Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 2, с. 75 – 81

Однопетлевые электрослабые радиационные поправки к поляризованному процессу $e^+e^- \to \gamma Z$

С. Г. Бондаренко[+*1)], *Е. В. Дыдышко*[+×], *Л. В. Калиновская*[+], *Л. А. Румянцев*[+], *Р. Р. Садыков*[+], *В. Л. Ермольчик*[+×]

[+] *Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[*] *Государственный университет "Дубна", 141980 Дубна, Россия*

[×] *Институт ядерных проблем, Белорусский государственный университет, 220006 Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 27 ноября 2023 г.
После переработки 5 декабря 2023 г.
Принята к публикации 6 декабря 2023 г.

В данной работе представлены теоретические предсказания сечений процесса $e^+e^- \to \gamma Z$, сделанные с высокой точностью для будущих электрон-позитронных коллайдеров. Расчеты выполнены с использованием системы `SANC`. Они включают полные однопетлевые электрослабые радиационные поправки, а также продольную поляризацию начального состояния. Численные результаты приведены для энергии в системе центра масс в диапазоне $\sqrt{s} = 250 - 1000$ ГэВ с различными степенями поляризации в электрослабых схемах $\alpha(0)$ и G_μ. Данная работа является вкладом в исследовательскую программу проекта CEPC, разрабатываемого в Китае.

DOI: 10.31857/S1234567824020010, EDN: rsndht

1. Введение. На будущих e^+e^- коллайдерах предполагаются чистые условия эксперимента, малое число одновременных стокновений, хорошо определенная энергия в системе центра масс, высокая точность сечений для сигнальных и фоновых процессов, а также понятные фоны для конечных состояний. Все это позволяет искать новую физику путем точного измерения отклонений от Стандартной модели [1, 2]. Однако есть сложности, которые возникает из-за богатства e^+e^- программы. Крайне важно согласовать теоретическую точность со статистической, принимая во внимание электрослабые (ЭС) радиационные поправки [3].

Для оценки теоретических неопределенностей для будущих e^+e^- коллайдеров, т.е. FCCee [4, 5], ILC [6–8], CLIC [9], CEPC [10, 11] следует применять современные инструменты. Важным преимуществом линейных коллайдеров ILC и CLIC является планируемая высокая степень поляризации пучков электронов. Поляризованные пучки могут расширить возможности для исследования фундаментальных свойств частиц [2, 4, 7, 12, 13].

В физических программах для будущих e^+e^- коллайдеров значительное внимание уделяется процессу $e^+e^- \to \gamma Z$. Все рассматриваемые коллайдеры имеют возможность работать при энергии в диапазоне 240–250 ГэВ, и ожидается, что они накопят около 10^5–10^6 событий с рождением хиггсовских бозонов.

При этой энергии доминирующим каналом рождения бозона Хиггса является процесс $e^+e^- \to \to HZ$ [14]. Благодаря чистому начальному состоянию e^+e^- можно идентифицировать события с бозонами Хиггса независимо от режима распада, а наибольший фон в таком случае дают два процесса: $e^+e^- \to \gamma Z$ и $e^+e^- \to ZZ$.

Также, используя процесс $e^+e^- \to \gamma Z$, предполагается точно откалибровать энергетические шкалы частиц для измерения констант связи бозона Хиггса [15], и для оценки лево-правой асимметрии при энергии 250 ГэВ в системе центра масс [16, 17].

С помощью радиационного возврата к Z-бозону в реакции $e^+e^- \to \gamma Z$ предлагается точное измерение числа нейтрино [5].

В статье мы оцениваем и анализируем эффекты, связанные с продольной поляризацией начальных пучков процесса $e^+e^- \to \gamma Z$.

Это вторая часть исследования теоретической неопределенности процесса

$$e^+(p_1, \chi_1) + e^-(p_2, \chi_2) \to \\ \to \gamma(p_3, \chi_3) + Z(p_4, \chi_4) \; (+\gamma(p_5, \chi_5)) \qquad (1)$$

с полными однопетлевыми ЭС поправками в `SANC`, где p_i, χ_i – импульс и спиральность i-й частицы.

1)e-mail: bondarenko@jinr.ru

В нашей предыдущей работе [18] были вычислены аналитические выражения для компонент однопетлевого сечения, а именно, борновский вклад и вклады излучения виртуальных и реальных фотонов, проверена независимость формфакторов от калибровочных параметров и стабильность результата от вариации параметра разделения мягкого и жесткого фотонного излучения $\bar{\omega}$. Мы удерживаем все массы и работаем в полном фазовом объеме. Все вычисления проводились с помощью интегратора `MCSANCee` [19] и генератора `ReneSANCe` [20].

