

И. В. АКУШЕВИЧ, А. Н. НАБИЧЕВ, Н. М. ШУМЕЙКО

# РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ И ЛЕГКИХ ЯДРАХ

## ВВЕДЕНИЕ

Вот уже несколько десятилетий основным источником информации о внутренней природе нуклона являются эксперименты по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию (ГНР). К настоящему времени развитие детекторов для современных экспериментальных установок достигло уровня, обеспечивающего возможность большого набора статистических данных за сравнительно малый период. Вот почему учет фоновых радиационных эффектов или процедура радиационных поправок данных (РП) становится все более актуальной.

Впервые такая процедура была разработана в 60-х гг. Мо и Тсан [1, 2] в связи с ранними экспериментами в Стэнфордe (SLAC, США) по рассеянию электронов. Однако формулы Мо и Тсан содержали нефизический параметр «мягкости» фотона  $\Delta$  и поэтому не являлись лоренц-инвариантными. Это существенно сужало область их применения и вносило неопределенность в процедуру РП.

Ковариантный способ вычисления матричных элементов и дифференциальных сечений различных процессов квантовой электродинамики на основе метода проективных операторов подробно изложен в работах [3, 4]. Метод ковариантного расчета РП, не использующий нефизический параметр  $\Delta$ , был предложен Д.Ю.Бардиным и Н.М. Шумейко [5–7]. В дальнейшем этот подход был применен для расчета электромагнитных поправок к лептонному току в неполяризованном [8–13] и поляризованном [14–18] ГНР, а также для получения приближенных формул и учета вкладов мягкого многофотонного излучения [19]. Сравнение некоторых результатов, полученных на основе методов [1, 2] и [5–7], дано в работах [20, 21]. В работе [22] представлены точные выражения для квантовоэлектродинамических (КЭД) РП низшего порядка к поляризованному ГНР, которые легли в основу программы POLRAD20 [23]. Кроме того, на основе этого метода был построен Монте-Карло генератор RADGEN [24] и рассчитана РП к процессу дифракционного электророждения векторных мезонов [25], а также и к матрице плотности эксклазивного процесса рождения векторных мезонов [26].

Формулы работ [5–7], а также [27] позволили, применяя кварк-партоновую модель, оценить величину электромагнитных поправок к адронному току в неполяризованном [28, 29], а затем и в поляризованном [30, 31] лептон-нуклонном ГНР.

Наряду с электромагнитными, другим важным источником вкладов в систематическую погрешность экспериментов по ГНР с высокими энергиями сталкиваю-

щихся частиц являются электрослабые эффекты. Так, в работе [15] было показано, что при достаточно больших квадратах переданного импульса вклад обмена  $Z$ -бозоном становится сравним с электромагнитным, особенно на границах кинематической области. Поэтому желательно иметь максимально точный расчет РП в стандартной теории электрослабого взаимодействия. Этот вопрос особенно актуален для экспериментов коллайдерного типа [32, 33].

Отличительной чертой электрослабых расчетов на однопетлевом уровне является зависимость результатов от выбранной схемы перенормировки, которая должна компенсироваться вкладами высших порядков. Однако возможен и другой выход — избрать единую схему, наиболее естественную с какой-либо точки зрения. На эту роль в последнее время все больше претендует схема перенормировок на массовой поверхности, впервые сформулированная группой японских физиков в 1982 г. [34]. В 1986 г. Бом, Холлик и Шпицбергер [35] переформулировали схему и дали полный список результатов для собственных энергий и вершинных функций при пространственно-подобных и времени-подобных передачах, т. е. как для процессов аннигиляции фермион-антифермионных пар, так и для ГНР. В 1990 г. идеи этих двух работ получили свое развитие в появившихся обзорах В. Холлика [37] и группы японских физиков [36]. Первый из них использует результаты [35] для процессов  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, а во второй дается всестороннее обсуждение схемы перенормировок на массовой поверхности в варианте работы [34]. Отметим также обзор [38], в котором систематически исследованы вклады диаграмм двухбозонного обмена, упомянутые в [35] лишь мимоходом.

Расчет электрослабых поправок к лептонному току в случае ГНР можно найти в [39–41]. Электрослабые поправки к адронному току были представлены в работах [42–45] и [46] для неполяризованного и поляризованного ГНР соответственно.

Другой подход к расчету РП, основанный на методе структурных функций, был предложен Э.А. Кураевым и В.С. Фадиным в [47] и обобщен на случай ГНР [48]. Этот метод был также использован для расчета комптоновского тензора с жестким фотоном для неполяризованного [49] и продольно-поляризованного фермиона [50]. Расчет лидирующей и следующей за лидирующей поправок к радиационному хвосту от упругого пика на основе метода структурных функций можно найти в [51].

Следующим шагом является вычисление поправок более высокого порядка  $\sim \alpha^2$ . Важно отметить, что поправка к упругому радиационному хвосту рассчитана точно [11]. Однако в случае непрерывного спектра получение не только точных формул (типа [22]), но и формул в ультрарелятивистском приближении в порядке  $\sim \alpha^2$  является крайне сложной задачей (в первую очередь, из-за проблем, связанных с интегрированием по фазовому пространству фотонов). Поэтому мы рассматриваем поправки к сплошному спектру от двойного тормозного излучения в приближении ведущих логарифмов. Для рассеяния неполяризованных частиц такая поправка была вычислена в ведущем и следующем за ним приближениях в работах [47, 52].

Еще одним важным источником радиационных эффектов в ГНР является вклад КХД-поправки, происходящий от тормозного излучения глюонов. Однако в отличие от фотонного излучения, КХД-поправка не извлекается из структурных функций, а непосредственно включается в их определение — структурные функции становятся зависящими не только от скейлинговой переменной  $x$ , но и от квадрата переданного импульса.

На сегодняшний момент имеется огромное число публикаций, посвященных КХД-поправкам в ГНР. В большинстве публикаций все вычисления ведутся на основе того предположения, что кварковая масса может быть изначально приравнена к нулю (см. обзор [54] и ссылки). В то же время существует ряд статей, авторы которых при расчетах глюонного излучения оценивают влияние конечных (ненулевых) кварковых масс как на неполяризационные [55], так и на поляризационные [56–62] структурные функции. Основное отличие этих двух подходов состоит в методе устремления кварковой массы к нулю и процедуре интегрирования по фазовому пространству излучаемого глюона: в первом случае фермионная масса изначально приравнивается к нулю до интегрирования, тогда как во втором случае для получения ультрарелятивистского приближения эта величина устремляется к нулю после интегрирования и сохраняется лишь в лидирующих логарифмических членах.

$$\frac{4}{3}\alpha_s \rightarrow e_q^2\alpha. \quad (1)$$

Следует отметить, что, имея различную природу, КХД- и КЭД-поправки на однопетлевом уровне обладают некоторыми схожими чертами. Так, если ограничиться рассмотрением комптоновского рассеяния, обе эти поправки будут описываться одинаковым набором фейнмановских диаграмм (с точностью до замены глюона на фотон). Переход от сильных радиационных эффектов к электромагнитным может быть осуществлен следующей заменой:

Исходя из вышеизложенного, в работе [63] ранее упомянутый метод Бардина – Шумейко впервые был применен для исследования комптоновского эффекта в рамках КХД. Подобный расчет актуален еще и потому, что, как и в [55–60], он позволяет оценить влияние конечных кварковых масс на наблюдаемые в поляризационном ГНР.

Настоящая статья представляет краткий обзор по расчету РП в ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах и легких ядрах. Причем поправки низшего порядка вычислены с использованием метода Бардина – Шумейко, а поправка следующего порядка оценена лишь для лептонного тока в лидирующем порядке на основе метода, используемого в [52]. В первом разделе изложены результаты вычислений электромагнитных и электрослабых эффектов, основанные на работах [22, 23, 41, 53]. Во втором разделе представлен расчет КХД-поправки к адронному току, в основе которого лежит работа [63].

