

ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМУ ПРОЦЕССУ ДРЕЛЛА–ЯНА. II. СЛУЧАЙ ЗАРЯЖЕННОГО ТОКА

С. Бондаренко^{а,б}, *Е. Дыдышко*^{а,б,в}, *Л. Калиновская*^{а,з},
А. Кампф^{а,з,1}, *Р. Садыков*^а, *В. Ермольчик*^{а,б,в}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

^в Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск

^з Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Представлены результаты расчета полных однопетлевых электрослабых радиационных поправок к процессам заряженного тока Дрелла–Яна $pp \rightarrow \ell^+ \nu_\ell(+X)$ и $pp \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell(+X)$ с продольной поляризацией частиц в начальном состоянии. Результаты могут быть использованы для получения точных предсказаний кинематических распределений поляризованных сечений рождения W^\pm -бозонов, а также одно- и двухспиновых асимметрий. Численные результаты получены с помощью Монте-Карло генератора ReneSANCe. Это исследование вносит вклад в глобальный анализ поляризованных партонных функций распределения в следующем за ведущим порядке в протон-протонных столкновениях на RHIC. Показано, что влияние электрослабых однопетлевых радиационных поправок на одно- и двухспиновые асимметрии незначительно.

Complete one-loop electroweak radiative corrections to the charged-current Drell–Yan processes $pp \rightarrow \ell^+ \nu_\ell(+X)$ and $pp \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell(+X)$ are presented for the case of longitudinal polarization of initial particles. The results can be used to obtain precise predictions for the kinematic distributions of polarized W^\pm production cross sections, and single- and double-spin asymmetries. Numerical results are obtained using the Monte Carlo generator ReneSANCe. This research contributes to a global next-to-leading order analysis of polarized parton distributions in proton–proton collisions at RHIC. We proved that the impact of the one-loop electroweak radiative corrections to single- and double-spin asymmetries is negligible.

PACS: 12.15.–y; 12.15.Lk; 12.38.Bx; 13.85.Qk; 13.88.+e

ВВЕДЕНИЕ

Процесс Дрелла–Яна [1] стал одним из важнейших процессов для экспериментальных исследований pp -столкновений из-за высокой статистики и чистого экспериментального сигнала.

¹E-mail: kampf@jinr.ru

Неполяризованный случай этого процесса в канале заряженного тока был достаточно хорошо изучен в различных порядках радиационных поправок в квантовой хромодинамике (КХД) [2–8], в электрослабой (ЭС) теории [9–17] и в смешанном случае КХД–ЭС [18–23]. Влияние однопетлевых ЭС радиационных поправок на наблюдаемые в случае продольно-поляризованного процесса Дрелла–Яна в канале заряженного тока впервые было исследовано в работах [24, 25]. Одно- и двухспиновые асимметрии представлены как функции поперечной энергии лептона для нескольких псевдобыстрот.

Для улучшения понимания спиновой структуры протонов необходимо изучить поляризованный случай этого процесса, поскольку W^\pm -бозоны естественным образом выбирают левосторонние кварковые и правосторонние антикварковые состояния. Таким образом, ожидаемое нарушение четности позволит провести точные измерения направления спина кварков и антикварков в протоне, а знания о поляризованных функциях распределения партонов и вкладах продольно-поляризованного моря кварков и глюонов в спин протона можно извлечь из одно- и двухспиновых асимметрий.

RHIC [26–28] — это уникальный коллайдер, на котором доступны эксперименты с поляризованными пучками протонов высокой энергии. До настоящего времени проведены эксперименты при энергиях в области 500 ГэВ. Недавно были опубликованы экспериментальные данные по измерению асимметрий при $\sqrt{s} = 510$ ГэВ в системе центра масс (с. ц. м.) [28]. Мы видим довольно большие неопределенности в экспериментальных измерениях (см. рис. 2 в [28]), которые объясняются довольно малой статистикой. Для предоставления теоретической поддержки в этом масштабе энергии необходим всесторонний анализ, включая оценку как КХД, так и ЭС радиационных поправок.

Целью данной работы является внесение вклада в глобальный анализ поляризованных партонных распределений в следующем за ведущим порядке (NLO) на основании всех доступных данных как по лептонному рассеянию, так и по протон-протонным столкновениям на RHIC. Мы рассчитали процесс заряженного тока Дрелла–Яна для определения продольно-поляризованных сечений и одно- и двухспиновых асимметрий как функций лептонной псевдобыстроты и исследовали влияние однопетлевых ЭС радиационных поправок. Ранее в работе [29] было проведено аналогичное исследование для нейтрального тока Дрелла–Яна. В работах [30–33] был выполнен анализ однопетлевых КХД радиационных поправок для pp -рассеяния на RHIC и создан набор поляризованных функций партонных распределений. Численные результаты получены с помощью Монте-Карло генератора ReneSANCe [34].

В разд. 1 кратко описывается сечение рассеяния в подходе спиральных амплитуд на партонном и адронном уровнях. В разд. 2 определены традиционно используемые наблюдаемые, которые чувствительны к поляризации. В разд. 3 проводится сравнение результатов. В разд. 4 представлены численные результаты и их обсуждение. Выводы приведены в заключении.

1. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ

Для изучения продольной поляризации вычисляются спиральные амплитуды и применяется формула (1.15) из работы [35].

1.1. Адронный уровень. Рождение W^\pm -бозонов на pp -ускорителях происходит в следующих реакциях:

$$\begin{aligned} pp &\rightarrow W^+ + X \rightarrow \ell^+ \nu_\ell + X, \\ pp &\rightarrow W^- + X \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell + X, \end{aligned}$$

где $\ell = e, \mu$.