Однопетлевые квантовоэлектродинамические (КЭД) и ЭС радиционные поправки к неполяризованному процессу $e^+e^- \to \gamma Z$ были рассчитаны ранее в [21–24]. Однако провести прямое сравнение наших результатов и результатов этих работ невозможно из-за неполных данных по входным параметрам.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описаны общие обозначения. Численные результаты и сравнение представлены в разделе 3. Заключение приведено в разделе 4.

2. Дифференциальные сечения реакции. Для изучения случая продольной поляризации со степенями P_{e^+} и P_{e^-} используются спиральные амплитуды и примененяется уравнение (1.15) из [12]:

$$\sigma(P_{e^+}, P_{e^-}) = \frac{1}{4}\sum_{\chi_1,\chi_2}(1+\chi_1 P_{e^+})(1+\chi_2 P_{e^-})\sigma_{\chi_1\chi_2}, \quad (2)$$

где $\chi_i = -1(+1)$ соответствует частице i с левой (правой) спиральностью.

Сечение реакции с однопетлевыми (NLO) поправками может быть представлено в виде четырех слагаемых:

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

где σ^{Born} – сечение в борновском (лидирующем) приближении, σ^{virt} – вклад виртуальных (петлевых) поправок, $\sigma^{\text{soft,hard}}$ – вклад мягкого (жесткого) излучения фотонов (энергия жестких фотонов $E_\gamma > \bar{\omega}$). Зависимость от вспомогательных параметров λ (“масса фотона”) и $\bar{\omega}$ исчезает после суммирования.

3. Численные результаты и сравнения. Мы оцениваем теоретическую неопределенность в ЭС схемах $\alpha(0)$ и G_μ. Численные результаты для однопетлевых ЭС радиационных поправок включают в себя интегральные сечения, соответствующие угловые и энергетические распределения, а также эффекты продольной поляризации для следующих поляризационных состояний позитронного (P_{e^+}) и электронного (P_{e^-}) пучков:

$$(P_{e^+}, P_{e^-}) = (0,0), (-1,+1), (+1,-1),$$

$$(0.3,-0.8), (-0.3, 0.8), (0,-0.8), (0, 0.8)$$

и следующего набора энергии в системе центра масс:

$$\sqrt{s} = 250, 500, 1000 \text{ ГэВ}. \quad (3)$$

В расчетах используется набор входных параметров, который представлен ниже:

$$\begin{array}{ll}
\alpha(0) = 1/137.03599976, & G_\mu = 1.16637 \times 10^{-5}\ \text{ГэВ}^{-2}, \\
M_Z = 91.1876\ \text{ГэВ}, & \Gamma_Z = 2.49977\ \text{ГэВ}, \\
M_W = 80.451495\ \text{ГэВ} & M_H = 125.0\ \text{ГэВ}, \\
m_e = 0.5109990\ \text{МэВ}, & m_\mu = 0.105658\ \text{ГэВ}, \\
m_\tau = 1.77705\ \text{ГэВ}, & \\
m_u = 0.062\ \text{ГэВ}, & m_d = 0.083\ \text{ГэВ}, \\
m_c = 1.5\ \text{ГэВ}, & m_s = 0.215\ \text{ГэВ}, \\
m_t = 173.8\ \text{ГэВ}, & m_b = 4.7\ \text{ГэВ}.
\end{array}$$

Кроме того, наложены следующие кинематические ограничения:

- для вкладов с одним фотоном в конечном состоянии (борновского, виртуального и мягкого тормозного излучения) необходимо, чтобы косинус угла фотона в системе центра масс $\cos\vartheta_\gamma \in [-0.9, 0.9]$;
- для жесткого тормозого излучения для обоих фотонов необходимо, чтобы их энергия была больше, чем $\bar{\omega}$;
- для жесткого тормозного излучения необходимо, чтобы косинус угла вылета Z-бозона $\cos\vartheta_Z$, а также одного из конечных фотонов $\cos\vartheta_{\gamma_1}$, $\cos\vartheta_{\gamma_2}$ принадлежал интервалу $[-0.9, 0.9]$.

Эти условия совпадают с теми, которые были рассмотрены в [18].

3.1. Тройное сравнение результатов на древесном уровне: сечение в борновском приближении и жесткого фотонного излучения. Мы сравниваем сечения в борновском приближении и жесткого фотонного излучения для полностью поляризованных пучков с результатами, полученными с помощью программ `CalcHEP` [25] и `WHIZARD` [26, 27]. Результаты даны в ЭС схеме $\alpha(0)$ с энергиями фотонов $E_\gamma > \bar{\omega}$, $\bar{\omega} = 10^{-4}\sqrt{s}/2$ и фиксированной 100 % поляризацией начальных пучков в полном фазовом объеме.