## 1. ПОПРАВКИ К ЛЕПТОННОМУ ТОКУ

### 1.1. БОРНОВСКОЕ СЕЧЕНИЕ И РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НИЗШЕГО ПОРЯДКА

Рассмотрим процесс поляризационного лептон-нуклонного рассеяния

$$l(k_1, \xi) + N(p, \eta) \rightarrow l'(k_2) + X, \quad (2)$$

где  $k_1, p(\xi, \eta)$  – импульсы (векторы поляризации) начальных частиц,  $k_2$  – импульс конечного лептона ( $k_1^2 = k_2^2 = m^2$ ,  $p^2 = M^2$ ), а  $X$  – все, что угодно, включая адроны,  $\gamma$ -кванты, дополнительные лептоны. Известно, что в рамках наивной кварк-партоновой модели матричный элемент такого процесса может быть представлен

суммой бесконечного набора фейнмановских диаграмм, описывающих кварк-лептонные подпроцессы. Доминирующий вклад в сечение ГНР дает подпроцесс с одnofотонным обменом, в дальнейшем именуемый борновским (см. рис. 1).

Борновское сечение поляризационного ГНР имеет вид свертки лептонного тензора  $L_{\mu\nu}$ , структура которого хорошо известна, с адронным  $W_{\mu\nu}$ . Последний, в свою очередь, может быть представлен в виде суммы ковариантных величин с коэффициентами, определяемыми как структурные функции, которые должны быть измерены.

Таким образом, дважды дифференциальное борновское сечение имеет вид<sup>1</sup>

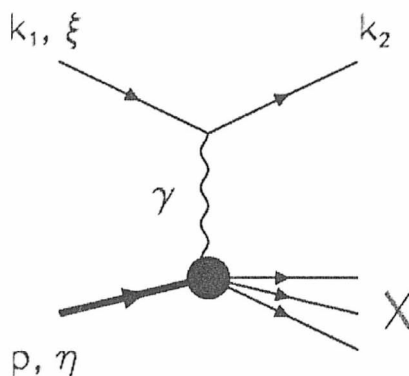


Рис. 1. Диаграмма с одnofотонным обменом, дающая основной вклад в сечение ГНР

$$\begin{aligned} \sigma_0 = & \frac{4\pi\alpha^2}{\lambda_s} \frac{SS_x}{Q^4} \{ (Q^2 - 2m^2)I_1 + (SX - M^2Q^2) \frac{I_2}{2M^2} + \\ & + mMP_L (2Q^2\xi\eta - q\eta k_2\xi) \frac{I_3}{M^2} + (S_x k_2\xi - 2\xi p Q^2) q\eta \frac{I_4}{M^4} + \\ & + (Q^2 - 2m^2)(Q^2 - 3(q\eta)^2) \frac{I_5}{M^2} + (SX - M^2Q^2)(Q^2 - 3(q\eta)^2) \frac{I_6}{2M^4} - \\ & - \frac{1}{2}(Q^2 + 4m^2 + 12\eta k_1\eta k_2)I_7 - \frac{3}{2}(X\eta k_1 + S\eta k_2)q\eta \frac{I_8}{M^2} \} , \end{aligned} \quad (3)$$

где кинематические инварианты определяются стандартным образом:

$$\begin{aligned} S = 2k_1 p, \quad X = 2k_2 p = (1 - y)S, \quad Q^2 = -(k_1 - k_2)^2 = xyS, \\ S_x = S - X, \quad S_p = S + X, \quad \lambda_s = S^2 - 4m^2 M^2, \end{aligned} \quad (4)$$

а  $x = Q^2/S_x$  и  $y = S_x/S$  — обычные скейлинговые переменные. Явные выражения для адронного тензора и обобщенных структурных функций  $I_{mi}$  представлены в приложении А.1 работы [23].

Здесь и в дальнейшем мы будем иметь дело как с продольно, так и с поперечно поляризованными мишенями. В то же время лептон будет иметь только продольную поляризацию, и его поляризационный вектор можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\xi = \frac{S}{m\sqrt{\lambda_s}} k_1 - \frac{2m}{\sqrt{\lambda_s}} p = \xi_0 + \xi_1. \quad (5)$$

<sup>1</sup> Здесь и в дальнейшем  $\sigma = d^2\sigma/dx dy$ .

Отметим, что в ультрарелятивистском приближении по массе лептона ненулевой вклад в поляризационную часть сечения (3) дает  $\xi_0$ . Оставшаяся часть вектора поляризации  $\xi_1$  при  $m \rightarrow 0$  дает исчезающий вклад в сечение ГНР за счет поправок от тормозного излучения.

Естественным приближением при достаточно высоких энергиях частиц является ультрарелятивистское

$$m^2, M^2 \ll S, X, Q^2. \quad (6)$$

В этом случае борновское сечение для продольно поляризованного ядра имеет вид

$$\sigma_0^{\parallel} = \frac{4\pi\alpha^2 S}{Q^4} \left( (F_1 - \frac{Q_N}{3} b_1) xy^2 + (F_2 - \frac{Q_N}{3} b_2)(1-y) - P_L P_N xy(2-y)g_1 \right), \quad (7)$$

тогда как для поперечно поляризованной мишени

$$\begin{aligned} \sigma_0^{\perp} = & \frac{4\pi\alpha^2 S}{Q^4} \left( (F_1 + \frac{Q_N}{6} b_1) xy^2 + (F_2 + \frac{Q_N}{6} b_2)(1-y) - \right. \\ & \left. - 2P_N P_L \frac{x\sqrt{xy(1-y)}M}{\sqrt{S}} (yg_1 + 2g_2) \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Хорошо известно, что процесс рассеяния виртуального фотона на нуклонах в зависимости от разности энергий начального и конечного лептонов  $\nu = E_1 - E_2$  может происходить через три канала: упругий, квазиупругий и неупругий.

Характерная зависимость сечения от  $\nu$  и квадрата переданного импульса  $Q^2$  представлена на рис. 2, но лишь только в той области, которая дает существенный вклад в радиационные поправки. Пик I (для  $\nu = 0$ , если пренебречь ядерной отдачей), соответствует упругому рассеянию. Область II отвечает за квазиупругое рассеяние, т. е. непосредственное столкновение лептонов с нуклонами внутри ядер. Широкий максимум по энергетическому спектру происходит от собственных импульсов нуклонов. Область неупругого рассеяния III возникает тогда, когда переданная энергия превышает пороговую энергию рождения пиона.

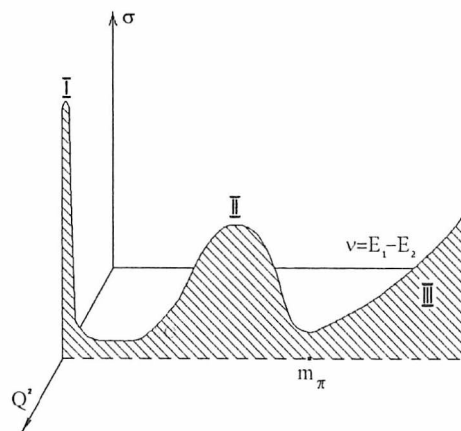


Рис. 2. Схематическое изображение дважды дифференциального поперечного сечения лептон-ядерного рассеяния в зависимости от  $Q^2$  и  $\nu$

На борновском уровне величины  $Q^2$  и  $\nu$  фиксируются через измерение импульса рассеянного лептона, вследствие чего канал рассеяния также фиксирован.

Однако в процессе с радиационным излучением импульс реального фотона не определен, и, как следствие,  $Q^2$  и  $\nu$  не фиксируются, поэтому вклад в сечение дает каждый из трех каналов. Таким образом, с учетом вкладов от дополни-

тельных виртуальных частиц, часть сечения, содержащая РП, имеет вид

$$\sigma_{RC} = \sigma^{in} + \sigma^{el} + \sigma^q + \sigma^v. \quad (9)$$

Здесь  $\sigma^{in}$ ,  $\sigma^{el}$  и  $\sigma^q$  — вклады радиационных хвостов от неупругого, квазиупругого и упругого пиков соответственно;  $\sigma^v$  — вклад диаграмм с дополнительным (по сравнению с диаграммой рис. 1) виртуальным фотоном. Поскольку в настоящем обзоре рассматриваются поправки первого и второго порядков ( $\sim \alpha$  и  $\sim \alpha^2$  соответственно), для их разделения удобно ввести нижний индекс:  $\sigma^{in,el,q,v} = \sigma_1^{in,el,q,v} + \sigma_2^{in,el,q}$ .

