

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

О ВЛИЯНИИ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВОК К АДРОННОМУ ТОКУ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ

© 1995 г. В. А. Зыкунов¹⁾, С. И. Тимошин, Н. М. Шумейко²⁾

Гомельский политехнический институт, Республика Беларусь

Поступила в редакцию 10.05.94 г.; после доработки 02.08.94 г.

Вычислены электромагнитные поправки низшего порядка к адронному току в глубоконеупругом рассеянии поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах в кварк-партонной модели. Проведен анализ результатов численного расчета этих поправок к сечению и поляризационным асимметриям для экспериментов с неподвижной мишенью.

1. ВВЕДЕНИЕ

Глубоконеупругое рассеяние (ГНР) поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах

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

является основным источником информации о спиновой структуре нуклона.

Кризис представлений кварковой модели о природе спина протона, возникший после проведения эксперимента EMC [1], дал новый толчок экспериментальным и теоретическим исследованиям этой проблемы (см. [2 - 4] и цитируемую там литературу).

Для корректирования опытных данных по наблюдаемым величинам (сечениям и асимметриям) необходима процедура радиационной поправки (РП) последних, которой должно предшествовать теоретическое изучение радиационных эффектов (РЭ).

Первые систематические исследования РЭ в процессе (1) с двумя поляризованными начальными частицами описаны в работах [5]. С помощью необходимого развития ковариантного метода [6] в них получены точные формулы для электромагнитных поправок (ЭП) низшего порядка к лептонному току и предложено несколько вариантов приближенных формул, ускоряющих численный расчет ЭП на ЭВМ.

На основе этого расчета (см. также [7]) выполняется учет лептонных ЭП в эксперименте SMC, который проводится в ЦЕРНе [8].

Что касается РЭ адронов, то для их исследования необходимо привлечение конкретной модели

нуклона. Это реализовано в работе [9], в которой на основе точных формул [10] для ЭП низшего порядка к упругому рассеянию поляризованных точечных фермионов получены оценки ЭП к адронному току в lN -ГНР в рамках кварк-партонной модели (КПМ).

Учитывая сложность и громоздкость расчета поправок, а также потребность экспериментов с поляризованными пучками и мишенями в надежной процедуре РП данных, в настоящей работе выполнен новый расчет ЭП порядка α к адронному току в процессе (1).

Новые вычисления адронных ЭП выполнены сразу в КПМ и полностью с применением системы аналитических вычислений REDUCE. Это позволило устранить некоторые неточности в формулах для наиболее громоздкой части ЭП – вклада жестких тормозных фотонов.

В разд. 2 получен новый вариант формул для вкладов в поляризационную часть сечения lN -ГНР, которые имеют компактную форму, аналогичную случаю неполяризованных частиц [11]. Численные результаты для ЭП, приведенные в разд. 3, получены на основе новых компактных формул и с использованием современных партонных распределений [12, 13]. Проведен анализ ЭП в кинематической области экспериментов SMC [14] и E-142 [15].

2. СЕЧЕНИЕ lN -ГНР В ПОРЯДКЕ α^3

Сечение процесса (1) с точностью α^3 запишем в обычном виде

$$\frac{d\Sigma_N}{dx dy} = \frac{d\Sigma_N^a}{dx dy} + \frac{d\Sigma_N^p}{dx dy}, \quad (2)$$

¹⁾ Гомельский государственный университет.

²⁾ Национальный научно-учебный центр физики частиц и высоких энергий при Белорусском государственном университете.

где $\frac{d\Sigma_N^u}{dx dy}$ и $\frac{d\Sigma_N^p}{dx dy}$ – известное сечение неполяризованного lN -ГНР и поляризационная часть сечения $d\Sigma_N/dx dy$ соответственно; x, y – скейлинговые переменные, которые равны

$$x = Y/(-2Pq), \quad y = Pq/PK_1,$$

$$Y = -q^2 = -(K_1 - K_2)^2,$$

где $K_1(K_2)$, P – 4-импульс начального (конечного) лептона и нуклона соответственно.

Выражения для $d\Sigma_N^p/dx dy$ получены в рамках КПМ в работе [9], где сечение упругого поляризованного лептон-партоного рассеяния с точностью α^3 находилось из точных формул [10] с помощью партоного приближения: массами всех частиц по сравнению с инвариантами пренебрегали везде, кроме аргументов логарифмов.

Так как поляризационные эксперименты нуждаются в надежной процедуре РП данных, необходимы независимые исследования РЭ, в том числе и адронов, в lN -ГНР.

В данной работе выполнен новый расчет поляризационной части сечения (2). Теперь КПМ включалась с самого начала, и максимально использовались аналитические вычисления на ЭВМ. Детальное обсуждение всех существенных вкладов в $d\Sigma_N^p/dx dy$ имеется в [9]. Однако в формулах (9) – (11) и (14) из работы [9] для вклада жестких тормозных фотонов, который является наиболее громоздкой частью ЭП, обнаружены некоторые неточности.

Приведем их в уточненном виде:

$$\begin{aligned} (d\Sigma_R^F)_N^p &= 2\alpha^3 \sum_q f_q^2 dx dy \times \\ &\times [(\Sigma_0^F)^p + f_q \theta (\Sigma_1^F)^p + f_q^2 (\Sigma_2^F)^p]. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) f_q – заряд q -партона в единицах заряда протона, а $\theta = (-1) + 1$ для процесса рассеяния (анти)лептона на нуклоне.