Согласие для борновского сечения оказалось превосходным, и мы опускаем соответствующую таблицу. Таблица 1 показывает очень хорошее согласие для вкладов в сечение жесткого тормозного излучения между результатами для кодов `SANC` (первая

Таблица 1. Тройное сравнение результатов расчетов кодов `SANC` (первая линия), `CalcHEP` (вторая линия) и `WHIZARD` (третья линия) для вкладов жесткого тормозного излучения в поляризованное $e^+e^- \to \gamma Z(\gamma)$ рассеяние для различных степеней поляризации и энергий

P_{e^+}, P_{e^-}	$-1,-1$	$-1,+1$	$+1,-1$	$+1,+1$
$\sigma^{\text{hard}}_{e^+e^-}$, пб, $\sqrt{s}=250$ ГэВ				
S	2.51(1)	69.74(1)	110.09(1)	2.53(1)
C	2.53(1)	69.75(1)	110.09(1)	2.53(1)
W	2.53(1)	69.75(1)	110.07(2)	2.53(1)
$\sigma^{\text{hard}}_{e^+e^-}$, пб, $\sqrt{s}=500$ ГэВ				
S	0.74(1)	17.04(1)	26.89(1)	0.75(1)
C	0.76(1)	17.03(1)	26.88(1)	0.76(1)
W	0.76(1)	17.05(1)	26.90(1)	0.76(1)
$\sigma^{\text{hard}}_{e^+e^-}$, пб, $\sqrt{s}=1000$ ГэВ				
S	0.202(1)	4.604(1)	7.266(1)	0.206(1)
C	0.206(1)	4.603(1)	7.267(1)	0.206(1)
W	0.206(1)	4.603(1)	7.265(1)	0.206(1)

строка), `CalcHEP` (вторая строка) и `WHIZARD` (третья строка).

3.2. Интегральные поляризованные сечения

3.2.1. Энергетическая зависимость. Результаты для неполяризованных/поляризованных сечений в борновском и однопетлевом приближении и соответствующих относительных поправок в $\alpha(0)$ схеме представлены в табл. 2. Относительные поправки δ^i вычисляются как отношения соответствующих вкладов радиационных поправок в сечение к вкладам в борновском приближении. Мы показываем только компоненты σ_{-+} и σ_{+-}, поскольку они дают основной вклад в сечение даже в случае частично поляризованного начального состояния.

Из таблицы 2 видно, что относительные радиационные КЭД поправки равны $+7.5\,\%$ и почти постоянны для энергий (3), в то время как слабые поправки сильно зависят от энергии и степени поляризации исходного пучка: они положительны для положительной поляризации электронов и отрицательны для отрицательной поляризации электронов. Полные ЭС однопетлевые поправки также сильно зависят от энергии и степени поляризации.

3.2.2. Схемная зависимость. Для оценки теоретической неопределенности мы провели расчеты в двух ЭС схемах: $\alpha(0)$ и G_μ. Интегральные сечения для слабых поправок в этих схемах и их относительная разность

$$\delta_{G_\mu/\alpha(0)} = \frac{\sigma_{G_\mu}}{\sigma_{\alpha(0)}} - 1,\ \% \tag{4}$$

показаны в табл. 3.

Как хорошо известно, разница между двумя схемами в борновском приближении определяется простым отношением ЭС констант и равна $\delta^{\text{LO}}_{G_\mu/\alpha(0)} = 6.5\,\%$. Как видно из табл. 3, вклад слабых поправок уменьшает разницу примерно до $0.55\,\%$ при энергии 250 ГэВ, $0.32\,\%$ при 500 ГэВ и $0.11\,\%$ при 1000 ГэВ. Эти отношения (4) показывают стабилизацию результатов и могут рассматриваться как оценка теоретической неопределенности слабых вкладов, т.е. неучтенных дополнительных поправок двух и более петель.

3.3. Дифференциальные распределения.

3.3.1. Угловая зависимость.

На рисунках 1–3 показана угловая зависимость неполяризованных сечений для вкладов в борновском и однопетлевом приближениях в схеме $\alpha(0)$ (верхняя панель), а также КЭД и слабых относительных поправок (нижняя панель).