Явные выражения для радиационной поправки низшего порядка можно найти в [22]. Так, для свободной от инфракрасной расходимости суммы  $\sigma_1^v$  и  $\sigma_1^{in}$  мы имеем

$$\sigma_1^v + \sigma_1^{in} = \frac{\alpha}{\pi} \delta_{IR} \sigma_0 + \sigma_F^{in} = \frac{\alpha}{\pi} (\delta_R^{IR} + \delta_{vert} + \delta_{vac}^l + \delta_{vac}^h) \sigma_0 + \sigma_F^{in}. \quad (10)$$

Не содержащая инфракрасной расходимости часть вклада от тормозного излучения может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sigma_F^{in} = & -\alpha^3 y \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} d\tau \sum_{i=1}^8 \{ \theta_{i1}(\tau) \int_0^{R_{max}} \frac{dR}{R} \left[ \frac{I_i(R, \tau)}{(Q^2 + R\tau)^2} - \frac{I_i(0, 0)}{Q^2} \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{j=2}^{k_i} \theta_{ij}(\tau) \int_0^{R_{max}} dR \frac{R^{j-2}}{(Q^2 + R\tau)^2} I_i(R, \tau) \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

При этом пределы интегрирования определяются так:

$$\begin{aligned} R_{max} = & \frac{W^2 - (M + m_\pi)^2}{1 + \tau}, \quad \tau_{max, min} = \frac{S_x \pm \sqrt{\lambda_Q}}{2M^2}, \\ \lambda_Q = & S_x^2 + 4M^2 Q^2, \quad W^2 = S_x - Q^2 + M^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $m_\pi$  — масса пиона. Явные выражения для функций  $\theta_{ij}(\tau)$  представлены в [22, 23].

Инфракрасная расходимость, выделенная из  $\sigma_1^{in}$  в соответствии с методом Бардина — Шумейко, содержится в  $\delta_R^{IR}$ . Вклад дополнительных виртуальных частиц состоит из лептонной вершинной поправки  $\delta_{vert}$  и поляризации вакуума лептонами  $\delta_{vac}^l$  и адронами  $\delta_{vac}^h$  [64]. Явные выражения для всех этих величин также представлены в [22, 23].

В случае упругого рассеяния ядра остаются в основном состоянии. Вследствие этого переменная интегрирования  $R$  фиксируется следующим соотношением

$$R = R_{el} = (S_{xA} - Q^2)/(1 + \tau_A), \quad (13)$$

что приводит к

$$\sigma_1^{el} = \frac{1}{A} \frac{d^2 \sigma^{el}}{dx_A dy} = -\frac{\alpha^3 y}{A^2} \int_{\tau_{Amin}}^{\tau_{Amax}} d\tau \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^{k_i} \theta_{ij}(\tau_A) \frac{2M^2 R_{el}^{j-2}}{(1 + \tau_A)(Q^2 + R_{el} \tau_A)^2} I_i^{el}(R_{el}, \tau_A). \quad (14)$$

Причем инварианты с индексом «А» описывают ядерный импульс  $p_A$  вместо адронного  $p$  ( $p_A^2 = M_A^2$ , где  $M_A$  — масса ядра), а величины  $Im_i^{cl}$  представлены в приложении А.1 работы [23].

Квазиупругое рассеяние соответствует непосредственному столкновению лептонов с нуклонами внутри ядер. В этом случае соотношение (13) нарушается из-за наличия собственных импульсов нуклонов. В результате мы должны выполнить численное интегрирование как по  $R$ , так и по  $\tau$ :

$$\sigma_1^q = -\frac{\alpha^3 y}{A} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} d\tau \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^{k_i} \theta_{ij}(\tau) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} dR \frac{R^{j-2}}{(Q^2 + R\tau)^2} I_i^q(R, \tau). \quad (15)$$

Величины  $Im_i^q$  могут быть представлены в виде квазиупругих структурных функций (или функций отклика), которые имеют форму пика при  $\omega = Q^2/2M$ . Из-за отсутствия достаточных экспериментальных данных этот факт обычно используется для построения пикового приближения. Множители в выражениях для функций отклика оцениваются в пике ( $\omega = Q^2/2M$ ), и последующее интегрирование этих правил сумм для электрон-нуклонного рассеяния [65]):

$$\sigma_1^q = -\frac{\alpha^3 y}{A} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} d\tau \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^{k_i} \theta_{ij}(\tau) \frac{2M^2 R^{j-2}}{(1+\tau)(Q^2 + R\tau)^2} I_i^q(R, \tau) \quad (16)$$

Чтобы оценить величину радиационной поправки, разделим сечение на усредненную по спину и спин-зависимую части

$$\sigma_{0,RC} = \sigma_{0,RC}^u + P_L P_N \sigma_{0,RC}^p \quad (17)$$

и введем следующие величины:

$$\delta_u = \frac{\sigma_0^u + \sigma_{RC}^u}{\sigma_0^u}, \quad \delta_p = \frac{\sigma_0^p + \sigma_{RC}^p}{\sigma_0^p}. \quad (18)$$

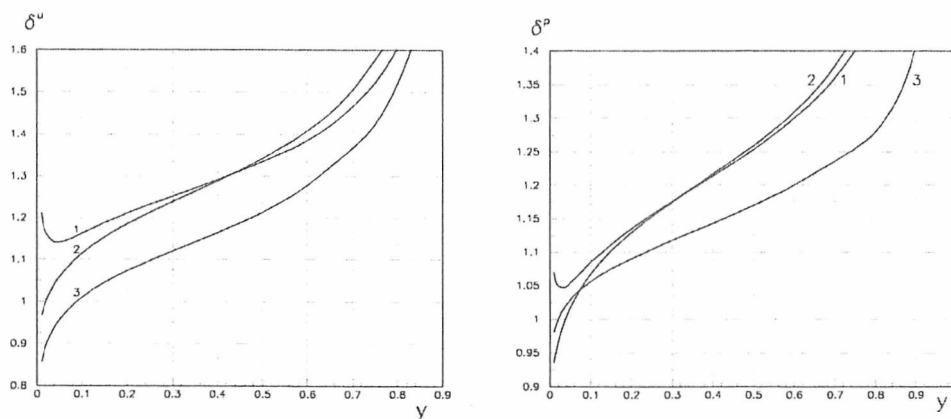


Рис. 3. Радиационные поправки к неполяризованной и поляризованной части сечения, описываемые соотношениями (17, 18) и рассчитанные с помощью программы POLRAD [23].

Кривые 1, 2 и 3 соответствуют различным значениям  $x = 0,001; 0,01; 0,1$

Явная зависимость этих величин от  $u$  для различных  $x$  в кинематике предстоящих коллайдерных экспериментах на HERA (лептонные и протонные пучки с энергиями 27,5 ГэВ и 810 ГэВ соответственно) представлена на рис. 3.

## 1.2. ПРОЦЕДУРА РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВОК

Обратимся теперь к описанию процедуры РП. Известно, что наборы экспериментальных данных включают не только требуемую наблюдаемую величину, описываемую диаграммой, представленной на рис. 1, но также и другие процессы, входящие в (2). Последние из-за их малого вклада в наблюдаемые величины принято называть фоновыми. Поэтому основной задачей анализа данных в экспериментах по ГНР является выделение вклада однобозонного обмена. Для этого необходимо отбросить события, связанные с фоновыми процессами, из всего набора данных. Если это невозможно сделать (по техническим или принципиальным соображениям) экспериментальными методами, то соответствующий поправочный фактор должен быть вычислен теоретически в рамках какой-либо теории. Обычно такого рода фактор зависит от тех величин (структурных функций, асимметрий), которые как раз и измеряются в данном эксперименте. Таким образом, мы приходим к необходимости применения итерационной процедуры для выделения наблюдаемых величин на борновском уровне из полного набора экспериментальных данных. Эта процедура обычно называется процедурой РП экспериментальных данных или просто процедурой РП.