Величины Σ_i ($i = 0, 1, 2$) равны

$$(\Sigma_i^F)^p = \int_x^1 d\xi F_q^-(\xi) \frac{Y}{\xi} R_i, \quad (4)$$

где $F_q^-(\xi) = f_q^+(\xi) - f_q^-(\xi)$, $f_q^{(-)+}(\xi)$ – функция распределения партона сорта q со спином, (анти)параллельным спину нуклона.

Величины R_i получены нами в следующем виде:

а) случай продольной поляризации нуклона

$$R_0 = \frac{p_l p_N}{Y} \left[\frac{Y}{2S} l_A + \frac{Y}{2X} \hat{l}_A + \frac{Y-2S}{X} \ln \frac{X}{mm_q} + \frac{Y+2X}{S} \ln \frac{S}{mm_q} + \frac{T V S_p}{2S^2 X^2} - \frac{Y-2S_X}{X} - \frac{Y}{S-Y} \right],$$

$$R_1 = \frac{p_l p_N}{Y} \left[\frac{Y}{S_X} \ln \frac{(S_X V + m_q^2 Y)^2}{S_X^2 Y^2} - \frac{S_p}{2} \left(\frac{1}{S} l_A + \frac{1}{X} \hat{l}_A - \frac{4}{S_X} l_r + \frac{1}{V} [l_A - \hat{l}_A + 2l_r] \right) + \frac{Y}{X+Y} - \frac{Y}{S-Y} \right], \quad (5)$$

$$R_2 = p_l p_N S_p \times \left[-\frac{V}{2Y^2 S_X} l_u + \frac{Y}{S_X^2 \tau} - \frac{V(Y-V)}{4Y S_X \tau^2} - \frac{1}{S_X^2} \right].$$

Здесь $p_l(p_N)$ – степень продольной поляризации лептона (нуклона), $m(m_q)$ – масса лептона (q -партона),

$$X = \xi S_M (1-y), \quad Y = S_N x y, \quad S = \xi S_N, \quad S_N = 2(PK_1),$$

$$l_A = \frac{S}{X+Y} \ln \frac{(X+Y)^2}{m^2 \tau}, \quad \hat{l}_A = l_A(S \longleftrightarrow -X),$$

$$l_u = \frac{Y}{S_X} \ln \frac{S_X^2}{m_q^2 \tau}, \quad l_r = \ln \frac{X}{S},$$

$$\tau = V + m_q^2, \quad V = S_X - Y,$$

$$S_{X(p)} = S(+X), \quad T = S^2 + X^2;$$

б) случай поперечной поляризации нуклона

$$R_0 = C_r \left[\frac{Y-X}{2S} l_A - \frac{S-Y}{2X} \hat{l}_A - \frac{S_X-X}{S} \ln \frac{S}{mm_q} - \frac{2V+3X}{X} \ln \frac{X}{mm_q} + \ln \frac{(S_X V + m_q^2 Y)^2}{m_q^2 Y^2 \tau} + X V \left(\frac{3}{X^2} + \frac{1}{S^2} \right) + 2 \right],$$

$$R_1 = C_r \left[\frac{X(X-Y)}{2YS} l_A + \frac{S^2 - 2XY - SY}{2XY} \hat{l}_A - \frac{S}{Y} \ln \frac{S}{mm_q} - \frac{X}{Y} \ln \frac{X}{mm_q} - \frac{2XY}{S_X^2} \ln \frac{(S_X V + m_q^2 Y)^2}{S_X^2 Y^2} + \frac{4X}{S_X} l_r + \frac{S_X S_p}{2Y^2} l_u - \frac{X}{V} (l_A - \hat{l}_A + 2l_r) - 2X \left(\frac{1}{X+Y} + \frac{2}{S_X} \right) \right], \quad (6)$$

$$R_2 = C_r \frac{X}{S_X} \left[- \left(\frac{S_X}{Y} + \frac{S_p + 2S}{S_X} \right) l_u + \right. \\ \left. + \frac{1}{2S_X} \left\{ \frac{4}{\tau} (SV \left[2 + \frac{3Y}{S_X} \right] + Y^2) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{V}{\tau^2} (S_p(V - Y) + 2SV) - 4V \right\} \right],$$

где $C_r = \frac{m_N \xi p_l p_N^\perp}{\sqrt{SXY}}$, p_N^\perp – степень поперечной поляризации нуклона, m_N – его масса.