Дифференциальное сечение процесса Дрелла–Яна на адронном уровне может быть получено из партонного сечения путем свертки с соответствующими функциями распределения партонов:

$$d\sigma(\Lambda_1, \Lambda_2, s) = \sum_{q_1 q_2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{q_1}^{\Lambda_1 \lambda_1}(x_1) f_{q_2}^{\Lambda_2 \lambda_2}(x_2) d\hat{\sigma}_{q_1 q_2}(\lambda_1, \lambda_2, \hat{s}),$$

где $\Lambda_i = \pm 1$ и $\lambda_i = \pm 1$ — спиральности протонов и кварков соответственно с $\hat{s} = x_1 x_2 s$. Распределения партонов $f_{q_i}^{\Lambda_i \lambda_i}$ можно получить из неполяризованных f_{q_i} и продольно-поляризованных Δf_{q_i} функций распределения партонов:

$$f_{q_i}^{\Lambda_i \lambda_i} = \frac{1}{2}(f_{q_i} + \Lambda_i \lambda_i \Delta f_{q_i}).$$

1.2. Партонный уровень. На партонном уровне реакции имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{d}(p_1, \lambda_1) + u(p_2, \lambda_2) &\rightarrow \\ &\rightarrow l^+(p_3, \lambda_3) + \nu_l(p_4, \lambda_4) (+\gamma(p_5, \lambda_5)), \\ \bar{u}(p_1, \lambda_1) + d(p_2, \lambda_2) &\rightarrow \\ &\rightarrow l^-(p_3, \lambda_3) + \bar{\nu}_l(p_4, \lambda_4) (+\gamma(p_5, \lambda_5)), \end{aligned} \quad (1)$$

где p_i и λ_i — импульсы и спиральности начальных и конечных частиц.

Ниже приведены обозначения, используемые для представления результатов на однопетлевом уровне. Как обычно, мы разделяем дифференциальное сечение на следующие составляющие:

$$\hat{\sigma}^{1\text{-loop}} = \hat{\sigma}^{\text{Born}} + \hat{\sigma}^{\text{virt}}(\lambda) + \hat{\sigma}^{\text{soft}}(\lambda, \omega) + \hat{\sigma}^{\text{hard}}(\omega) + \hat{\sigma}^{\text{subt}},$$

где $\hat{\sigma}^{\text{Born}}$ — борновский вклад; $\hat{\sigma}^{\text{virt}}$ — виртуальные (петлевые) поправки; $\hat{\sigma}^{\text{soft}}$ — мягкое тормозное излучение и $\hat{\sigma}^{\text{hard}}$ — жесткое тормозное излучение (с энергией $E_\gamma > \omega$), определяется с использованием мягко-жесткого разделителя ω вместе со вспомогательным параметром λ (фиктивная масса фотона, которая регуляризует инфракрасные расходимости). Слагаемое $\hat{\sigma}^{\text{subt}}$ отвечает за вычитание коллинеарных массовых сингулярностей кварков. Результат свободен от инфракрасных расходимостей при учете всех вкладов. Партонное сечение вычисляется в с.ц.м. исходных кварков/антикварков. Все вклады получены с использованием подхода спиральных амплитуд с суммированием по спиральностям всех частиц конечного состояния.

Вычитание массовых сингулярностей кварков. Процедура вычитания на партонном уровне реализована так же, как и в работе [15]. Однопетлевые радиационные поправки содержат слагаемое $\hat{\sigma}^{\text{subt}}$, пропорциональное логарифмам масс кварков

$\ln(\hat{s}/m_{u,d}^2)$. Такие сингулярности хорошо известны, и в случае адронных столкновений они уже эффективно учитываются в функциях распределения партонов.

Борновский и виртуальный вклады. Ковариантная амплитуда может быть представлена как сумма независимых инвариантных базисных элементов (структур) матрицы рассеяния, умноженных на скалярные функции (формфакторы). Структуры являются кинематическими объектами и содержат всю информацию о спиновой зависимости, тогда как формфакторы являются скалярными величинами и несут информацию о динамике процесса.

Ниже представлен случай ковариантной амплитуды, разложенной по массивному базису с вкладами LL , LLD и LRD с удержанием массы лептона ($m_l \neq 0$):

$$\mathcal{A} = ie^2 \frac{\chi_w(\hat{s})}{4\hat{s}} \sum_{i=1}^2 \text{Str}_i \mathcal{F}_i(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}),$$

где

$$\chi_w(\hat{s}) = \frac{V_{12}}{2s_w^2} \frac{\hat{s}}{\hat{s} - M_w^2},$$

V_{12} — соответствующий элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы; s_w — синус угла Вайнберга и $\hat{s} = (p_1 + p_2)^2$, $\hat{t} = (p_1 - p_3)^2$, $\hat{u} = (p_1 - p_4)^2$ — переменные Мандельштама. Соответствующие структуры Дирака:

$$\begin{aligned} \text{Str}_1 &= \text{Str}_{LL} = \gamma_\mu(1 + \gamma_5) \otimes \gamma_\mu(1 + \gamma_5), \\ \text{Str}_2 &= \text{Str}_{LLD} = \gamma_\mu(1 + \gamma_5) \otimes \gamma_\mu(1 + \gamma_5)(-im_l D_\mu) \end{aligned}$$

в случае канала W^+ и

$$\text{Str}_2 = \text{Str}_{LRD} = \gamma_\mu(1 + \gamma_5) \otimes \gamma_\mu(1 - \gamma_5)(-im_l D_\mu)$$