В качестве примера рассмотрим применение процедуры РП для извлечения структурной функции  $g_1$  из измеренной спиновой асимметрии  $A_{1l}^m$ . В том случае, когда неполяризационные структурные функции рассматриваются как константы, а  $g_2(x)$  полагается равной нулю, измеренная асимметрия определяется так:

$$A_1^m = \frac{g_1}{F_1} + \Delta A_1(g_1). \quad (19)$$

В свою очередь, радиационная поправка к асимметрии  $\Delta A_1$  может быть записана в терминах усредненной по спину ( $\sigma^h$ ) и спин-зависимой ( $\sigma^p$ ) частей сечения (9):

$$\Delta A_1 = \frac{\sigma_0^u(\sigma_p^m(g_1) + \sigma_p^q + \sigma_p^{ef}) - \sigma_0^p(g_1)(\sigma_u^m + \sigma_u^q + \sigma_u^{ef})}{\sigma_0^u((1 + \delta_v)\sigma_0^u + \sigma_u^m + \sigma_u^q + \sigma_u^{ef})}, \quad (20)$$

где  $\delta_v = \sigma_v^p / \sigma_v^p = \sigma_v^p / \sigma_0^p$ . Вследствие того, что и борновское сечение  $\sigma_0^p$  и  $\sigma_p^m$  имеет нетривиальную зависимость от структурной функции  $g_1$ , уравнение (19) становится функциональным и может быть преобразовано в систему, описывающую выделение  $g_1$  в  $n$  кинематических точках  $x_i$  ( $i=1, \dots, n$ ):

$$A_{1j}^m = \frac{g_{1j}}{F_1} + \Delta A_1(g_{1j}; j=1, \dots, n). \quad (21)$$

Обычно для решения такой системы уравнений используют итерационные методы. Вариантов итерационных формул может быть достаточно много, однако на практике используются только два типа. Первый и наиболее очевидный определяет  $k$ -й шаг следующим образом:

$$g_{li}^{(k)} = F_l(A_{li}^m - \Delta A_l(g_{lj}^{(k-1)}; j=1, \dots, n)). \quad (22)$$

Иная возможность нахождения формул для итерационной процедуры появляется тогда, когда сечение разделяется на усредненную по спину и спин-зависимую части как на борновском уровне, так и на уровне радиационных поправок. В этом случае итерационные формулы для измеренной асимметрии

$$A_l^m = \frac{1}{D} \frac{\sigma_0^p + \sigma_1^p}{\sigma_0^u + \sigma_1^u} = \frac{g_l / F_l + \sigma_1^p / D \sigma_0^u}{1 + \sigma_1^u / \sigma_0^u} \quad (23)$$

могут быть представлены в виде

$$g_{li}^{(k)} = F_l[A_{li}^m(1 + \frac{\sigma_1^u}{\sigma_0^u}) - \frac{\sigma_1^p(g_{lj}^{(k-1)}; j=1, \dots, n)}{D \sigma_0^u}], \quad (24)$$

причем  $g_l$ -зависимость возникает только на уровне радиационных поправок и отсутствует на борновском уровне.

Представленные выше формулы могут быть непосредственно применены к обработке экспериментальных данных для рассеяния на водороде и дейтроне. Трехпараметрические формулы, используемые для подгонки спиновой асимметрии протона, имеют вид (см. [66–69])

$$A_l^p(x) = A + x^B(1 - e^{-Cx}),$$

$$A_l^d(x) = (e^{-Ax} - 1)(B^C - x^C). \quad (25)$$

Для протонной асимметрии также используются одно- и двухпараметрические подгонки

$$A_l^p(x) = x^B, \quad A_l^p(x) = Ax^B. \quad (26)$$

Для нейтронной асимметрии, выделенной из данных по дейтрону и гелию-3, должна быть учтена ядерная поправка:

$$A_l^n(x) = \frac{A_l^{p, {}^3\text{He}}(x) - (1 - f_d(x))P_p A_l^p(x)}{f_d(x)P_n}. \quad (27)$$

В обоих случаях «ослабляющий» фактор имеет вид

$$f_d(x) = \frac{1}{F_2^p / F_2^n + 1}, \quad f_d(x) = \frac{1}{2F_2^p / F_2^n + 1} \quad (28)$$

соответственно. Числа  $P_p$  и  $P_n$  характеризуют эффективную поляризацию нуклонов внутри ядер. Для дейтронной мишени  $P_p = P_n = 0,5 - 0,75\omega_d$ , где  $\omega_d$  – вероятность нахождения в D-состоянии (~5%), а для гелия-3  $P_p = -0,028$  и  $P_n = 0,8$ .

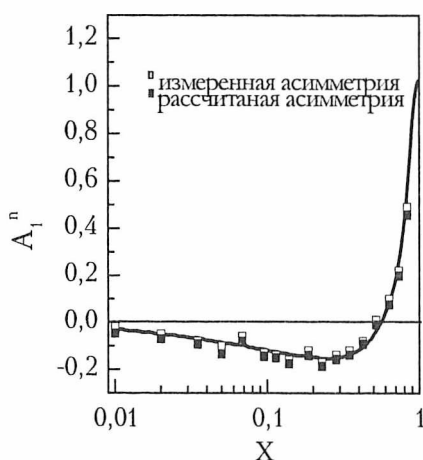


Рис. 4. Результат применения итерационной процедуры для спиновой асимметрии с использованием параметрических формул

На рис. 4 продемонстрировано применение процедуры РП для экспериментов по ГНР с поляризованным гелием-3 и HERMESовским пучком лептонов с энергией  $E = 27,5$  ГэВ.

### 1.3. ЛИДЕРУЮЩАЯ ПОПРАВКА СЛЕДУЮЩЕГО ПОРЯДКА

Доминирующий вклад в РП может быть получен техникой ведущих логарифмов. Это приближение, основанное на факторизации фермионных массовых сингулярностей, позволяет найти поправки  $\sim \alpha \log(Q^2/m_f^2)^n$ . Нижеприведенные формулы для поляризационного ГНР были получены в работе [53] на основе метода, изложенного в [52].

Вклад радиационного хвоста от сплошного спектра  $\sigma_2^m$  в сумме с петлевыми эффектами  $\sigma_2^v$  принимает вид

$$\begin{aligned} \sigma_2^m + \sigma_2^v = & \delta_2^m \sigma_0 + \sigma_{lk_1}^{in} + \\ & + \sigma_{lk_2}^{in} + \sigma_{k_1 k_1}^{in} + \sigma_{k_2 k_2}^{in} + \sigma_{k_1 k_2}^{in} + \\ & + \sigma_{lk_1}^{in} + \sigma_{lk_2}^{in} + \sigma_{fk_1}^{in} + \sigma_{fk_2}^{in}. \end{aligned} \quad (29)$$

Факторизующийся перед борновским сечением множитель определяется так:

$$\delta_2^m = \frac{\alpha^2}{4\pi^2} (3\delta^2(Q^2) + 2l_m \delta_{sp} \delta(Q^2) + \frac{1}{2} l_m^2 [\delta_{sp}^2 + 4Li_2(1-z_2) + 12Li_2(1-z_1) - \frac{8}{3}\pi^2]), \quad (30)$$

$l_m = \log Q^2/m^2$ ,  $\delta_{sp} = 2\log((1-z_1)(1-z_2)) + 3$ , а  $\delta(Q^2) = \delta_{vac}^l + \delta_{vac}^h$ . Величины, описывающие эффект поляризации вакуума при однофотонном излучении, имеют вид:

$$\sigma_{lk_1, lk_2}^{in} = \frac{\alpha^2}{2\pi^2} l_m \int_{z_{1,2}}^1 \frac{dz}{1-z} [(1+z^2)\delta(t_{x,s})\sigma_{k_1, k_2} - 2\delta(Q^2)\sigma_0], \quad (31)$$

где  $t_x = zQ^2$  и  $t_s = Q^2/2$ .