В отличие от [9] мы суммируем все вклады в $d\Sigma_N^p/dxdy$ (см. формулы (2) - (4) из [9] и (3) - (6) здесь) и получаем новые формулы для поляризационной части сечения lN -ГНР:

$$\frac{d\Sigma_N^p}{dxdy} = \frac{d\Sigma_l^p}{dxdy} + \theta \frac{d\Sigma_l^p}{dxdy} + \frac{d\Sigma_q^p}{dxdy}. \quad (7)$$

В случае продольной поляризации нуклона (а) слагаемые в (7) имеют вид

$$\frac{d\Sigma_l^p}{dxdy} = - \frac{2\alpha^3 p_l p_N}{Q^2} y_2 \sum_q f_q^2 \left[F_q^-(x) \left(\left(\ln \frac{Q^2}{m^2} - 1 \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln \frac{y^2 x_1^2}{y_1 x^2} - \frac{1}{2} \ln^2 y_1 + \frac{3}{2} \ln \frac{Q^2}{m^2} - 2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{l=e,\mu,\tau} \left\{ \frac{2}{3} \ln \frac{Q^2}{m_l^2} - \frac{10}{9} \right\} \right) + 2 \left(\ln \frac{Q^2}{m^2} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0 - 1} (F_q^-(\xi_0 x) - F_q^-(x)) - \frac{y^2}{y_2} \times \right. \\ \left. \times \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0} F_q^-(\xi_0 x) \left(\psi(1, y_1) - \psi(-y_1, -1) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{([y_1^2 + 1] y_2 + 2y_1)(\xi_0 - 1)}{2y_1^2 \xi_0} + \frac{1}{y_1} - \frac{1}{\xi_1} \right) \right], \quad (8)$$

где

$$\psi(a, b) = \frac{1}{2(\xi_0 a - y)} \ln \frac{Q^2(\xi_0 a - y)^2}{m^2 y^2 (\xi_0 - 1)} + \\ + \frac{y - 2\xi_0 a}{2\xi_0 y b} \ln \frac{S_N^2 b^2}{m^2 m_N^2},$$

$$y_1 = 1 - y, \quad y_2 = 2 - y, \quad x_1 = 1 - x, \\ \xi_1 = \xi_0 - y, \quad \xi_2 = \xi_0 y_1 + y,$$

$Q^2 \equiv Y = S_N x y$ – квадрат импульса, переданного лептоном нуклону,

$$\frac{d\Sigma_l^p}{dxdy} = - \frac{2\alpha^3 p_l p_N}{Q^2} y_2 \sum_q f_q^2 \left[F_q^-(x) \left(\ln y_1 \ln \frac{y x_1^4}{\sqrt{y_1} x^4} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\pi^2}{2} + \frac{\ln y_1 - y \ln y}{y_2} \right) + 4 \ln y_1 \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0 - 1} \times \right. \\ \left. \times (F_q^-(\xi_0 x) - F_q^-(x)) + \int_1^{1/x} d\xi_0 F_q^-(\xi_0 x) \times \right. \quad (9)$$

$$\left. \times \left\{ \frac{1}{\xi_0 - 1} \left(\ln \frac{\xi_1}{\xi_2 y_1^3} + \frac{2}{\xi_0} \ln y_1 \right) + \frac{y}{\xi_0 y_2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{y^2(2 - \xi_0)}{\xi_1 \xi_2} - \frac{2}{\xi_0} \ln(\xi_0 - 1) \right) \right\} \right],$$

$$\frac{d\Sigma_q^p}{dxdy} = - \frac{2\alpha^3 p_l p_N}{Q^2} y_2 \sum_q f_q^4 \left[F_q^-(x) \left(\left[\frac{3}{4} + \ln \frac{x_1}{x} \right] \ln \frac{Q^2}{m_q^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{5}{4} - \frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{2} \ln^2 \frac{x_1}{x} - \frac{7}{4} \ln x_1 + \ln x \right) + \right. \\ \left. + \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0 - 1} (F_q^-(\xi_0 x) - F_q^-(x)) \left(\ln \frac{Q^2}{(\xi_0 - 1) m_q^2} - \right. \right. \quad (10)$$

$$\left. - \frac{3}{4\xi_0} - 1 \right) + \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0} F_q^-(\xi_0 x) \left(\frac{\xi_0^2 + 1}{\xi_0(\xi_0 - 1)} \ln \xi_0 - \right. \\ \left. - \frac{\xi_0 + 1}{2\xi_0} \ln \frac{Q^2}{(\xi_0 - 1) m_q^2} + \frac{8 - \xi_0}{4\xi_0} \right) \right].$$

В случае поперечной поляризации нуклона (б)

$$\frac{d\Sigma_l^p}{dxdy} = - \frac{4\alpha^3 p_l p_N^\perp m_N}{S_N} \sqrt{\frac{y_1}{Q^2}} \sum_q f_q^2 \times \\ \times \left[F_q^-(x) \left(\left(\ln \frac{Q^2}{m^2} - 1 \right) \ln \frac{y^2 x_1^2}{y_1 x^2} - \frac{1}{2} \ln^2 y_1 + \frac{3}{2} \ln \frac{Q^2}{m^2} - 2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{l=e,\mu,\tau} \left\{ \frac{2}{3} \ln \frac{Q^2}{m_l^2} - \frac{10}{9} \right\} \right) + 2 \left(\ln \frac{Q^2}{m^2} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0 - 1} (F_q^-(\xi_0 x) - F_q^-(x)) + \right. \quad (11) \\ \left. + \frac{y}{y_1} \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0} F_q^-(\xi_0 x) \left(\frac{y_1 \xi_0 - y}{4\xi_2} \ln \frac{Q^2 \xi_2^2}{m^2 y^2 (\xi_0 - 1)} + \right. \right.$$

