i \uparrow[\downarrow]}(x), \quad (3) \\ a_{q_i} &= \sum_{q_j} (V_{q_i q_j})^2, \quad a_{\bar{q}_i} = \sum_{\bar{q}_j} (V_{\bar{q}_i \bar{q}_j})^2. \end{aligned}$$

Здесь $f_{q_i(\bar{q}_i) \uparrow[\downarrow]}(x)$ – функция распределения кварков (антикварков) определенного аромата в адроне, или вероятность переноса кварком (антикварком) 4-импульса $p_{q_i(\bar{q}_i)} = xp$, для кварков, продольно поляризованных вдоль и противоположно направлению вектора $\mathbf{p}$; $V_{q_i q_j}$ – элементы матрицы Кобаяши-Маскавы. Продольная поляризационная асимметрия (2) в рамках кварк-партонной модели определяется следующими выражениями:

$$\frac{d^2[\sigma^{\pm\uparrow\uparrow} - \sigma^{\pm\uparrow\downarrow}]}{dxdy} = \sigma_0[\pm 2xy(2 - y - \beta xy)g_1^W + 2x(1 + \beta x)(2 - 2y + y^2 - \beta xy)g_2^W],$$

$$\frac{d^2[\sigma^{\pm\uparrow\uparrow} + \sigma^{\pm\uparrow\downarrow}]}{dxdy} = \sigma_0[2x(2-2y+y^2-\beta xy)F_1^W \pm 2xy(2-y)F_3^W]. \quad (4)$$

В низшем порядке теории возмущений сечения растут пропорционально энергии рассеиваемого лептона E_l . Как показал численный анализ [4], поляризационные асимметрии достигают значительных величин порядка $10 \div 20\%$, особенно в области малых x , и значений y , близких к 1, что соответствует малой энергии рассеянного лептона $E_l' \ll E_l$. Эта кинематическая область соответствует наиболее глубокому зондированию внутренней структуры нуклона и предоставляет важную информацию об особенностях взаимодействия поляризованных частиц.

Асимметрии являются главным источником информации о поляризационных структурных функциях. Так, на основе поляризационных асимметрий (2), можно получить

$$g_1^\pm(x) = \pm \frac{1}{\sigma_0 x [2y_1^2 - 2/3]} \left[\frac{(1+y_1^2)}{2} \frac{d(\sigma^{\pm\uparrow\uparrow} - \sigma^{\pm\uparrow\downarrow})}{dx} - \frac{2}{3} \frac{d^2(\sigma^{\pm\uparrow\uparrow} - \sigma^{\pm\uparrow\downarrow})}{dxdy} \right],$$

$$g_2^\pm(x) = - \frac{1}{\sigma_0 x [2y_1^2 - 2/3]} \left[\frac{(1-y_1^2)}{2} \frac{d(\sigma^{\pm\uparrow\uparrow} - \sigma^{\pm\uparrow\downarrow})}{dx} - \frac{1}{3} \frac{d^2(\sigma^{\pm\uparrow\uparrow} - \sigma^{\pm\uparrow\downarrow})}{dxdy} \right], \quad (5)$$

где $y_1 = 1 - y$, $g^+(x)$ ($g^-(x)$) соответствует рассеянию лептонов (антилептонов).

В рамках кварк-партонной модели можно достичь заметного упрощения исследуемых величин. Интерес представляет получение как кварковых распределений $\Delta f_q(x) = f_q^\uparrow(x) - f_q^\downarrow(x)$, так и интегральных величин $\Delta f_q = \int_0^1 \Delta f_q(x) dx$, определяющих вклад кварков определенного аромата (валентных или моревых кварков) в спин нуклона $\langle S_z \rangle_q = \Delta f_q / 2$.