Следующие три слагаемых соответствуют вкладам двойного тормозного излучения. Два из них в приближении ведущих логарифмов происходят от областей интегрирования с коллинеарной кинематикой, когда оба испускаемых фотона параллельны начальному либо конечному лептону:

$$\begin{aligned} \sigma_{k_1 k_1, k_2 k_2}^{in} = & \frac{\alpha^2}{8\pi^2} l_m^2 \int_{z_{1,2}}^1 dz \left[ \frac{2}{1-z} (2\log[(1-z)(1-z_{1,2}(z))]) - \log(z) + 3 \right] \times \\ & \times ((1+z^2)\sigma_{k_1, k_2} - 2\sigma_0) + ((1+z)\log(z) - 2(1-z))\sigma_{k_1, k_2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Третье соответствует случаю, когда один фотон излучается параллельно начальному лептону, а другой — параллельно конечному:

$$\sigma_{k_1 k_2}^{in} = \frac{\alpha^2}{4\pi^2} l_m^2 \int_{z_1}^1 \frac{dz'}{1-z'} \int_{z_2(z')}^1 \frac{dz}{1-z} [(1+z^2)(1+z'^2)\sigma_{k_1 k_2} - 2(1+z'^2)\sigma_{k_1} - 2(1+z^2)\sigma_{k_2} + 4\sigma_0] . \quad (33)$$

Здесь

$$\sigma_{k_1 k_2} = y\sigma_0(z'S, X/z, z'Q^2/z)/(z(zz'-1+y)), \\ z_1(z) = (1-y)/(z-xy), \quad z_2(z) = (1-y+zx)/z . \quad (34)$$

Последние четыре слагаемых в (29) происходят от эффектов рождения фермионных пар, которое может идти по синглетному и несинглетному каналу (47). Синглетная часть

$$\sigma_{lk_1, lk_2}^{in} = \frac{\alpha^2}{8\pi^2} l_m^2 \int_{z_{1,2}}^{1-4m_l M/S} dz (2(1+z)\log(z) + 1-z + \frac{4}{3}(1-z^3)z) \sigma_{k_1, k_2} \quad (35)$$

соответствует случаю, когда начальный и конечный лептон принадлежат различным фермионным линиям, соединенным виртуальным фотоном. Несинглетная составляющая

$$\sigma_{fk_1, fk_2}^{in} = \frac{\alpha^2}{12\pi^2} \sum_f \log^2 \frac{Q^2}{m_f^2} \int_{z_{1,2}}^{1-4m_f M/S} dz \frac{(1+z^2)}{(1-z)} \sigma_{k_1, k_2} \quad (36)$$

происходит от вкладов диаграмм с излучением дополнительного виртуального фотона с последующим образованием фермионных пар.

КЭД-поправка к сечению радиационного хвоста от упругого пика также может быть вычислена методами приближения ведущих логарифмов. Она обусловлена интерференцией комптоновского пика с  $k_1$ - и  $k_2$ -пиками и может быть представлена в виде

$$\sigma_2^{el} = \frac{\alpha}{2\pi} l_m \delta_{sp} \sigma_1^{el} + \sigma_{k_1 t}^{el} + \sigma_{k_2 t}^{el} , \quad (37)$$

где

$$\sigma_{k_{1,t}, k_{2,t}}^{el} = \frac{\alpha}{2\pi} l_m \int_{z_{1,2}}^1 dz \frac{(1+z^2)\sigma_{k_1, k_2}^{el} - 2\sigma_1^{el}}{1-z} . \quad (38)$$

Величины выражаются через сечение  $\sigma^{el} = \sigma^{el}(x, y, S)$  со следующими заменами аргументов:

$$\sigma_{k_1}^{el} = y\sigma_1^{el}(xyz/(z+y-1), (z+y-1)/z, zS)/(z-1+y), \\ \sigma_{k_2}^{el} = y\sigma_1^{el}(xy/(z+y-1), (z+y-1)/z, S)/z(z-1+y). \quad (39)$$

Как показывают численные расчеты, поправка  $\sim \alpha^2$  к рассматриваемой асимметрии составляет несколько процентов от величины полной РП и максимальна вблизи границы кинематической области рассматриваемых экспериментов.

Однако следует помнить, что поправка  $\sim \alpha^2$  рассчитана пока лишь в приближении ведущих логарифмов, а как отмечалось выше, даже ультрарелятивистское приближение для радиационных хвостов от упругого и квазиупругого пиков дает большую погрешность. Кроме того, приближение  $\sim \alpha^2 \log^2(Q^2/m^2)$  дает неплохие результаты для факторизирующейся части поправки и хуже оценивает остаток, который и вносит основной вклад в асимметрию рассеяния поляризованных частиц. Таким образом, для дальнейшего детального анализа поправки  $\sim \alpha^2$  требуется более точный расчет.

#### 1.4. ЭЛЕКТРОСЛАБАЯ ПОПРАВКА

Вполне естественно, что обработка данных современных экспериментов по ГНР поляризованных лептонов на поляризованных ядерных мишенях требует корректного учета РП. Представленные выше выражения для РП к поляризационному ГНР в рамках КЭД успешно применяются в экспериментах на фиксированных мишенях.

Однако с появлением возможности проводить поляризационные эксперименты по ГНР колайдерного типа [33] мы уже не сможем ограничиться рассмотрением диаграмм только с  $\gamma$ -обменом, поскольку в подобных экспериментах квадрат переданного импульса  $Q^2$  становится столь большим, что слабые эффекты начинают давать существенный вклад в сечение и спиновые асимметрии. В то же время отношение  $m^2/Q^2$  становится достаточно малой величиной и может быть удержано только в аргументе логарифма. Отметим, что полный расчет однопетлевой электрослабой поправки низшего порядка в рамках наивной партонной модели к продольно-поляризационному ГНР описан в работе [46].

В этом подразделе мы рассмотрим электрослабую поправку к лептонному току с  $Q^2$ -зависимыми партонными распределениями.

В общем случае дважды дифференциальное сечение лептон-нуклонного рассеяния на борновском уровне в рамках электрослабой теории имеет вид

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2 S_x S}{\lambda_s Q^4} [L_{\mu\nu}^{\gamma\gamma} W_{\mu\nu}^{\gamma\gamma}(p, q) + \frac{1}{2} (L_{\mu\nu}^{\gamma Z} + L_{\mu\nu}^{Z\gamma}) W_{\mu\nu}^{\gamma Z}(p, q) \chi + L_{\mu\nu}^{ZZ} W_{\mu\nu}^{ZZ}(p, q) \chi^2]. \quad (40)$$

где  $\chi^2 = Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$  ( $M_Z$  — масса Z-бозона), а явные выражения для лептонных  $L_{\mu\nu}^{ij}$  и адронных  $W_{\mu\nu}^{ij}$  тензоров ( $i, j = \gamma, Z$ ) могут быть найдены в работе [41].

После тензорной свертки сечение (40) может быть записано в более простой форме

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2 y}{Q^4} \sum_{i=1}^8 \theta_i^B F_i \quad (41)$$

через линейную комбинацию восьми обобщенных структурных функций:

$$F_i = R_V^\gamma \overline{F}_i^\gamma + \chi R_V^{\gamma Z} \overline{F}_i^{\gamma Z} + \chi^2 R_V^Z \overline{F}_i^Z \quad (i = 1, 2, 6 - 8),$$

$$F_i = R_A^\gamma \overline{F}_i^\gamma + \chi R_A^{\gamma Z} \overline{F}_i^{\gamma Z} + \chi^2 R_A^Z \overline{F}_i^Z \quad (i = 3 - 5). \quad (42)$$

Здесь квадратичные комбинации электрослабых констант имеют вид

$$\begin{aligned} R_V^{mm} &= (v^m v^n + a^m a^n) - P_L (v^m a^n + v^n a^m), \\ R_A^{mm} &= (v^m a^n + a^m v^n) - P_L (v^m v^n + a^n a^m), \end{aligned} \quad (43)$$

где

$$\begin{aligned} v^\gamma &= 1, \quad v^Z = (-1 + 4s_w^2)/4s_w c_w, \\ a^\gamma &= 0, \quad a^Z = -1/4s_w c_w, \end{aligned} \quad (44)$$

$c_w$  и  $s_w$  — косинус и синус угла Вайнберга, а  $P_L$  — степень поляризации лептона. Величины  $\theta_i^B$  зависят только от вектора поляризации мишени и кинематических инвариантов:

$$\begin{aligned} \theta_1^B &= Q^2, & \theta_5^B &= \eta q Q^2 S_p / 2M^3, \\ \theta_2^B &= (SX - M^2 Q^2) / 2M^2, & \theta_6^B &= -(X \eta k_1 + S \eta k_2) / 2M, \\ \theta_3^B &= Q^2 S_p / 4M^2, & \theta_7^B &= \eta q (SX - M^2 Q^2) / 2M^3, \\ \theta_4^B &= -Q^2 \eta (k_1 + k_2) / M, & \theta_8^B &= -\eta q Q^2 / M. \end{aligned} \quad (45)$$

Модельно-независимая часть электрослабой поправки низшего порядка, которая содержит как вклад от излучения реального фотона ( $\sigma_R$ ), так и от дополнительных виртуальных частиц ( $\sigma_v$ ), может быть записана в виде суммы слагаемых, не содержащих инфракрасной расходимости:

$$\sigma_{RC} = \sigma_V + \sigma_R = \frac{\alpha}{\pi} \delta_{VR} \sigma_0 + \sigma_V^r + \sigma_R^F + \sigma_R. \quad (46)$$

Множитель перед борновским сечением

$$\begin{aligned} \delta_{VR} &= (\log \frac{Q^2}{m^2} - 1) \log \frac{(W^2 - (M + m_\pi)^2)^2}{(X + Q^2)(S - Q^2)} + \frac{3}{2} \log \frac{Q^2}{m^2} - 2 - \\ &\quad - \frac{1}{2} \log^2 \frac{X + Q^2}{S - Q^2} + Li_2 \frac{SX - Q^2 M^2}{(X + Q^2)(S - Q^2)} - \frac{\pi^2}{6} \end{aligned} \quad (47)$$

появляется при сокращении инфракрасной расходимости после суммирования инфракрасной части, выделенной из  $\sigma_R$ , с той частью  $\sigma_V$ , которая происходит от лептонной вершины, содержащей дополнительный виртуальный фотон.