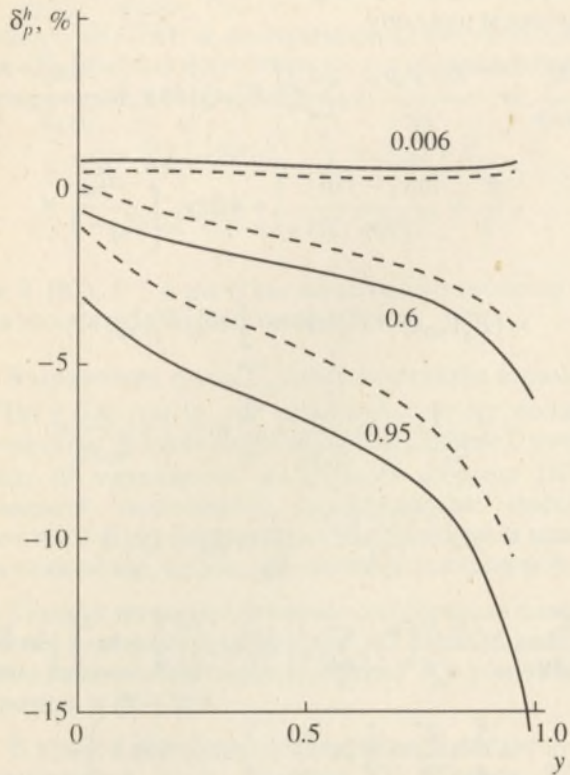


Рис. 1. Поправка δ_p^h (%) в зависимости от y в μ^-p -ГНР. Сплошные кривые – массы кварков $m_u = m_d = 0.03$ ГэВ и $m_s = 0.15$ ГэВ, энергия начального лептона $E = 100$ ГэВ. Штриховые кривые соответствуют $m_u = m_d = m_s = 0.33$ ГэВ, $E = 100$ ГэВ. Спектр партонов – из [12]. Цифры у кривых – значения x .

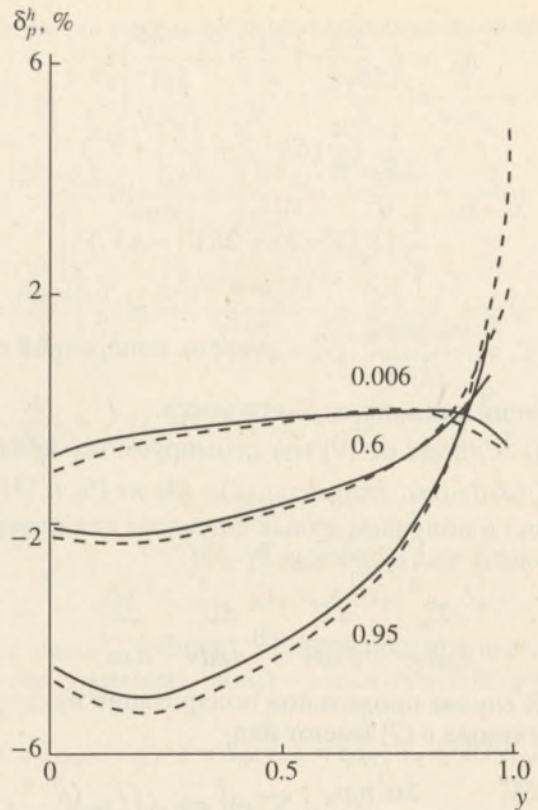


Рис. 2. Поправка δ_p^h в μ^+p -ГНР; $m_u = m_d = 0.03$ ГэВ, $m_s = 0.15$ ГэВ, $E = 100$ ГэВ. Партоновые распределения – из [12] (сплошные кривые) и [13] (штриховые). Цифры у кривых – значения x .

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{4} \ln \frac{Q^2 \xi_1^2}{m^2 y^2 (\xi_0 - 1)} + y \ln \frac{S_N}{m m_N} + \frac{\xi_1}{y_1 \xi_0} \ln \frac{S_N y_1}{m m_N} \\
 & + \frac{1}{2} \ln \left[\frac{y_1 x^2 m_N^2}{Q^2 (\xi_0 - 1)} - \frac{y (\xi_0 - 1) (y_1^2 + 3)}{2 y_1 \xi_0} - 1 \right], \\
 \frac{d\Sigma_i^p}{dx dy} & = - \frac{4\alpha^3 p_1 p_N^\perp m_N}{S_N} \sqrt{\frac{y_1}{Q^2}} \sum_q f_q^3 \times \\
 & \times \left[F_q^-(x) \left(\ln y_1 \ln \frac{y x_1^4}{\sqrt{y_1} x^4} - \frac{\pi^2}{2} + \frac{y_2}{2 y_1} \ln \frac{y_1 S_N x}{m_q^2} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \ln \frac{\sqrt{y_1}}{y} \right) + 4 \ln y_1 \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0 - 1} (F_q^-(\xi_0 x) - F_q^-(x)) + \right. \\
 & \left. + \int_1^{1/x} d\xi_0 F_q^-(\xi_0 x) \left\{ \left(\frac{2 - 3\xi_0}{\xi_0(\xi_0 - 1)} + \frac{1}{2} \right) \ln y_1 + \right. \right.
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
 & \left. + \frac{y_2}{2 y_1} \ln \frac{\xi_0 - 1}{\xi_1} + \frac{\xi_0 + 1}{2(\xi_0 - 1)} \ln \frac{\xi_1}{\xi_2} + \right. \\
 & \left. + \frac{2}{\xi_0^2} \ln(\xi_0 - 1) + \frac{y}{\xi_2} + \frac{2}{\xi_0} \right\} \Big], \\
 \frac{d\Sigma_q^p}{dx dy} & = - \frac{4\alpha^3 p_1 p_N^\perp m_N}{S_N} \sqrt{\frac{y_1}{Q^2}} \sum_q f_q^4 \times \\
 & \times \left[F_q^-(x) \left(\left[\frac{3}{4} - \frac{1}{2y} - \ln \frac{x}{x_1} \right] \ln \frac{Q^2}{m_q^2} - \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2y} \right) \ln x_1 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \ln \frac{x}{x_1} \left[1 - \frac{1}{2} \ln \frac{x}{x_1} \right] - \frac{5}{4} - \frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2y} \right) + \right. \tag{13} \\
 & \left. + \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0 - 1} (F_q^-(\xi_0 x) - F_q^-(x)) \left(\ln \frac{Q^2}{m_q^2 (\xi_0 - 1)} - 1 - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{1}{\xi_0} - \frac{y_2}{4 y \xi_0} \right) + \int_1^{1/x} \frac{d\xi_0}{\xi_0} F_q^-(\xi_0 x) \left(\frac{(\xi_0 - 1) y + 4}{2 \xi_0 y} \times \right. \right.
 \end{aligned}$$