в случае канала W^- , где $D_\mu = (p_4 - p_3)_\mu$. Символ \otimes обозначает следующее: $\gamma_\mu \otimes \gamma^\nu = \bar{v}(p_1)\gamma_\mu u(p_2)\bar{u}(p_3)\gamma^\nu v(p_4)$. Скалярные формфакторы $\mathcal{F}_{LL,LLD,LRD}$ помечены в соответствии с их структурами. Для получения спиральных амплитуд виртуальной части была применена внутренняя процедура SANC, основанная на подходе Вега–Вудки [36]. Для обоих каналов выживают только две ненулевые спиральные амплитуды. Для канала W^+ в пределе $m_l^2 = 0$ они равны

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{+---}^{W^+} &= -e^2(1 + \cos\vartheta_{23})\chi_w(\hat{s})\frac{1}{\sqrt{\hat{s}}}\mathcal{F}_{LL}, \\ \mathcal{H}_{+---}^{W^+} &= -e^2 \sin\vartheta_{23}\chi_w(\hat{s})\left(\frac{m_l}{\hat{s}}\mathcal{F}_{LL} + \mathcal{F}_{LRD}\right), \end{aligned}$$

а в случае канала W^- :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{+---}^{W^-} &= \mathcal{H}_{+---}^{W^+}, \\ \mathcal{H}_{+---}^{W^-} &= \mathcal{H}_{+---}^{W^+} (\mathcal{F}_{LRD} \rightarrow \mathcal{F}_{LLD}), \end{aligned}$$

где ϑ_{23} — угол между частицами 2 и 3 в реакциях (1).

Излучение реальных фотонов. Излучение реальных фотонов состоит из двух частей: мягкого и жесткого тормозного излучения.

Вклад мягкого тормозного излучения. Вклад мягкого тормозного излучения $\hat{\sigma}^{\text{soft}}(\lambda, \omega)$ факторизуется перед борновским сечением

$$d\hat{\sigma}_{\lambda_1\lambda_2}^{\text{soft}}(\lambda, \omega) = \frac{\alpha}{2\pi} K^{\text{soft}}(\lambda, \omega) d\hat{\sigma}_{\lambda_1\lambda_2}^{\text{Born}}.$$

Инфракрасные расходимости мягкого тормозного излучения компенсируют соответствующие расходимости однопетлевых виртуальных квантово-электродинамических (КЭД) радиационных поправок.

Вклад жесткого тормозного излучения. Мы предполагаем, что спинорный формализм более удобен для получения спиральных амплитуд жесткого тормозного излучения $\hat{\sigma}^{\text{hard}}(\omega)$. Ниже подробно описывается процесс получения их аналитической калибровочно-инвариантной формы с учетом масс m_i всех частиц для процесса $4f\gamma \rightarrow 0$. Затем полученные выражения разворачиваются в соответствующий канал (1).

Для вычисления жесткого тормозного излучения нами используется нелинейная калибровка [37, 38], поскольку в этом случае нет взаимодействия фотона с заряженными потенциальными голдстоуновскими бозонами, а вершинные структуры более прозрачны.

Пусть Q_i — заряд частицы с импульсом p_i , $p_{i,\dots,j} = p_i + \dots + p_j$ и $Q_{i,\dots,j} = Q_i + \dots + Q_j$, $z_{i,\dots,j} = p_{i,\dots,j}^2 - (m_i + \dots + m_j)^2$. Очевидно, что $p_{12345} = 0$ и $Q_{1234} = 0$. Используя алгебру Дирака, можно отделить скалярную часть от спин-индуцированной части: $(\hat{p}_{25} + m_2)\hat{\varepsilon}_5 u_2 = (2\varepsilon_5 \cdot p_2 + \hat{F}_5)u_2$, где $\hat{F}_5 = \gamma_\mu \gamma_\nu F_5^{\mu\nu}$, а $F_5^{\mu\nu} = p_5^{[\mu} \varepsilon_5^{\nu]}$ — бивектор Максвелла.

Амплитуда делится на сумму двух калибровочно-инвариантных вкладов от излучения начального состояния и излучения конечного состояния:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{\text{hard}} &= ie^2 \left[\frac{\chi_w(\hat{s}_{34})}{\hat{s}_{34}} A^{\text{ISR}} + \frac{\chi_w(\hat{s}_{12})}{\hat{s}_{12}} A^{\text{FSR}} \right], \\ A^{\text{ISR}} &= \frac{\text{Tr}[\hat{p}_1 \hat{p}_2 \hat{F}_5'']}{z_{15} + z_{25}} \left(\frac{Q_1}{z_{15}} - \frac{Q_2}{z_{25}} \right) \mathcal{B}_{12,43} + \\ &+ Q_2 \mathcal{B}_{15,43} \mathcal{C}_{52} - Q_1 \mathcal{C}_{15} \mathcal{B}_{52,43} - \frac{Q_{12}}{z_{15} + z_{25}} \mathcal{G}_{5,12,43}, \\ A^{\text{FSR}} &= \frac{\text{Tr}[\hat{p}_3 \hat{p}_4 \hat{F}_5'']}{z_{35} + z_{45}} \left(\frac{Q_3}{z_{35}} - \frac{Q_4}{z_{45}} \right) \mathcal{B}_{12,43} + \\ &+ Q_3 \mathcal{B}_{12,45} \mathcal{C}_{53} - Q_4 \mathcal{C}_{45} \mathcal{B}_{12,53} - \frac{Q_{34}}{z_{35} + z_{45}} \mathcal{G}_{5,43,12}. \end{aligned}$$

Для упрощения вводятся следующие строительные блоки:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{12,43} &= \bar{v}_1 \gamma^\mu \omega_- u_2 \otimes \bar{v}_4 \gamma_\mu \omega_- u_3, \\ \mathcal{G}_{5,12,43} &= 4F_5^{\nu\mu} \bar{v}_1 \gamma_\mu \omega_- u_2 \otimes \bar{v}_4 \gamma_\nu \omega_- u_3, \\ \hat{F}_5'' &= u_5 \bar{v}_5, \quad \mathcal{G}_{5,12,43} = -\mathcal{G}_{5,43,12}, \quad \mathcal{C}_{ij} = \frac{\bar{v}_i u_j}{z_{ij}}. \end{aligned}$$

Эти блоки имеют более простой вид в представлении Вейля.