Вклад от электрослабых петель, рассчитанный в калибровке т'Хофта – Фейнмана (без поправки к лептонной вершине), может быть записан через борновское сечение со следующей заменой:

$$\sigma_{V'}^r = \sigma^B(R_{V',A}^{mn} \rightarrow \delta R_{V',A}^{mn}), \quad (48)$$

а величины  $\delta R_{V',A}^{mn}$  определены в работе [41].

Свободное от инфракрасной расходимости сечение тормозного излучения удобно представить в виде суммы двух слагаемых  $\sigma_R^F$  и  $\tilde{\sigma}_R$ . Первое включает в себя неполяризационную часть сечения и ту часть сечения, которая происходит от лидирующего слагаемого  $\xi_0$  лептонного вектора поляризации (5):

$$\begin{aligned} \sigma_R^F = & -\alpha^3 y \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} d\tau \sum_{i=1}^8 \{\theta_{i1}(\tau) \int_0^{R_{\max}} \frac{dR}{R} \left[ \frac{F_i(R, \tau)}{(Q^2 + R\tau)^2} - \frac{F_i(0, 0)}{Q^4} \right] + \\ & + \sum_{j=2}^{k_i} \theta_{ij}(\tau) \int_0^{R_{\max}} dR \frac{R^{j-2}}{(Q^2 + R\tau)^2} F_i(R, \tau)\}. \end{aligned} \quad (49)$$

Второе слагаемое содержит вклад, пропорциональный оставшейся части вектора поляризации  $\xi_1$ , и при  $m \rightarrow 0$  может быть представлено через борновское сечение:

$$\tilde{\sigma}_R = \frac{\alpha y}{\pi S} \int_0^{R_{\max}^s} \frac{R dR}{(S_x - R)} \tilde{\sigma}_{pl}^B. \quad (50)$$

Здесь верхний предел интегрирования определяется как  $R_{\max}^s = S(W^2 - (M + m_\pi)^2)/(S - Q^2)$ , а  $\tilde{\sigma}_{pl}^B$  – пропорциональная  $P_L$  часть борновского сечения со следующей заменой кинематических переменных:  $S \rightarrow S - R$ ,  $Q^2 \rightarrow Q^2(1 - R/S)$  и  $k_l \eta \rightarrow k_l \eta(1 - R/S)$ .

Дважды дифференциальное сечение как функция поляризационных характеристик сталкивающихся частиц может быть представлена в виде суммы четырех слагаемых:

$$\sigma = \sigma'' + P_L \sigma^\xi + P_N \sigma^\eta + P_N P_L \sigma^{\xi\eta}, \quad (51)$$

первое из которых описывает неполяризационную часть сечения, а остальные характеризуют поляризационные вклады и не зависят от степени поляризации. Поскольку в современных коллайдерных экспериментах не возникает проблем с измерением светимости, не говоря уже об обычном измерении поляризационных асимметрий, в предстоящих поляризационных коллайдерных экспериментах, вероятно, появится возможность измерения сечений с различной поляризационной конфигурацией сталкивающихся пучков.

Кроме того, сейчас активно развивается новый метод обработки данных, когда экспериментальная информация о поляризационных наблюдаемых выделяется непосредственно из поляризационной части сечения [70, 71]. В [71] показано как, используя специальную процедуру, на примере экспериментальных данных можно

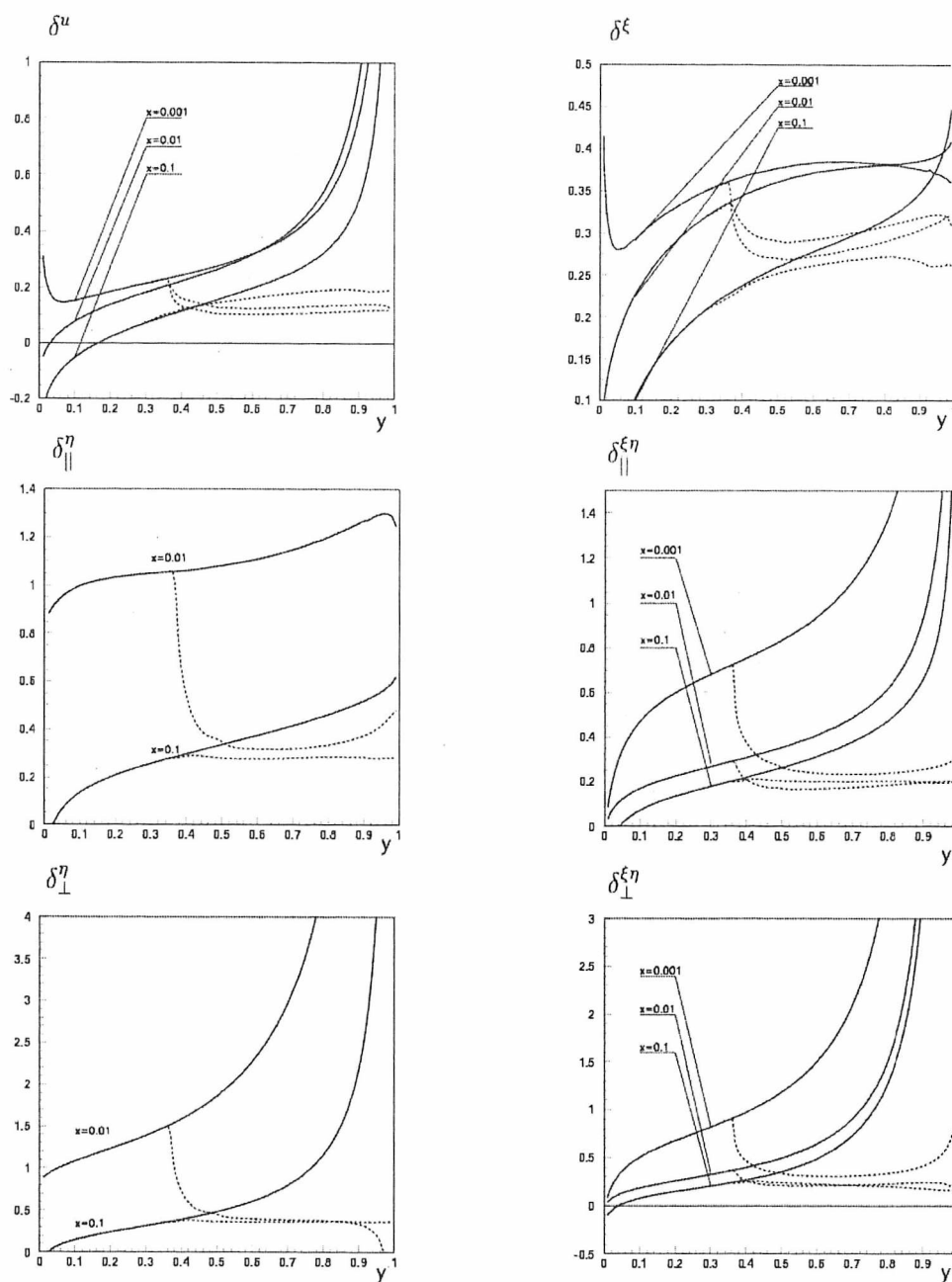


Рис. 5. Радиационные поправки к величинам  $\sigma^{\xi, \eta, \eta\xi}$ , определяемым равенством (51), с (пунктирные линии) и без (сплошная линия) детектирования жестких фотонов с энергией  $E_\gamma > 10$  ГэВ. Нижние индексы  $\parallel$  и  $\perp$  соответствуют продольно и поперечно поляризованным протонным пучкам.