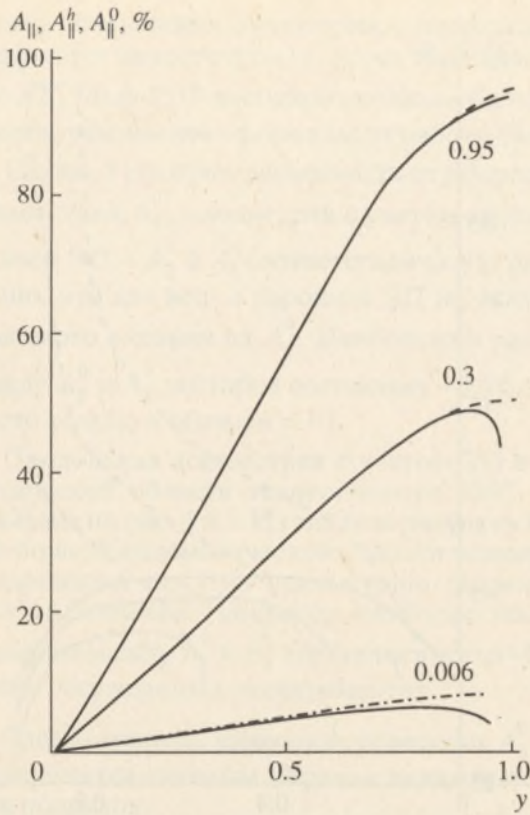


Рис. 3. Асимметрия A_{\parallel} (%) (сплошные кривые), A_{\parallel}^h (штриховые), A_{\parallel}^0 (штрихпунктирные) в случае μ^-p -ГНР при $E = 100$ ГэВ; $m_u = m_d = 0.03$ ГэВ, $m_s = 0.15$ ГэВ. Спектр партонов – из [12]. Цифры у кривых – значения x .

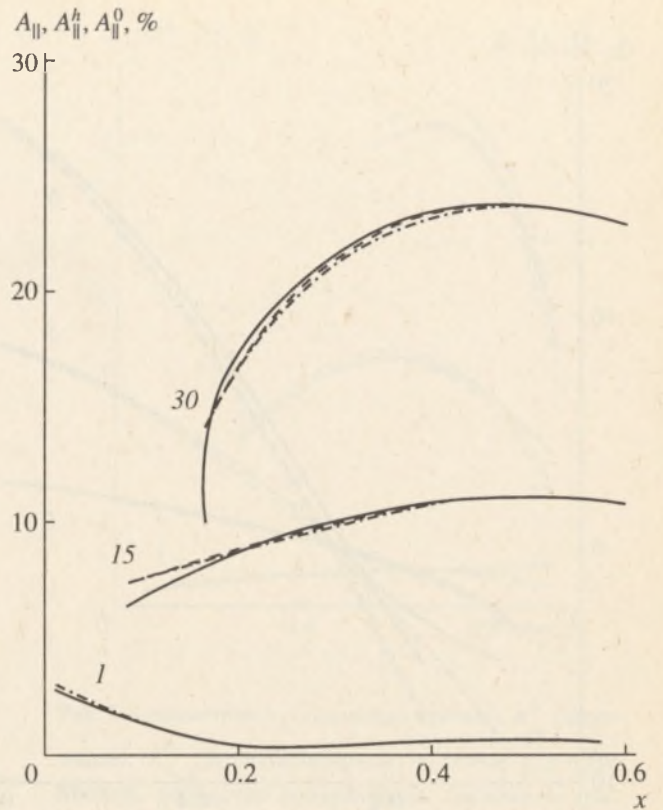


Рис. 4. Асимметрия A_{\parallel} в зависимости от x в области эксперимента SMC [14]. Процесс μ^-d -ГНР, $E = 100$ ГэВ. Цифры у кривых – значения Q^2 в ГэВ². Остальные обозначения те же, что и на рис. 3.