Перейдем к безмассовому случаю. Спиноры Дирака можно выразить через спиноры Вейля:

$$u_2^+ = \begin{pmatrix} |2\rangle \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u_2^- = \begin{pmatrix} 0 \\ |2\rangle \end{pmatrix}, \quad \bar{v}_1^+ = (\langle 1| \ 0), \\ \bar{v}_1^- = (0 \ |1\rangle).$$

Применяя тождества Фирца и учитывая, что в безмассовом случае есть только две ненулевые спиральные амплитуды, получаем

$$\mathcal{B}_{12,43}^{+-+-} = 2\langle 1|4\rangle[3|2], \\ \mathcal{G}_{5,12,43}^{+,+,-,+} = 2\langle 5|1\rangle[2|3]\langle 4|5\rangle, \\ \mathcal{G}_{5,12,43}^{-,+,-,+} = 2[5|2]\langle 1|4\rangle[3|5].$$

Подставляя полученные выражения для блоков и выполняя дальнейшие упрощения (используя тождество Схоутена и закон сохранения импульса), в итоге получим следующий результат:

$$A_{+,+--+}^{\text{ISR}} = 2\left(\frac{Q_1}{z_{15}} - \frac{Q_2}{z_{25}}\right) \frac{\langle 5|2\rangle\langle 5|1\rangle\langle 3|4\rangle[2|3]^2}{z_{15} + z_{25}}, \\ A_{+,+--+}^{\text{FSR}} = 2\left(\frac{Q_3}{z_{35}} - \frac{Q_4}{z_{45}}\right) \frac{\langle 5|4\rangle\langle 5|3\rangle\langle 1|2\rangle[2|3]^2}{z_{35} + z_{45}}, \\ A_{-,+--+}^{\text{ISR}} = 2\left(\frac{Q_1}{z_{15}} - \frac{Q_2}{z_{25}}\right) \frac{[1|5][2|5][3|4]\langle 4|1\rangle^2}{z_{15} + z_{25}}, \\ A_{-,+--+}^{\text{FSR}} = 2\left(\frac{Q_3}{z_{35}} - \frac{Q_4}{z_{45}}\right) \frac{[3|5][4|5][1|2]\langle 4|1\rangle^2}{z_{35} + z_{45}}.$$

2. СПИН-ЗАВИСИМЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ

Мы оцениваем несколько спин-зависимых наблюдаемых: поляризованные компоненты полного сечения σ^i , где

$$i = \{00, ++, --, +-, -+\}; \quad (2)$$

нарушающие четность односпиновые асимметрии A_L , из которых извлекаются поляризованные функции распределения партонов; двухспиновые асимметрии A_{LL} , которые являются основным источником для получения информации о поляризации морских кварков.

Введем следующие комбинации:

$$\sigma = \frac{1}{4} (\sigma^{++} + \sigma^{+-} + \sigma^{-+} + \sigma^{--}), \\ \Delta\sigma_L = \frac{1}{4} (\sigma^{++} + \sigma^{+-} - \sigma^{-+} - \sigma^{--}), \\ \Delta\sigma_{LL} = \frac{1}{4} (\sigma^{++} - \sigma^{+-} - \sigma^{-+} + \sigma^{--}),$$

где σ — неполяризованное сечение.

Определения односпиновой $A_L(\eta_\ell)$ и двухспиновой $A_{LL}(\eta_\ell)$ асимметрий имеют вид

$$A_{L(LL)}(\eta_\ell) = \frac{d(\Delta\sigma_{L(LL)})/d\eta_\ell}{d\sigma/d\eta_\ell}, \quad (3)$$

где псевдобыстрота лептона η_ℓ определяется следующим образом:

$$\eta_\ell = -\ln\left(\tan\frac{\vartheta_\ell}{2}\right).$$

Здесь ϑ_l — угол вылета лептона относительно импульса первого протона в системе центра масс протонов. Ось z направлена вдоль импульса первого протона.

Относительная поправка δ^i (в %) определяется как

$$\delta^i = \frac{\sigma^{\text{NLO},i}}{\sigma^{\text{LO},i}} - 1\%, \quad (4)$$

где i — компоненты сечения (см. (2)).

3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проверки наших расчетов был рассмотрен неполяризованный случай исследуемых процессов. Сравнение полученных результатов с независимыми расчетами, выполненными в программах HORACE [12, 14], WGRAD2 [10] и SANC [15], было проведено в следующем за ведущим порядке. Результаты прецизионного сравнения кинематических распределений в NLO, как описано в разд. 4.4 работы [39], показывают, что события, смоделированные с использованием подхода SANC, хорошо согласуются с распределениями, полученными двумя другими кодами на NLO уровне.

В данной работе используется спинорный формализм для получения спиральных амплитуд жесткого тормозного излучения, в отличие от стандартного подхода возведения матричных элементов в квадрат, который применялся в предыдущих расчетах сечения жесткого тормозного излучения σ^{hard} [39–41]. Вычислительный модуль для σ^{hard} , основанный на спинорном формализме, был тщательно протестирован, и его результаты согласуются с теми, которые были получены с использованием стандартного подхода.