Поскольку при  $x=0,001$  борновское сечение  $\sigma^\eta$  меняет знак, а величины  $\delta^\eta_{\parallel}$  и  $\delta^\eta_{\perp}$  имеют сингулярное поведение, в этой области соответствующие кривые  $\delta^\eta$  не представлены

полностью разделять неполяризационные и поляризационные части сечения. Все это, как и тот факт, что РП к асимметрии всегда строятся из РП к различным частям сечения, позволяет ограничить наше рассмотрение оценкой радиационных поправок

$$\delta = \frac{\sigma_{RC}^a}{\sigma_0^a} = \frac{\sigma_{tot}^a}{\sigma_0^a} - 1, \quad (a = u, \xi, \eta, \xi\eta) \quad (52)$$

ко всем частям сечения в уравнении (51), определяемых как отношение части сечения содержащей РП к соответствующей части борновского сечения. Численные результаты для величин (52) представлены на рис. 5 как функции скейлинговых переменных  $x$  и  $y$  в кинематике предстоящих коллайдерных экспериментов.

## 2. ПОПРАВКА К АДРОННОМУ ТОКУ

### 2.1. МЕТОД РАСЧЕТА И ЯВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На языке адронного тензора  $W_{\mu\nu}$  однопетлевая поправка низшего порядка к адронному току может быть представлена в виде суммы двух слагаемых, вклады которых рассчитываются раздельно  $W_{\mu\nu}^{1-loop} = W_{\mu\nu}^R + W_{\mu\nu}^{IR}$ . Первое слагаемое происходит от тормозного излучения глюона и содержит интегрирование по его фазовому пространству, тогда как вторая часть поправки обусловлена дополнительным обменом виртуальным глюоном и имеет вид

$$W_{\mu\nu}^V = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \sum_q \left[ -2(P^{IR} + \log \frac{m_q}{\mu})(l_q - 1) - \frac{1}{2} l_q^2 + \frac{3}{2} l_q - 2 + \frac{\pi^2}{6} \right] W_{\mu\nu}^{0q} + W_{\mu\nu}^{AMM}, \quad (53)$$

где  $W_{\mu\nu}^{0q}$  — вклад кварка типа  $q$  в адронный тензор на борновском уровне, а  $W_{\mu\nu}^{AMM}$  — вклад аномального магнитного момента данного кварка. Инфракрасная расходимость содержится в  $P^{IR}$ , а произвольный параметр  $\mu$  имеет размерность массы.

Отметим, что оба этих вклада содержат инфракрасную расходимость, которая в сумме должна сокращаться. Однако, если в (53) она выделяется тривиальным образом, то в случае тормозного излучения мы применим технику, широко используемую в КЭД:

$$W_{\mu\nu}^R = W_{\mu\nu}^R - W_{\mu\nu}^{IR} + W_{\mu\nu}^{IR} = W_{\mu\nu}^F + W_{\mu\nu}^{IR}.$$

Здесь  $W_{\mu\nu}^F$  — конечная величина при  $k \rightarrow 0$ , а  $W_{\mu\nu}^{IR}$  — инфракрасно-расходящаяся часть  $W_{\mu\nu}^R$ . Используя размерную регуляризацию, получим

$$W_{\mu\nu}^{IR} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \sum_q \left[ 2(P^{IR} + \log \frac{m_q}{\mu})(l_q - 1) + l_q l_v + \frac{1}{2} l_q^2 - \frac{1}{2} l_v^2 - \frac{3}{4} l_q - \frac{7}{4} l_v + \frac{3}{4} - \frac{\pi^2}{3} \right] W_{\mu\nu}^{0q},$$

где

$$l_q = \log(Q^2/m_q^2), \quad l_v = \log((1-x)/x).$$

Таким образом, сумма  $W_{\mu\nu}^{IR}$  и  $W_{\mu\nu}^{V}$

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{IR} + W_{\mu\nu}^{V} &= \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \sum_q [2l_q l_v - l_v^2 + \frac{3}{2} l_q - \frac{7}{2} l_v - \frac{5}{2} - \frac{\pi^2}{3}] W_{\mu\nu}^{0q} + W_{\mu\nu}^{AMM} = \\ &= \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \sum_q \delta_q W_{\mu\nu}^{0q} + W_{\mu\nu}^{AMM} \end{aligned} \quad (54)$$

не содержит инфракрасной расходимости.

Для того чтобы извлечь информацию о КХД-поправке к поляризационным структурным функциям, интегрирование по фазовому пространству глюона в выражении  $W_{\mu\nu}^{IR}$  следует выполнить без каких либо предположений о структуре вектора поляризации  $\eta$ . Это может быть осуществлено через технику тензорного интегрирования. В результате такого интегрирования мы получаем адронный тензор, коэффициенты при соответствующих структурах (таких как  $g_{\mu\nu}$ ,  $p_\mu p_\nu \dots$ ), в котором естественно отождествить с однопетлевым КХД-вкладом в соответствующую структурную функцию.

Следуя подобным рассуждениям, КХД-улучшенные структурные функции  $F_{1,2,L}$  и  $g_1$  можно записать как

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= \frac{1}{2x} [F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)], \quad F_2(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 f_q(x, Q^2), \\ F_L(x, Q^2) &= \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} x \sum_q e_q^2 \int_x^1 dz f_q(x/z), \quad g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta f_q(x, Q^2), \end{aligned} \quad (55)$$

а  $g_2$  — в виде

$$\begin{aligned} g_2(x, Q^2) &= \frac{\alpha_s}{6\pi} \sum_q e_q^2 \{ (1 - 2l_q - \log(1-x)) \Delta f_q(x) + \int_x^1 dz [(4l_q - \\ &- 4 \log(z(1-z)) - 12 - \frac{1}{(1-z)}) \Delta f_q(x/z) + \frac{\Delta f_q(x)}{(1-z)}] \}. \end{aligned} \quad (56)$$

Здесь  $Q^2$ -зависимые неполяризационные и поляризационные партонные распределения определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} f_q(x, Q^2) &= (1 + \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \delta_q) f_q(x) + \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} [(\frac{1+z^2}{1-z} (l_q - \log(z(1-z))) - \\ &- \frac{7}{2} \frac{1}{1-z} + 3z + 4) f_q(\frac{x}{z}) - \frac{2}{1-z} (l_q + \log \frac{z}{1-z} - \frac{7}{4}) f_q(x)], \\ \Delta f_q(x, Q^2) &= (1 + \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \delta_q) \Delta f_q(x) + \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} [(\frac{1+z^2}{1-z} (l_q - \log(z(1-z))) - \end{aligned}$$

$$-\frac{7}{2} \frac{1}{1-z} + 4z + 1) \Delta f_q \left( \frac{x}{z} \right) - \frac{2}{1-z} (l_q + \log \frac{z}{1-z} - \frac{7}{4}) \Delta f_q(x)], \quad (57)$$

а величина  $\delta_q$  уже была определена выше (см. (54)).

Представленные выше формулы (55–57) хорошо согласуются с результатами, полученными ранее в неполяризационных структурных функциях (2.24, 2.49) из работы [55],  $g_1(x, Q^2)$  соответствует выражение (13) из [56]. Наконец,  $g_2(x, Q^2)$  может быть сравнима с суммой выражений (18) и (19) из [57].

В результате интегрирования КХД-улучшенных структурных функций по скейлинговой переменной  $x$  можно увидеть, что КХД-поправка к первым моментам неполяризационных структурных функций, так же как и к первому моменту поляризационной структурной функции  $g_2$ , имеет одинаковое значение как для случая массивных, так и для безмассовых кварков. В то же время ультрарелятивистская поправка к первому моменту  $g_1$

$$\int_0^1 dx g_1(x, Q^2) = (1 - C_{g1} \frac{\alpha_s}{\pi}) \int_0^1 dx g_1^0(x) \quad (58)$$

зависит от того, рассматривалась ли кварковая масса как изначально конечная величина ( $C_{g1}=5/3$ ), либо она с самого начала полагалась равной нулю ( $C_{g1}=1$ ).