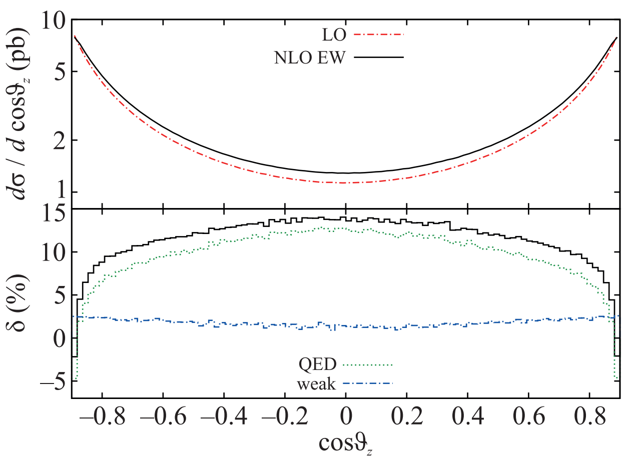

Рис. 1. (Цветной онлайн) Сечения в борновском и однопетлевом (по частям) приближениях, а также относительные поправки при энергии $\sqrt{s} = 250$ ГэВ для неполяризованных начальных пучков

Символ ϑ_Z обозначает угол между начальным позитроном $e^+(p_1)$ и Z-бозоном. Эта кривая симметрична относительно нуля $\cos\vartheta_Z$. Для всех энергий в системе центра масс минимум сечений в борновском и однопетлевом приближениях находится в нуле, а максимум находится на краях распределения.

При $\sqrt{s} = 250$ ГэВ относительные КЭД поправки доминируют над слабыми поправками. Но с ростом энергии ситуация меняется. Видно, что при $\sqrt{s} = 500$ и 1000 ГэВ обе поправки велики, и происходит сильная компенсация.

На рисунках 4–6 показаны сечения в борновском (пунктирная линия) и однопетлевом (сплошная линия) (верхняя панель) приближениях, а также относительные поправки (нижняя панель). Крас-

Таблица 2. Сечения в борновском приближении и однопетлевые сечения σ в пб и соответствующие относительные поправки δ в процентах при различных степенях поляризации начальных пучков в ЭС схеме $\alpha(0)$

P_{e^+}, P_{e^-}	0, 0	−1, +1	+1, −1	0.3, −0.8	−0.3, 0.8	0, −0.8	0, 0.8
$\sqrt{s}=250$ ГэВ							
$\sigma^{\rm Born}$, пб	4.094(1)	6.353(1)	10.025(1)	6.087(1)	4.067(1)	4.829(1)	3.360(1)
$\sigma^{\rm NLO}$, пб	4.489(1)	7.572(1)	10.364(1)	6.332(1)	4.796(1)	5.048(1)	3.931(1)
$\delta^{\rm NLO}$, %	9.63(1)	19.19(1)	3.38(1)	4.03(1)	17.92(1)	4.53(1)	16.98(1)
$\delta^{\rm QED}$, %	7.63(1)	7.52(1)	7.50(1)	7.57(1)	7.60(1)	7.61(1)	7.65(1)
$\delta^{\rm weak}$, %	2.01(1)	11.68(1)	−4.12(1)	−3.55(1)	10.31(1)	−3.08(1)	9.32(1)
$\sqrt{s}=500$ ГэВ							
$\sigma^{\rm Born}$, пб	0.8335(1)	1.2932(1)	2.0407(1)	1.2391(1)	0.82795(1)	0.98299(1)	0.68398(1)
$\sigma^{\rm NLO}$, пб	0.8801(1)	1.5362(1)	1.9811(1)	1.2137(1)	0.9692(1)	0.9696(1)	0.7917(1)
$\delta^{\rm NLO}$, %	5.65(1)	18.79(1)	−2.92(1)	−2.05(1)	17.06(1)	−1.37(1)	15.75(1)
$\delta^{\rm QED}$, %	7.35(1)	7.21(1)	7.20(1)	7.26(1)	7.33(1)	7.33(1)	7.40(1)
$\delta^{\rm weak}$, %	−1.69(1)	11.60(1)	−10.12(1)	−9.33(1)	9.72(1)	−8.69(1)	8.36(1)
$\sqrt{s}=1000$ ГэВ							
$\sigma^{\rm Born}$, пб	0.19860(1)	0.30813(1)	0.48625(1)	0.29524(1)	0.19728(1)	0.23422(1)	0.16297(1)
$\sigma^{\rm NLO}$, пб	0.19747(3)	0.3663(1)	0.4222(1)	0.260154(4)	0.22927(2)	0.20861(2)	0.18625(2)
$\delta^{\rm NLO}$, %	−0.57(2)	18.85(1)	−13.17(1)	−11.88(1)	16.22(1)	−10.93(1)	14.28(1)
$\delta^{\rm QED}$, %	7.56(1)	7.38(1)	7.39(1)	7.51(1)	7.52(1)	7.55(1)	7.58(1)
$\delta^{\rm weak}$, %	−8.13(1)	11.47(1)	−20.55(1)	−19.38(1)	8.71(1)	−18.45(1)	6.70(1)