Однопетлевые радиационные поправки для поляризованных процессов Дрелла–Яна в канале заряженного тока впервые были оценены в работах [24, 25] в рамках полуаналитического подхода. В настоящем исследовании мы достигли согласия для неполяризованных распределений на борновском уровне с набором входных параметров, использованным в данной работе. Однако одно- и двухспиновые асимметрии не совпадают.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы исследовали влияние однопетлевых ЭС радиационных поправок на спин-зависимые наблюдаемые в ЭС-схеме G_μ при энергии $\sqrt{s} = 510$ ГэВ с набором входных

параметров, принятым в SANC:

$$\begin{aligned}
 \alpha^{-1}(0) &= 137,035999084, & \Gamma_W &= 2,085 \text{ ГэВ}, \\
 G_F &= 1,1663787 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}, & \Gamma_Z &= 2,4952 \text{ ГэВ}, \\
 M_W &= 80,379 \text{ ГэВ}, & m_\tau &= 1,77686 \text{ ГэВ}, \\
 M_Z &= 91,1876 \text{ ГэВ}, & m_d &= 0,066 \text{ ГэВ}, \\
 M_H &= 125,25 \text{ ГэВ}, & m_s &= 0,15 \text{ ГэВ}, \\
 m_e &= 0,51099895 \text{ МэВ}, & m_b &= 4,78 \text{ ГэВ}, \\
 m_\mu &= 0,1056583745 \text{ ГэВ}, & |V_{cd}| &= 0,221, \\
 m_u &= 0,066 \text{ ГэВ}, & |V_{cs}| &= 0,987, \\
 m_c &= 1,67 \text{ ГэВ}, & |V_{cb}| &= 0. \\
 m_t &= 172,76 \text{ ГэВ}, \\
 |V_{ud}| &= 0,9737, \\
 |V_{us}| &= 0,2252, \\
 |V_{ub}| &= 0,
 \end{aligned}$$

Также использовались следующие кинематические ограничения ($\ell = e, \mu$):

$$\begin{aligned}
 W^+: p_\perp(\ell^+) &> 25 \text{ ГэВ}, \quad p_\perp(\nu_\ell) > 25 \text{ ГэВ}, \\
 |\eta(\ell^+)| &< 2,5, \quad M(\ell^+\nu_\ell) > 1 \text{ ГэВ}, \\
 W^-: p_\perp(\ell^-) &> 25 \text{ ГэВ}, \quad p_\perp(\bar{\nu}_\ell) > 25 \text{ ГэВ}, \\
 |\eta(\ell^-)| &< 2,5, \quad M(\ell^-\bar{\nu}_\ell) > 1 \text{ ГэВ}.
 \end{aligned}$$

При расчетах использовались наборы функций распределения: NNPDF23_nlo_as_0119 — для неполяризованных партонов f_{q_i} и NNPDFpol11_100 — для продольно-поляризованных партонов Δf_{q_i} из библиотеки LHAPDF6 со шкалой факторизации $\mu_F = M_{\ell\ell}$ [42].

Ниже представлены распределения для поляризованных компонент сечения на борновском уровне (LO) и соответствующие относительные поправки δ^i (в %) (4), односпиновые A_L (3) и двухспиновые A_{LL} (3) асимметрии и соответствующая им $\Delta A_L = A_L^{\text{NLO}} - A_L^{\text{LO}}$ в зависимости от псевдобыстроты на однопетлевом ЭС уровне (NLO EW).

Распределения поляризованных компонент борновского сечения имеют значительные сдвиги по отношению к неполяризованному случаю (канал W^+ (рис. 1) и канал W^- (рис. 2)).

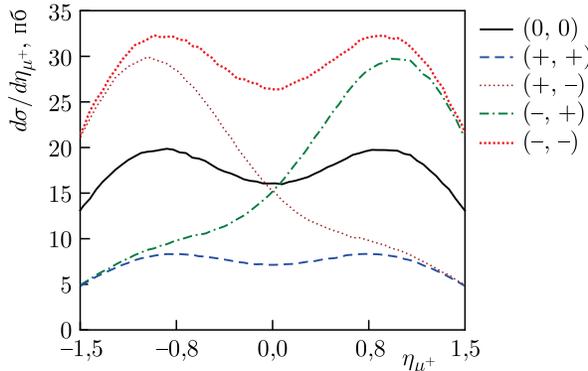


Рис. 1. Распределения поляризованных компонент борновского сечения по псевдобыстроте η_{μ^+}

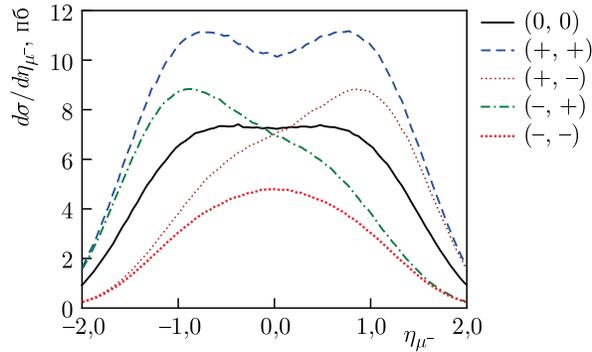


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но по псевдобыстроте η_{μ^-}

Соответствующие относительные поправки δ^i (4) показаны на рис. 3 для канала W^+ и на рис. 4 для канала W^- . Диапазоны изменения относительных поправок δ^i