$$\times \ln \frac{\xi_0^2 Q^2}{m_q^2(\xi_0 - 1)} + \frac{2}{\xi_0 - 1} \ln \xi_0 - \left. - \ln \frac{Q^2}{m_q^2(\xi_0 - 1)} - \frac{1}{y} - \frac{3}{y\xi_0} + \frac{3}{4} \right] .$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

С помощью формул (7) - (13) выполнен численный расчет ЭП к поляризационной части сечения процесса (1)

$$\frac{d\Sigma_N^p}{dydx} = \frac{d\Sigma_{N0}^p}{dydx} (1 + \delta_p), \quad (14)$$

где $\frac{d\Sigma_{N0}^p}{dydx}$ – соответствующее сечение в борновском приближении [9], δ_p – полная ЭП, равная сумме лептонной (δ_p^l) и адронной (δ_p^h) поправок.

Первая из них определяется частью сечения $\sim f_q^2$, вторая $\sim f_q^3$ и f_q^4 .

Основное внимание уделяется анализу δ_p^h , поскольку лептонные ЭП могут быть вычислены с любой точностью [5]. Тем не менее приведем модельные оценки δ_p^l для сравнения с масштабом ЭП к адронному току.

Формулы (10), (12) и (13) содержат массу кварка m_q , которая является недостаточно хорошо определенным параметром. Для проведения численных расчетов поправок к адронному току выбраны значения токовых масс кварков

$$m_u = m_d = 30 \text{ МэВ}, \quad m_s = 150 \text{ МэВ},$$

обычно используемые в расчетах электрослабых поправок (см. [11, 16] и цитируемую там литературу).

На рис. 1 и 2 показана поправка δ_p^h в случае μp -ГНР. Для μ^+p -ГНР она достигает 5%, а в μ^-p -ГНР не превышает -16% в области $x \sim 1, y \sim 1$.

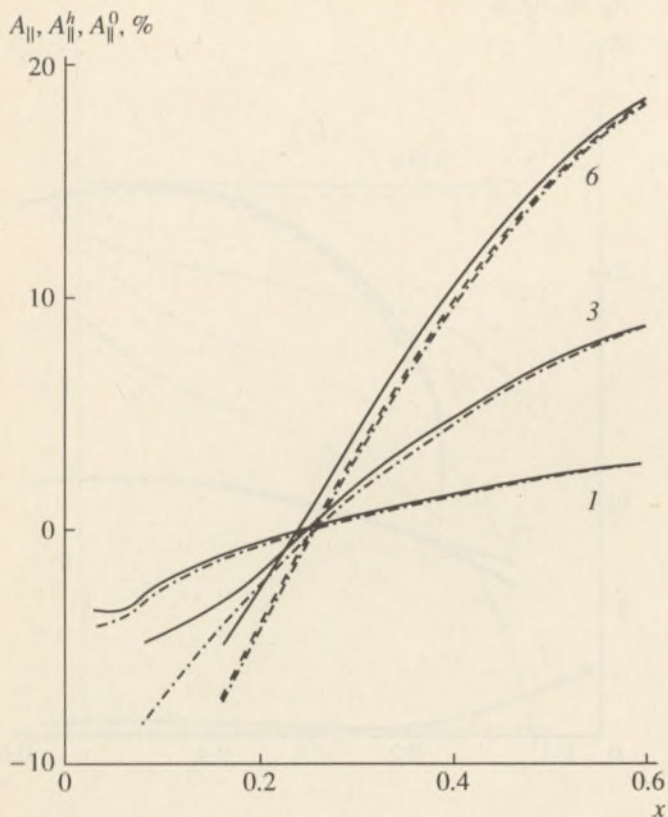


Рис. 5. Асимметрия $A_{||}$ в области эксперимента E-142 [15]. Процесс e^-n -ГНР, $E = 20$ ГэВ. Остальные обозначения те же, что и на рис. 4.

Принимая во внимание неопределенность параметра m_q , мы рассчитали δ_p^h и со структурной массой кварка, приближенно равной 330 МэВ. Оказалось, что величина этой поправки изменяется при значениях x , равных 0.006 и 0.6, соответственно на 0.3 и 0.8%. И только при значениях x , близких к 1 ($x = 0.95$), изменение составляет 2.5% (см. рис. 1). Следовательно, в кинематической области современных экспериментов [1, 14, 15] ($0 < x \leq 0.6$) варьирование m_q в широком диапазоне значений от 30 до 330 МэВ приводит к изменению величины адронной поправки меньше чем на 1%. Весьма слабая зависимость адронной ЭП от массы кварка обусловлена тем, что, как и в неполяризованном IN -ГНР [16, 17], она имеет логарифмический характер.

Разница в величине δ_p^h при выборе партонных распределений из [12, 13] составляет 0.25% при $x \sim 0$ и не превышает 0.2% во всей остальной кинематической области (рис. 2). Неопределенности, вносимые в ЭП массой кварка и партонными спектрами, являются весьма незначительными.