## 2.2. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Таким образом, в этом разделе мы применили подход, обычно используемый в КЭД для расчета КХД-поправки к структурным функциям и правилам сумм. Рассмотрение кварка как массивной частицы в рамках этого подхода позволило нам оценить влияние конечной кварковой массы на ультрарелятивистском уровне. Как известно, лидирующая поправка дает вклад только в структурные функции, но не в правила сумм. Вот почему следующая за лидирующей поправка так важна.

Проведя аналитические расчеты однопетлевой КХД-поправки с ненулевой кварковой массой, при переходе к ультрарелятивистскому пределу мы не нашли никакого дополнительного вклада в первые моменты неполяризационных структурных функций и  $g_2$  по сравнению с общепризнанными безмассовыми расчетами, что подтверждает результаты, полученные ранее (см. [55, 57]). В то же время существует ненулевой вклад в первый момент структурной функции  $g_1$  и, как следствие – в правила сумм Эллиса–Джаффе и Бьеркена. Величина этого вклада также хорошо согласуется с ранее опубликованными работами [56, 59]. Более того, мы подтверждаем высказывание в [56] о том, что классическая величина поправки к первому моменту  $g_1$  воспроизводится и в массивном случае, если при расчете рассматривать поляризационный вектор лишь в лидирующем приближении  $\eta = p_{1q}/m_q$ . Однако, в отличие от [56] мы интерпретируем результат  $C_{g1}=5/3$  в соотношении (58) как физический, поскольку использование точного представления для вектора поляризации при расчете КХД-поправки к продольно поляризационному ГНР

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{(k_1 p_{1q})^2 - m_q^2}} \left[ \frac{k_1 p_{1q}}{m_q} p_{1q} - m_q k_1 \right] \quad (59)$$

приводит к точно такому же результату  $C_{gI}=5/3$ . Это происходит вследствие того, что второе слагаемое в (59) дает дополнительный ненулевой вклад  $\sim 2/3$ , который не может быть получен в результате стандартных КХД-расчетов с безмассовыми кварками. Следует также отметить, что подобная ситуация имеет место и в стандартных расчетах КЭД- и электрослабых поправок к лептонному току в ГНР [40], поскольку лептонный вектор поляризации имеет такой же вид, как и адронный (5). Явный вид такого исчезающего при  $m \rightarrow 0$  выражения в случае электрослабой поправки к лептонному току определяется формулой (50) из предыдущего раздела. Описание процедуры выделения и обработки этого вклада можно найти в работе [41].

Результат с  $C_{gI}=5/3$  был также подробно рассмотрен, но с несколько иной точки зрения в [58]. Дополнительная поправка к первому моменту  $g_I$  как в операторном разложении, так и в кварк-партонной модели рассмотрена в работе [59]. Там же было показано, что при аккуратном учете эффекта конечных кварковых масс для коэффициентной функции и матричного элемента не существует никаких противоречий между этим результатом и классической поправкой, найденной в безмассовой КХД. Кроме того, как это было установлено недавно в работе [61], перенормировка аксиально-векторного тока полностью подавляет дополнительный вклад, полученный в рамках массивного подхода (см. раздел 4 этой статьи).

Как уже было отмечено выше, массивный кварковый подход не дает никакой дополнительной поправки к первому моменту  $g_2$  и, как следствие, к правилу сумм Букхарда–Котингама в пределе  $m \rightarrow 0$ . В работе [60] было показано, что существует отрицательная поправка к этой величине следующего по массе порядка ( $\sim \alpha_s m_q^2/Q^2$ ). Однако в случае сохраняющихся токов (см. [62]) поляризационная структурная функция  $g_2$  с подобной массивной поправкой подчиняется не только правилу сумм Букхарда–Котингама, но и соотношению Вандзура–Вильчека, причем во всех порядках по  $m_q^2/Q^2$ .

Оценивая величину поправки от глюонного излучения, мы не должны забывать и о фотонном излучении из адронного тока. Расчеты в кварк-партонной модели показывают, что КЭД-поправка не столь велика как КХД. Тем не менее существуют по крайней мере две причины, почему мы должны учитывать вклад от электромагнитного излучения. Во-первых, как это подчеркивалось выше, структурные функции в ГНР определяются в однофотонном приближении как объекты, включающие только сильное взаимодействие. Таким образом, переходя от сечения к структурным функциям, мы пренебрегаем этими КЭД-эффектами и, как следствие, их вклады должны быть включены в систематическую ошибку соответствующих измерений. Во-вторых, существуют некоторые измерения, где КЭД-поправка важна. В качестве примера можно взять определения  $\alpha_s$  путем сравнения экспериментальной величины правила сумм Бьеркнеса и его теоретического разложения в ряд по степеням  $\alpha_s$  [73]. Причем на сегодняшний день хорошо известны по крайней мере пять слагаемых этого ряда. Однако простейшая оценка показывает, что электромагнитный вклад в подобное разложение сравним с четвертым (или даже с третьим) порядком по степеням  $\alpha_s$ .

Существует несколько статей с расчетами КЭД- и электрослабых поправок к адронному току [29–31, 40, 46, 74], в которых используются методы, подобные вы-

шеприведенному. Положительный момент всех этих вычислений состоит в рассмотрении кварковой массы как конечной (не нулевой) величины. С другой стороны, существуют эффекты, которые не были рассмотрены при расчете как КЭД-, так и электрослабых поправок: эффект конфайнмента при интегрировании по мягкой области кварков, рассмотрение кварков как связанных частиц. Так, методы, развитые для оценки КХД-эффектов (см., например, [58]), могли бы быть использованы для описания фотонного излучения из адронного тока. Однако, вероятно, лучший способ учета фотонных радиационных поправок к адронному току состоит в обобщении техники операторного разложения на КЭД.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены радиационные эффекты в процессах глубоко-неупругого рассеяния лептонов на поляризованных и неполяризованных ядерных мишенях. В рамках подхода, известного как метод Бардина – Шумейко, представлены явные выражения для КЭД-, электрослабой и КХД-поправки низшего порядка. Кроме этого, произведена оценка поправки следующего порядка в лидирующем приближении.

На основе полученных формул созданы программные комплексы, позволяющие провести процедуру радиационной поправки в текущих и предстоящих экспериментах по измерению наблюдаемых в ГНР. Наиболее известными программами являются POLRAD [23] и RADGEN [24]. Версия 2.0 программы POLRAD позволяет оценить поправки в инклюзивной и полуинклюзивной постановке эксперимента и обеспечивает возможность для так называемой итерационной процедуры извлечения наблюдаемых величин. Созданный на основе POLRAD 2.0 Монте-Карло генератор обеспечивает симуляцию событий с учетом радиационных эффектов во всевозможных постановках эксперимента по инклюзивному ГНР.

Полученные результаты и созданные на их основе программные комплексы в настоящее время активно применяются в таких коллаборациях, как HERMES (DESY, Германия), SMC, COMPASS (CERN, Швейцария), а также на ускорительных комплексах в SLACe и TJNAFe (США).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Mo L.W., Tsai Y. S. // Rev. Mod. Phys. 1969. V. 41. P. 205.
2. Tsai Y. S. // Preprint / SLAC. 1971. PUB-848.
3. Федоров Ф. И. Группа Лоренца. М., 1979.
4. Бозуш А. А., Мороз А. Г. Введение в теорию классических полей. Мн., 1968.
5. Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М. // Препринт ОИЯИ P2-10113. Дубна, 1976.
6. Bardin D. Yu., Shumeiko N. M. // Nucl. Phys. 1977. V. B127. P. 242.
7. Бардин Д. Ю., Федоренко О. М., Шумейко Н. М. // Сообщения ОИЯИ P2-10114. Дубна, 1976. С. 16.
8. Ахундов А. А., Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М. // Яд. физ. 1977. Т. 26. С. 1251.
9. Akhundov A. A., Bardin D. Yu., Shumeiko N. M. // Preprint JINR E2-10147. Dubna, 1976.
10. Akhundov A. A., Bardin D. Yu., Shumeiko N. M. // Preprint JINR E2-10205. Dubna, 1976.
11. Ахундов А. А., Бардин Д. Ю., Шумейко Н. М. // Яд. физ. 1986. Т. 4. С. 1517.
12. Akhundov A., Bardin D., Kalinovskaya L., Rieman T. // Fortschr. Phys. 1996. V. 44. P. 373.
13. Сороко А. В., Шумейко Н. М. // Яд. физ. 1989. Т. 49. С. 1348.