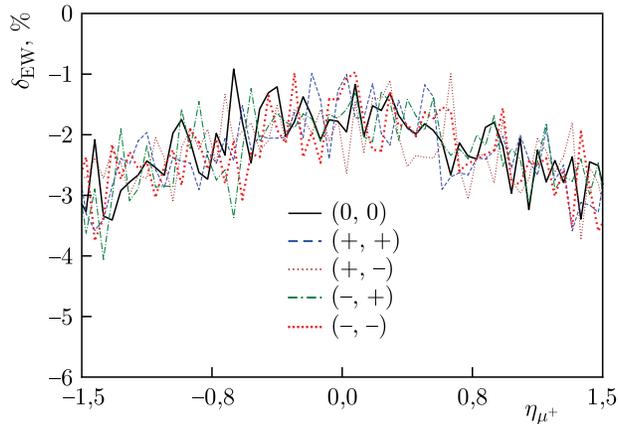


Рис. 3. Относительные поправки δ^i по псевдобыстроте η_{μ^+}

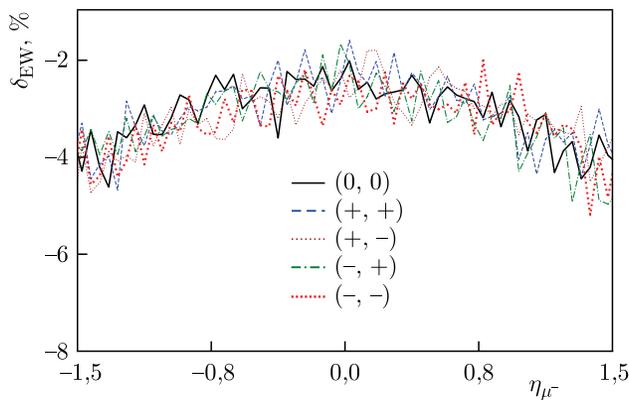


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но по псевдобыстроте η_{μ^-}

составляют примерно от -4 до -1% и от -4 до -2% для соответствующих каналов. Мы видим, что влияние ЭС радиационных поправок на сечение мало.

Вклад ЭС радиационных поправок не влияет на односпиновую асимметрию A_L (рис. 5, 6). Помимо этого, на рисунках представлен диапазон неопределенности, рассчитанный с использованием 100 реплик набора функций распределения партонов NNPDFpol11_100. Красная линия соответствует центральному значению, а зеленая полоса охватывает неопределенность функций распределения партонов 1σ .

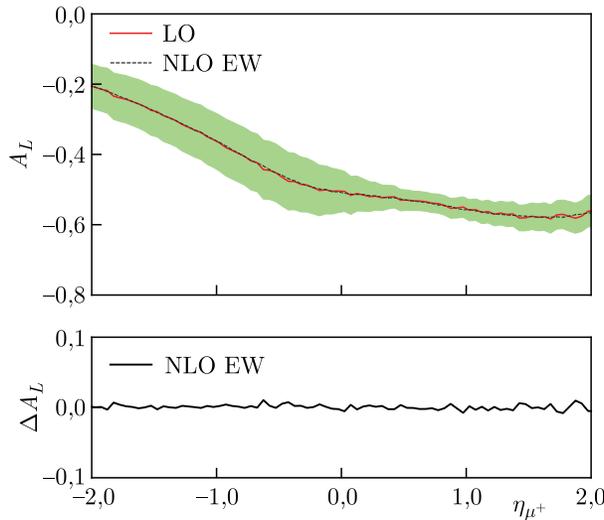


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Односпиновая асимметрия A_L с зеленой полосой неопределенности функций распределения партонов 1σ в LO и NLO EW случаях (вверху) и соответствующая разность ΔA_L (внизу) по псевдобыстроте $\eta_{\mu+}$

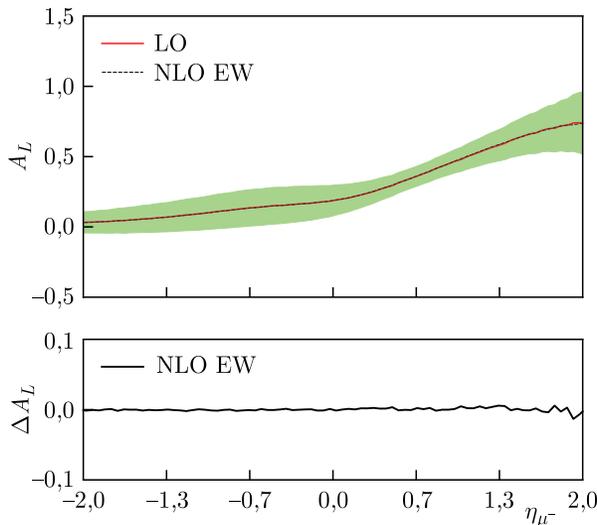


Рис. 6 (цветной в электронной версии). То же, что и на рис. 5, но по псевдобыстроте $\eta_{\mu-}$

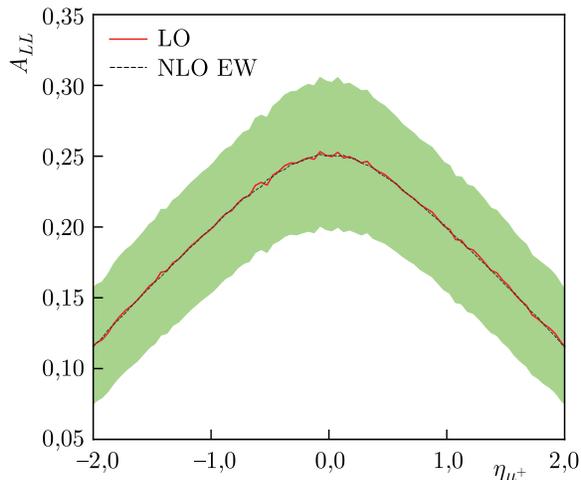


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Двухспиновая асимметрия A_{LL} с зеленой полосой неопределенности функций распределения партонов 1σ для LO и NLO EW по псевдобыстроте $\eta_{\mu+}$