Ограничиваясь структурными функциями $g_{1,2}^\pm(x)$, в силу их линейной зависимости нельзя вычислить кварковые распределения для отдельных ароматов $\Delta u(x)$, $\Delta \bar{u}(x)$, $\Delta d(x)$, ..., однако в предположении отсутствия вклада моревых кварков можно получить следующие выражения:

$$\Delta u(x) = [g_1^+(x) + g_2^+(x)]/2, \quad \Delta d(x) = [g_1^-(x) + g_2^-(x)]/2,$$

$$\Delta \bar{u}(x) = [g_1^-(x) - g_2^-(x)]/2, \quad \Delta \bar{d}(x) = [g_1^+(x) - g_2^+(x)]/2. \quad (6)$$

Заметим, что все вклады кварков двух поколений могут быть определены, если привлечь информацию также об асимметриях в процессах ГНР, обусловленных слабым нейтральным током.

Для усредненных кварковых распределений имеются дополнительные условия [7]:

$$a_3 = F + D = \Delta u + \Delta \bar{u} - \Delta d - \Delta \bar{d} = 1.254 \pm 0.006, \quad (7)$$

$$a_8 = (3F - D)/\sqrt{3} = (\Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} - \Delta s - \Delta \bar{s})/\sqrt{3} = 0.397 \pm 0.020,$$

возникающие при рассмотрении распадов нейтронов и гиперонов. В этом случае

$$\begin{aligned} \Delta u + \Delta \bar{u} &= (a_3 + \sqrt{3}a_8)/2 + \Delta s + \Delta \bar{s}, \quad \Delta d + \Delta \bar{d} = (-a_3 + \sqrt{3}a_8)/2 + \Delta s + \Delta \bar{s}, \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= (a_3 - \sqrt{3}a_8)/4 + \int_0^1 [g_1^+(x) - g_2^+(x) + g_1^-(x) + g_2^-(x)] dx/4. \end{aligned} \quad (8)$$

Предполагая следующую симметрию поляризационных распределений кварков моря: $\Delta s = \Delta \bar{s}$, имеем

$$\begin{aligned} \Delta u &= \int_0^1 [g_1^+(x) + g_2^+(x)] dx/2, \quad \Delta s = \Delta \bar{s} = -\sqrt{3}a_8/6 + \int_0^1 [g_1^+(x) + g_1^-(x)] dx/6, \\ \Delta \bar{u} &= a_3/2 + \sqrt{3}a_8/6 - \int_0^1 [g_1^+(x) + 3g_2^+(x) - 2g_1^-(x)] dx/6, \\ \Delta d &= -a_3/2 + \int_0^1 [g_2^+(x) + g_1^-(x)] dx/2, \\ \Delta \bar{d} &= \sqrt{3}a_8/6 + \int_0^1 [2g_1^+(x) - 3g_2^+(x) - g_1^-(x)] dx/6. \end{aligned} \quad (9)$$

Приведенные формулы позволяют извлечь детальную информацию о спиновой структуре на основе исследования феноменологических параметров взаимодействия в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию поляризованных частиц.

Литература

1. *Adeva B. et al. (SMC)* Spin asymmetries A_1 and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering // *Phys. Rev.* 1998. Vol. D58. №112001.
2. *Airapetian A. et al. (HERMES)* Measurement of the proton spin structure function g_1^p with a pure hydrogen target // *Phys. Lett.* 1998. № 4. P. 484-492.
3. *Roeck A. D., Gehrmann T.* // *Physics with Polarized Proton at HERA: Proc. of Int. Workshop.* Hamburg, 1997.
4. *Sevbitov S. N., Shishkina T. V.* Charged weak current processes in deep inelastic scattering. Phenomenology // *The actual problems of microworld physics: Proc. of VIIIth Int. School-Seminar.* Gomel, 2005.
5. *Шушкина Т. В., Марфин И. Б.* Рассеяние поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах: Феноменология. Кварк-партоновая модель. Мн., 2004.
6. *Anselmino M., Efremov A., Leader E.* The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering // *Phys. Rep.* 1995. Vol. 261. №1. P. 1 – 124.
7. *Ashman J., Badelek B., Baum G. et al.* An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons // *Nucl. Phys.* 1989. Vol. B328. №1. P. 1-35.