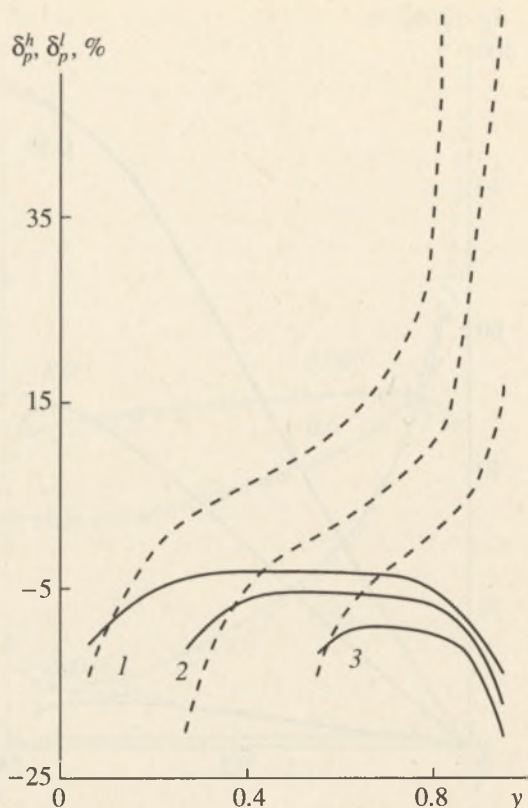


Рис. 6. Поправки δ_p^h (сплошные кривые) и δ_p^l (штриховые) в зависимости от y в случае μ^-p -ГНР. Мишень поперечно поляризована; $m_u = m_d = 0.03$ ГэВ, $m_s = 0.15$ ГэВ, $E = 200$ ГэВ. $Q^2 = 20$ (1), 100 (2), 200 ГэВ² (3). Спектр партонов — из [12].

В этом смысле ЭП являются “почти” модельно-независимыми.

Что касается лептонной ЭП, то в диапазоне энергий мюона, достигаемых в поляризионных опытах, величина δ_p^l меняется от -21% при $x \sim 1$, $y \sim 0$ до 45% при $x \sim 0$, $y \sim 1$. Значительное превышение лептонной ЭП над адронной в области $x \rightarrow 1$, $y \rightarrow 1$ объясняется тем, что здесь основной вклад в ЭП дает жесткое тормозное излучение. А поскольку лептоны существенно легче адронов, то они излучают больше и, следовательно, их излучение вносит доминирующий вклад в области малых x и больших y .

Особый интерес представляет исследование влияния обсуждаемых поправок на наблюдаемые поляризионные асимметрии (продольную $A_{||}$ и поперечную A_{\perp}), которые с учетом ЭП можно записать в виде [5]

$$A = A_0 \frac{1 + \delta_p}{1 + \delta_a}, \quad (15)$$

где A_0 – борновская асимметрия, а поправка δ_a определяется аналогично (14) через известное сечение $d\Sigma_N^a/dxdy$ ГНР неполяризованных частиц. Мы используем для него формулы из работы [11].

На рис. 3 показана зависимость от y борновской асимметрии $A_{||}^0$, асимметрий с учетом адронной и полной ЭП – $A_{||}^h$ и $A_{||}$ соответственно. Из рисунка видно, что для всех x адронная ЭП не оказывает заметного влияния на $A_{||}^0$. Наибольшее различие между $A_{||}^0$ и $A_{||}^h$, которое составляет $\sim 0.6\%$, имеет место только в области $y \sim 1$.

Продольная асимметрия с учетом ЭП в кинематической области экспериментов SMC, E-142 показана на рис. 4 и 5. Из анализа рисунков видно, что во всей кинематической области влияние ЭП к адронному току на асимметрию оказывается несущественным. Например, наиболее заметное различие между $A_{||}^0$ и $A_{||}^h$ составляет всего $\sim 0.2\%$ в обоих обсуждаемых экспериментах.

Следовательно, изменение поведения $A_{||}^0$ здесь определяется главным образом вкладом лептонных поправок.

Функции распределения поляризованных кварков [12] базируются на известной модели Каура [18], в которой распределения продольно- и поперечно-поляризованных партонов не различаются. Поэтому выполнен также численный расчет ЭП к процессу (1) для поперечно-поляризованных нуклонов. Лептонные и адронные поправки (рис. 6) по величине близки к их оценкам в случае продольной поляризации мишени. В области $Q^2 \sim 20$ ГэВ² и больших y доминируют лептонные поправки, которые изменяются от -15 до 50% при $0.1 \leq y \leq 0.8$, в то время как значения δ_p^h не превышают 10% . При $Q^2 \sim 200$ ГэВ² поправки δ_p^l и δ_p^h близки по абсолютной величине и достигают (при $y \rightarrow 1$) 18 и -21% соответственно.

Влияние поправок на поперечную поляризационную асимметрию показано на рис. 7. Как видно, учет адронных поправок становится существенным с увеличением Q^2 . Величина поперечной асимметрии значительно меньше продольной и составляет $\sim 2\%$ при $Q^2 = 200$ ГэВ².

Модельные оценки поперечной асимметрии согласуются с результатами ее феноменологического расчета [19], что свидетельствует в пользу примененной здесь модели.