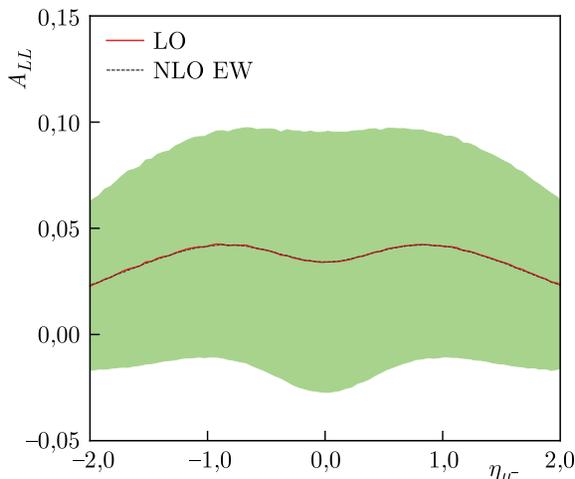


Рис. 8 (цветной в электронной версии). То же, что и на рис. 7, но по псевдобыстроте $\eta_{\mu-}$

Для двухспиновой асимметрии A_{LL} (рис. 7, 8) вклад ЭС радиационных поправок также пренебрежимо мал, но полоса неопределенности, связанная с влиянием функций распределения партонов на наблюдаемую, очень широка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучено влияние однопетлевых ЭС радиационных поправок на дифференциальное сечение, одно- и двухспиновые асимметрии для процесса рождения W^\pm -бозонов в продольно-поляризованных pp -столкновениях при условиях эксперимента RHIC. Установлено, что вклад однопетлевых электрослабых радиационных поправок в сечение мал, а вклады в одно- и двухспиновые асимметрии незначительны в используемых кинематических ограничениях.

Исследование проведено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Drell S.D., Yan T.M.* Massive Lepton Pair Production in Hadron–Hadron Collisions at High Energies // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. P. 316–320; Erratum // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. P. 902.
2. *Balazs C., Yuan C.P.* Soft Gluon Effects on Lepton Pairs at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 56. P. 5558–5583; arXiv:hep-ph/9704258.
3. *Ellis R.K., Ross D.A., Veseli S.* Vector Boson Production in Hadronic Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1997. V. 503. P. 309–338; arXiv:hep-ph/9704239.
4. *Ellis R.K., Veseli S.* W and Z Transverse Momentum Distributions: Resummation in q_T Space // *Nucl. Phys. B.* 1998. V. 511. P. 649–669; arXiv:hep-ph/9706526.
5. *Anastasiou C., Dixon L.J., Melnikov K., Petriello F.* High Precision QCD at Hadron Colliders: Electroweak Gauge Boson Rapidity Distributions at NNLO // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 69. P. 094008; arXiv:hep-ph/0312266.
6. *Melnikov K., Petriello F.* The W Boson Production Cross Section at the LHC through $O(\alpha_s^2)$ // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. P. 231803; arXiv:hep-ph/0603182.
7. *Melnikov K., Petriello F.* Electroweak Gauge Boson Production at Hadron Colliders through $O(\alpha_s^2)$ // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 74. P. 114017; arXiv:hep-ph/0609070.
8. *Catani S., Cieri L., Ferrera G., de Florian D., Grazzini M.* Vector Boson Production at Hadron Colliders: A Fully Exclusive QCD Calculation at NNLO // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 082001; arXiv:0903.2120 [hep-ph].
9. *Wackerth D., Hollik W.* Electroweak Radiative Corrections to Resonant Charged Gauge Boson Production // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 6788–6818; arXiv:hep-ph/9606398.
10. *Baur U., Keller S., Wackerth D.* Electroweak Radiative Corrections to W Boson Production in Hadronic Collisions // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 013002; arXiv:hep-ph/9807417.
11. *Dittmaier S., Krämer M.* Electroweak Radiative Corrections to W Boson Production at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 65. P. 073007; arXiv:hep-ph/0109062.
12. *Carloni Calame C.M., Montagna G., Nicosini O., Treccani M.* Higher Order QED Corrections to W Boson Mass Determination at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 69. P. 037301; arXiv:hep-ph/0303102.
13. *Baur U., Wackerth D.* Electroweak Radiative Corrections to $p\bar{p} \rightarrow W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu$ beyond the Pole Approximation // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 70. P. 073015; arXiv:hep-ph/0405191.
14. *Carloni Calame C.M., Montagna G., Nicosini O., Vicini A.* Precision Electroweak Calculation of the Charged Current Drell–Yan Process // *JHEP.* 2006. V. 12. P. 016; arXiv:hep-ph/0609170.
15. *Arbuzov A., Bardin D., Bondarenko S., Christova P., Kalinovskaya L., Nanava G., Sadykov R.* One-Loop Corrections to the Drell–Yan Process in SANC: I. The Charged Current Case // *Eur. Phys. J. C.* 2006. V. 46. P. 407–412; Erratum // *Eur. Phys. J. C.* 2007. V. 50. P. 505; arXiv:hep-ph/0506110.
16. *Brensing S., Dittmaier S., Krämer M., Muck A.* Radiative Corrections to W^- Boson Hadroproduction: Higher-Order Electroweak and Supersymmetric Effects // *Phys. Rev. D.* 2008. V. 77. P. 073006; arXiv:0710.3309 [hep-ph].
17. *Bardin D., Bondarenko S., Jadach S., Kalinovskaya L., Placzek W.* Implementation of SANC EW Corrections in WINHAC Monte Carlo Generator // *Acta Phys. Polon. B.* 2009. V. 40. P. 75–92; arXiv:0806.3822 [hep-ph].