Таблица 3. Интегральные вклады в борновском приближении и с учетом слабых поправок в сечение в двух ЭС схемах $\alpha(0)$ и G_μ, при энергиях (3)

$\sqrt{s}$, ГэВ	250	500	1000
$\sigma^{\rm Born}_{\alpha(0)}$, пб	4.09449(1)	0.83348(1)	0.19860(1)
$\sigma^{\rm Born}_{G_\mu}$, пб	4.36105(1)	0.88774(1)	0.21152(1)
$\delta^{\rm Born}_{G_\mu/\alpha(0)}$, %	6.51(1)	6.51(1)	6.50(1)
$\sigma^{\rm weak}_{\alpha(0)}$, пб	4.17661(1)	0.81936(1)	0.18245(1)
$\sigma^{\rm weak}_{G_\mu}$, пб	4.19941(1)	0.82199(1)	0.18225(1)
$\delta^{\rm weak}_{G_\mu/\alpha(0)}$, %	0.55(1)	0.32(1)	0.11(1)

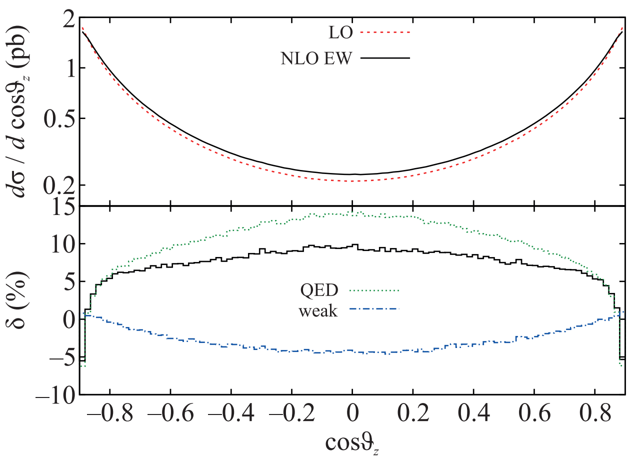

Рис. 2. (Цветной онлайн) То же самое, что и на рис. 1, но для энергии $\sqrt{s}=500$ ГэВ

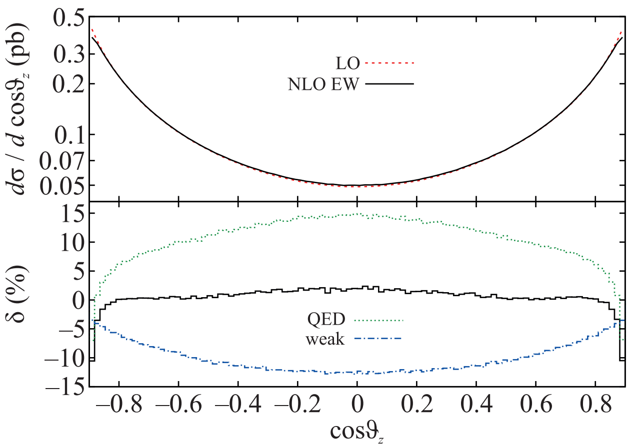

Рис. 3. (Цветной онлайн) То же самое, что и на рис. 1, но для энергии $\sqrt{s}=1000$ ГэВ

ные линии соответствуют (сплошные/пунктирные линии) частично поляризованным начальным пучкам с $(P_{e^+}, P_{e^-}) = (\pm 0.3, \mp 0.8)$. Радиационные поправки существенно уменьшают сечения при энергии $\sqrt{s}=250$ ГэВ во всем диапазоне углов рассеяния. Сильная зависимость от поляризации исходных пучков заметна и при анализе с частичными поляризациями, запланированными в эксперименте ILC, а именно, для $(P_{e^+}, P_{e^-}) = (+0.3, -0.8)$ относительные поправки составляют от -10 до $+5$ %, в то время как для $(-0.3, +0.8)$ они составляют от 5 до 23 %.

При энергии $\sqrt{s}=500$ ГэВ зависимость от поляризации также сильная, а поправка δ составляет от

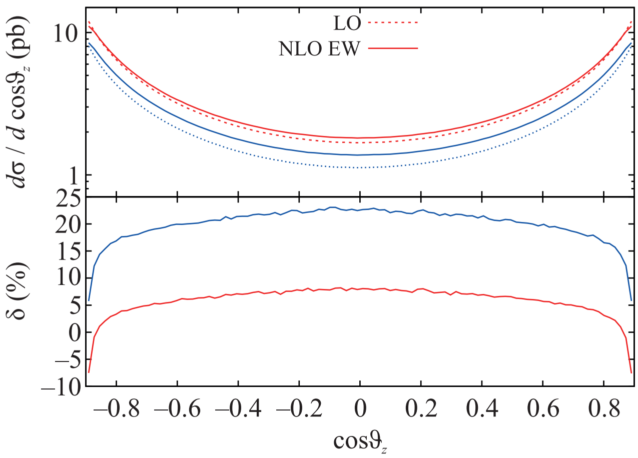

Рис. 4. (Цветной онлайн) Сечения в борновском и однопетлевом (по частям) приближениях, а также относительные поправки при энергии $\sqrt{s} = 250$ ГэВ с поляризованными начальными пучками