Итак, в рамках КПМ получены новые формулы (7) – (13) для поляризационной части сечения порядка α^3 ГНР поляризованных лептонов на продольно- и поперечно-поляризованных нуклонах. Компактный вид этих формул сводит до мини-

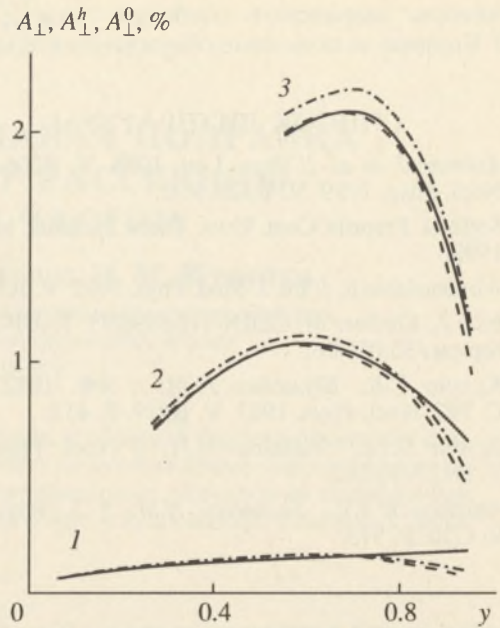


Рис. 7. Асимметрия A_{\perp} (сплошные кривые), A_{\perp}^h (штриховые), A_{\perp}^0 (штрихпунктирные) в случае μp -ГНР. Мишень поперечно поляризована. Остальные обозначения те же, что и на рис. 6.

мума зависимость от неопределенного параметра массы кварка m_q . С их помощью выполнен численный расчет ЭП низшего порядка к поляризационной части сечения процесса (1). Исследовано влияние адронных поправок и полной ЭП на продольную и поперечную асимметрии. Анализ показал, что поправка к адронному току δ_p^h в сечении $d\Sigma_N^p/dxdy$ по абсолютной величине не превышает 16% , а ее влияние на продольную асимметрию является несущественным практически во всей области изменения x и y . Эта же поправка становится заметной для поперечной асимметрии с возрастанием величины Q^2 . Поведение адронных ЭП показывает весьма слабую зависимость от массы партонов и выбора их функций распределения. В этом смысле обсуждаемые поправки являются “почти” модельно-независимыми, т.е. полученные для них оценки достаточно надежны и адекватно отражают масштаб величины и поведение ЭП к адронному току в поляризационную часть сечения lN -ГНР.

И, наконец, изучено влияние ЭП на продольную асимметрию, измеряемую в экспериментах SMC и E-142. Установлено, что во всей их кинематической области адронные поправки являются несущественными, и, следовательно, изменение поведения асимметрии определяется вкладом ЭП к лептонному току.

Авторы выражают глубокую благодарность Д.Ю. Бардину за полезные обсуждения и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ashman J. et al.* // Phys. Lett. 1988. V. B206. P. 364; Nucl. Phys. 1989. V. B328. P. 1.
2. *Soffer J.* Preprint Cent. Phys. Theor. № 2809. Marseille, 1992.
3. *Windmoldens R.* // Int. J. Mod. Phys. 1992. V. A7. P. 639.
4. *Ellis J., Karliner M.* CERN-TH-6898/93, TAUP-2052-93, hep-pu/93 053 06.
5. *Кухмо Т.В., Шумейко Н.М.* // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 707; Nucl. Phys. 1983. V. B219. P. 412.
6. *Bardin D.Yu., Shumeiko N.M.* // Nucl. Phys. 1977. V. B127. P. 242.
7. *Akushevich I.V., Shumeiko N.M.* // J. Phys. 1994. V. G20. P. 513.
8. *Adams D. et al.* Preprint CERN-PPE/94-57, 1994.
9. *Shumeiko N.M., Timoshin S.I.* // J. Phys. 1991. V. G17. P. 1145.
10. *Kukhto T.V., Shumeiko N.M., Timoshin S.I.* // J. Phys. 1987. V. G13. P. 725
11. *Bardin D.Yu. et al.* Preprint JINR E2-87-595. Dubna, 1987.
12. *Gupta S. et al.* // Z. Phys. 1990. V. C46. P. 111.
13. *Gluck M. et al.* // Nucl. Phys. 1990. V. B329. P. 347.
14. *Adeva B. et al.* // Phys. Lett. 1993. V. B302. P. 533.
15. *Antony P.L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 959.
16. *Bohm M., Spiesberger H.* // Nucl. Phys. 1987. V. B294. P. 1081.
17. *Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М.* // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 969.
18. *Kaur J.* // Nucl. Phys. 1977. V. B128. P. 219.
19. *Кухмо Т.В., Тимошин С.И., Шумейко Н.М.* // Докл. АН БССР. 1987. Т. 31. С. 138.

ON INFLUENCE OF RADIATIVE CORRECTIONS TO THE HADRON CURRENT ON OBSERVABLE QUANTITIES IN THE DEEP INELASTIC SCATTERING OF POLARIZED LEPTONS BY POLARIZED NUCLEONS

V.A. Zykunov, S.I. Timoshin, N.M. Shumeiko

Lowest-order electromagnetic corrections to the hadron current in the deep inelastic scattering of polarized leptons by polarized nucleons in the quark-parton model were calculated. The analysis of the results of numerical calculations of the corrections to the cross section and polarization asymmetries for experiments with fixed target was carried out.