18. *Dittmaier S., Huss A., Schwinn C.* Mixed QCD-Electroweak $\mathcal{O}(\alpha_s\alpha)$ Corrections to Drell–Yan Processes in the Resonance Region: Pole Approximation and Non-Factorizable Corrections // Nucl. Phys. B. 2014. V. 885. P. 318–372; arXiv:1403.3216 [hep-ph].
19. *Dittmaier S., Huss A., Schwinn C.* Dominant Mixed QCD-Electroweak $\mathcal{O}(\alpha_s\alpha)$ Corrections to Drell–Yan Processes in the Resonance Region // Nucl. Phys. B. 2016. V. 904. P. 216–252; arXiv:1511.08016.
20. *Bonciani R., Buccioni F., Mondini R., Vicini A.* Double-Real Corrections at $\mathcal{O}(\alpha_s)$ to Single Gauge Boson Production // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77, No. 3. P. 187; arXiv:1611.00645.
21. *Behring A., Buccioni F., Caola F., Delto M., Jaquier M., Melnikov K., Röntsch R.* Mixed QCD-Electroweak Corrections to W -Boson Production in Hadron Collisions // Phys. Rev. D. 2021. V. 103, No. 1. P. 013008; arXiv:2009.10386.
22. *Buonocore L., Grazzini M., Kallweit S., Savoini C., Tramontano F.* Mixed QCD-EW Corrections to $pp \rightarrow \ell\nu_\ell + X$ at the LHC // Phys. Rev. D. 2021. V. 103. P. 114012; arXiv:2102.12539.
23. *Armadillo T., Bonciani R., Devoto S., Rana N., Vicini A.* Two-Loop Mixed QCD-EW Corrections to Charged Current Drell–Yan. arXiv:2405.00612. 2024.
24. *Zygunov V. A.* Electroweak Corrections to the Observables of W -Boson Production at RHIC // Eur. Phys. J. direct. 2001. V. 3, No. 1. P. 9; arXiv:hep-ph/0107059.
25. *Zygunov V. A.* Radiative Corrections to Observables of W -Boson Production in Collisions of Polarized Hadrons // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 878–892.
26. *Bunce G., Saito N., Soffer J., Vogelsang W.* Prospects for Spin Physics at RHIC // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2000. V. 50. P. 525–575; arXiv:hep-ph/0007218.
27. *Aschenauer E. C. et al.* The RHIC Spin Program: Achievements and Future Opportunities. arXiv:1304.0079 [nucl-ex]. 2013.
28. *Aschenauer E. C. et al. (RHIC SPIN Collab.).* The RHIC Cold QCD Program. arXiv:2302.00605. 2023.
29. *Bondarenko S., Dydyska Y., Kalinovskaya L., Sadykov R., Yermolchik V.* EW One-Loop Corrections to the Longitudinally Polarized Drell–Yan Scattering: I. The Neutral Current Case // Phys. Part. Nucl. Lett. 2023. V. 20, No. 2. P. 77–83; arXiv:2211.03561.
30. *de Florian D., Sassot R., Stratmann M., Vogelsang W.* Global Analysis of Helicity Parton Densities and Their Uncertainties // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 072001; arXiv:0804.0422 [hep-ph].
31. *de Florian D., Sassot R., Stratmann M., Vogelsang W.* Extraction of Spin-Dependent Parton Densities and Their Uncertainties // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 034030; arXiv:0904.3821 [hep-ph].
32. *de Florian D., Vogelsang W.* Helicity Parton Distributions from Spin Asymmetries in W -Boson Production at RHIC // Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 094020; arXiv:1003.4533 [hep-ph].
33. *de Florian D., Sassot R., Stratmann M., Vogelsang W.* Evidence for Polarization of Gluons in the Proton // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113, No. 1. P. 012001; arXiv:1404.4293 [hep-ph].
34. *Bondarenko S., Dydyska Y., Kalinovskaya L., Sadykov R., Yermolchik V.* Hadron–Hadron Collision Mode in ReneSANCe-v1.3.0 // Comput. Phys. Commun. 2023. V. 285. P. 108646; arXiv:2207.04332.
35. *Moortgat-Pick G. et al.* The Role of Polarized Positrons and Electrons in Revealing Fundamental Interactions at the Linear Collider // Phys. Rep. 2008. V. 460. P. 131–243; arXiv:hep-ph/0507011.
36. *Vega R., Wudka J.* A Covariant Method for Calculating Helicity Amplitudes // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 5286–5292; Erratum // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 6037–6038; arXiv:hep-ph/9511318.

37. Gavela M., Girardi G., Malleville C., Sorba P. A Non-Linear R_ξ Gauge Condition for the Electroweak $SU(2) \times U(1)$ Model // Nucl. Phys. B. 1981. V.193, No.1. P.257–268; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321381905290>.
38. Romao J. C., Barroso A. Renormalization of the Electroweak Theory in the Nonlinear Gauge // Phys. Rev. D. 1987. V.35. P.2836.
39. Gerber C. E. et al. (TeV4LHC-Top, Electroweak Working Group Collab.). Tevatron-for-LHC Report: Top and Electroweak Physics. arXiv:0705.3251 [hep-ph]. 2007.
40. Bardin D., Bondarenko S., Christova P., Kalinovskaya L., Romyantsev L., Sapronov A., von Schlippe W. SANC Integrator in the Progress: QCD and EW Contributions // JETP Lett. 2012. V.96. P.285–289; arXiv:1207.4400 [hep-ph].
41. Bondarenko S. G., Sapronov A. A. NLO EW and QCD Proton–Proton Cross Section Calculations with mcsanc-v1.01 // Comput. Phys. Commun. 2013. V.184. P.2343–2350; arXiv:1301.3687 [hep-ph].
42. Zyla P. A. et al. (Particle Data Group Collab.). Review of Particle Physics // PTEP. 2020. V.2020, No. 8. P.083C01.

Получено 30 августа 2024 г.