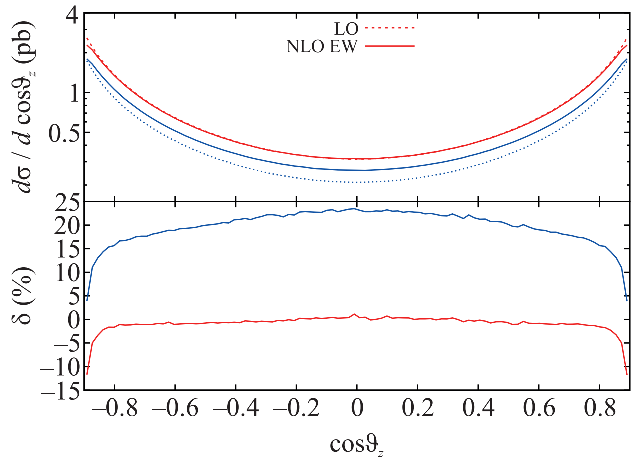

Рис. 5. (Цветной онлайн) То же самое, что и на рис. 4, но для энергии $\sqrt{s} = 500$ ГэВ

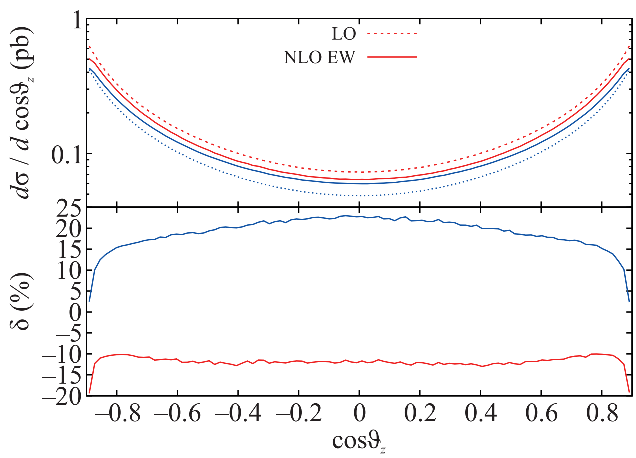

Рис. 6. (Цветной онлайн) То же самое, что и на рис. 4, но для энергии $\sqrt{s} = 1000$ ГэВ

-10 до $0\,\%$. При энергии $\sqrt{s} = 1000$ ГэВ поправка δ изменяется от -20 до $-10\,\%$ для $(+0.3, -0.8)$.

Для $(P_{e^+}, P_{e^-}) = (-0.3, +0.8)$ радиационные поправки варьируются от 5 до 23% и слабо зависят от энергии.

Следует отметить, что нефизические провалы в первом и последнем каналах гистограммы относительных поправок обусловлены угловыми ограничениями и могут быть устранены применением более широких ограничений.

3.3.2. Энергетическая зависимость. На рисунке 7 показаны сечения в борновском и однопетлевом приближениях для неполяризованных начальных пучков в зависимости от энергии. В нижней части рис. 7 показаны вклады относительных однопетлевых поправок. Полный однопетлевой вклад представлен в виде суммы двух калибровочно-инвариантных подмножеств – КЭД и слабых диаграмм.

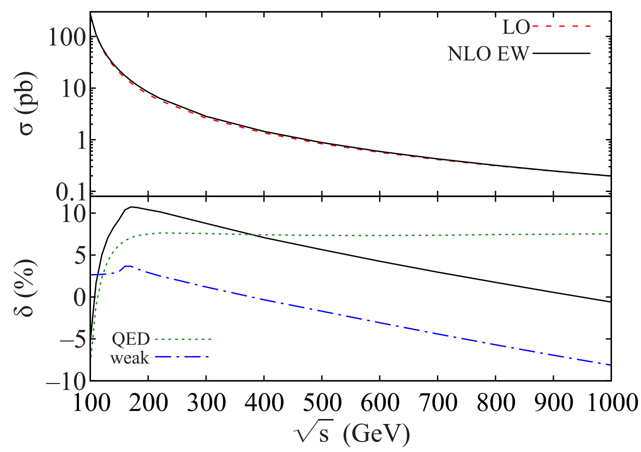

Рис. 7. (Цветной онлайн) Сечения в борновском и однопетлевом приближениях для неполяризованных начальных пучков и относительные поправки (по частям) как функция энергии в системе центра масс

В диапазоне энергий от 100 до 200 ГэВ КЭД поправки резко возрастают от отрицательных (около $-10\,\%$) до положительных (около $6\,\%$) значений и затем практически постоянны, в то время как слабые поправки имеют пик, соответствующий подпороговому рождению двух W-бозонов в боксе и затем начинают уменьшаться.

3.4. Лево-правая асимметрия. Лево-правая асимметрия показывает порядок нарушение четности и, согласно определению (5), не зависит от степеней поляризации исходного пучка:

$$A_{LR} = \frac{\sigma_{LR} - \sigma_{RL}}{\sigma_{LR} + \sigma_{RL}}, \qquad (5)$$

где σ_{LR} и σ_{RL} – сечения для полностью поляризованных электрон-позитронных $e^-_L e^+_R$ и $e^-_R e^+_L$ начальных состояний, соответственно. Рисунок 8 показывает распределение A_{LR} по $\cos\vartheta_Z$ в борновском и однопетлевой приближении в ЭС схеме $\alpha(0)$. Соответствующий сдвиг асимметрии

$$\Delta A_{LR} = A_{LR}(\text{NLO EW}) - A_{LR}(\text{LO})$$

показан на нижней панели.

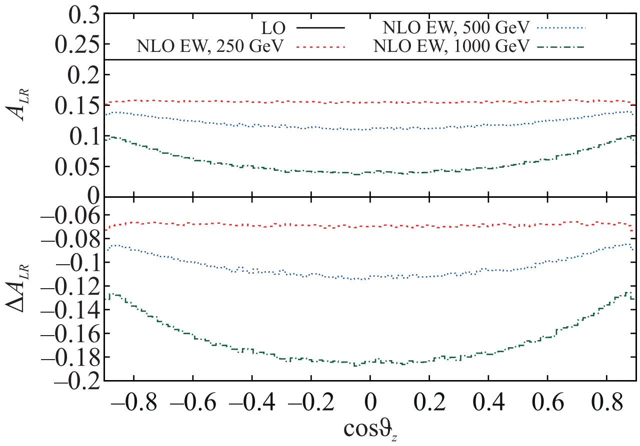

Рис. 8. (Цветной онлайн) Распределение лево-правой асимметрии A_{LR} по $\cos\vartheta_Z$ в борновском и однопетлевом приближении при энергиях $\sqrt{s} = 250$, 500, 1000 ГэВ в схеме $\alpha(0)$

В борновском приближении A_{LR} – константа:

$$A_{LR}^{\text{Born}} = \frac{(1-2\sin^2\theta_W)^2 - 4\sin^4\theta_W}{(1-2\sin^2\theta_W)^2 + 4\sin^4\theta_W} \approx 0.2243. \quad (6)$$

Здесь синус угла Вайнберга равен $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$.

Асимметрия при энергии $\sqrt{s} = 250$ ГэВ имеет довольно плоское поведение, в то время как при 500 и 1000 ГэВ наблюдается некоторое увеличение при значении $\cos\vartheta_Z = 0.9$ (значение углового ограничения) по сравнению со случаем при $\cos\vartheta_Z = 0$.

4. Заключение. В данной работе мы провели оценку поляризационных эффектов процесса $e^+e^- \to \gamma Z$ на уровне однопетлевого приближения при высоких энергиях для будущих e^+e^- коллайдеров.

Рассчитанные поляризованные древесные сечения для вкладов борновского и жесткого фотонного излучения сравнивались с результатами `CalcHEP` и `WHIZARD`, и получено очень хорошее согласие.

Влияние поляризации начальных пучков тщательно проанализировано как для интегрированных сечений, так и для угловых и энергетических распределений на уровне ЭС однопетлевых вкладов. Показано, что сечения сильно зависят от степени поляризации исходных пучков. Величины радиационных поправок также чувствительны к степени поляризации исходных пучков и сильно зависят от энергии. Кроме того, были рассмотрены расчеты в схемах $\alpha(0)$ и G_μ. Комбинируя различные экспериментальные критерии, степени поляризации пучков и ЭС схемы расчетов, радиационные поправки могут быть минимизированы.

Для A_{LR} найдено симметричное поведение относительно $\cos\vartheta_Z = 0$, четкая сигнатура, значительная зависимость от энергии, более плоское поведение с уменьшением энергии и большая чувствительность к эффектам электрослабого взаимодействия.

Мы благодарны профессору А. А. Арбузову за помощь в подготовке рукописи.

Финансирование работы. Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 20-02-00441 (покупка вычислительного кластера) и Российского научного фонда, проект #22-12-00021.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Blondel and P. Janot, 1809.10041.
2. A. Blondel, A. Freitas, J. Gluza, T. Riemann, S. Heinemeyer, S. Jadach, and P. Janot, 1901.02648.
3. L. The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, OPAL, and the LEP TGC Working Group, A Combination of Preliminary Results on Gauge Boson Couplings Measured by the LEP experiments (2003); https://inspirehep.net/files/5ae3c6767cd8bc47b07a5ed503a6f43c.
4. A. Blondel J. Gluza, S. Jadach et al. (Collaboration), *Standard Model Theory for the FCC-ee: The Tera-Z*, in *Mini Workshop on Precision EW and QCD Calculations for the FCC Studies : Methods and Techniques CERN, Geneva, Switzerland, January 12-13, 2018* (2018); 1809.01830.
5. A. Abada, M. Abbrescia, S.S. AbdusSalam et al. (FCC Collaboration), Eur. Phys. J. C **79**(6), 74 (2019).
6. ILC Collaboration, 1306.6352.
7. K. Fujii, Ch. Grojean, M.E. Peskin et al. (Collaboration), 1506.05992.
8. H. Aihara, J. Bagger, Ph. Bambade et al. (ILC Collaboration), 1901.09829.
9. H. Abramowicz, N. Alipour Tehrani, D. Arominski et al. (CLICdp Collaboration), JHEP **11**, 003 (2019); 1807.02441.
10. The CEPC Study Group Collaboration, 1811.10545.

11. Z. Duan, T. Chen, J. Gao, D. Ji, X. Li, D. Wang, J. Wang, Y. Wang, and W. Xia, JACoW **eeFACT2022**, 97 (2023).
12. G. Moortgat-Pick, T. Abe, G. Alexander et al. (Collaboration), Phys. Rept. **460**, 131 (2008); hep-ph/0507011.
13. P. Bambade, T. Barklow, T. Behnke et al. (Collaboration), 1903.01629.
14. S. Bondarenko, Y. Dydyshka, L. Kalinovskaya, A. Kampf, L. Rumyantsev, R. Sadykov, and V. Yermolchyk, Phys. Rev. D **107**(7), 073003 (2023); 2211.11467.
15. T. Mizuno, K. Fujii, and J. Tian, AIP Conf. Proc. **2319**(1), 100004 (2021).
16. H. Aihara, T. Barklow, U. Baur, J. Busenitz, S. Errede, T. A. Fuess, T. Han, D. London, J. Ohnemus, R. Szalapski, C. Wendt, and D. Zeppenfeld, *Anomalous gauge boson interactions*, in *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale*, ed. by T. L. Barklow, S. Dawson, H. E. Haber, and J. L. Siegrist (1995), p. 3; hep-ph/9503425.
17. T. Mizuno, K. Fujii, and J. Tian, *Measurement of A_{LR} using radiative return at ILC 250*, in *Snowmass* **2021**, 3 (2022); 2203.07944.
18. D. Bardin, S. Bondarenko, L. Kalinovskaya, G. Nanava, L. Rumyantsev, and W. von Schlippe, Eur. Phys. J. C **54**, 187 (2008); Erratum: Eur. Phys. J. C **82**, 417 (2022); 0710.3083.
19. A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, U. Klein, V. Kolesnikov, L. Rumyantsev, R. Sadykov, and A. Sapronov, JETP Lett. **103**(2), 131 (2016); http://www.arXiv.org/abs/hep-ph/1509.03052.
20. R. Sadykov and V. Yermolchyk, Comput. Phys. Commun. **256**, 107445 (2020); 2001.10755.
21. M. Capdequi Peyranere, Y. Loubatieres, and M. Talon, Nuovo Cim. A **90**, 363 (1985).
22. F. A. Berends, G. J. H. Burgers, and W. L. van Neerven, Phys. Lett. B **177**, 191 (1986).
23. M. Bohm and T. Sack, Z. Phys. C **35**, 119 (1987).
24. G. J. Gounaris, J. Layssac, and F. M. Renard, Phys. Rev. D **67**, 013012 (2003); hep-ph/0211327.
25. A. Belyaev, N. D. Christensen, and A. Pukhov, Comput. Phys. Commun. **184**, 1729 (2013); 1207.6082.
26. W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, Eur. Phys. J. C **71**, 1742 (2011); 0708.4233.
27. W. Kilian, S. Brass, T. Ohl, J. Reuter, V. Rothe, P. Stienemeier, and M. Utsch, *New Developments in WHIZARD Version 2.6*, in *International Workshop on Future Linear Collider (LCWS2017) Strasbourg, France, October 23-27, 2017* (2018); 1801.08034.