Эффекты электрослабых радиационных поправок в процессах электрон-позитронной аннигиляции $e^+e^- \to ll$ с учетом поляризации при низких энергиях

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

[+]*Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[*]*Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

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

Поступила в редакцию 19 июня 2022 г.
После переработки 12 июля 2022 г.
Принята к публикации 13 июля 2022 г.

В статье приводятся полные однопетлевые электрослабые радиационные поправки к сечению процесса $e^+e^- \to \mu^-\mu^+(\tau^-\tau^+)$, рассчитанные с помощью системы SANC. Вклады высших порядков излучения в начальном состоянии вычислены в формализме структурных функций КЭД. Численные результаты приведены для энергий в системе центра масс $\sqrt{s} = 5$, 7 ГэВ для различных степеней поляризации начальных частиц. Это исследование является вкладом в исследовательскую программу проекта Супер чарм-тау фабрики, который рассматривается для реализации в Сарове, Россия.

DOI: 10.31857/S1234567822160029, EDN: jhblwu

1. Введение. Процессы электрон-позитронной аннигиляции — это мощный инструмент для изучения свойств элементарных частиц. В частности, современные e^+e^- коллайдеры, такие как VEPP-2000 (Новосибирск), BEPC II (Пекин), KEKB (Цукуба) и др., хорошо подходят для получения адронов и изучения их с высокой точностью. Существенные плюсы электрон-позитронных коллайдеров — это хорошее отношение сигнал-шум, высокие производительность и разрешение. Постоянно увеличивающаяся экспериментальная точность создает вызов для теории, требуя все более и более аккуратных предсказаний. Например, текущие и предстоящие эксперименты SuperKEKB [1], BES-III [2], Супер чарм-тау фабрика (Super Charm-Tau Factory) [3] и Super Tau-Charm Facility [4] нацелены на достижение погрешности в единицы промилле в измерениях светимости. Это требует новых теоретических результатов с учетом пертурбативных поправок высших порядков и других эффектов, включая и вклады электрослабых взаимодействий.

Другим важным преимуществом e^+e^- коллайдеров является то, что на них возможно использовать поляризованные пучки частиц. Несколько будущих проектов установок учитывают использование, по крайней мере, продольно поляризованных пучков электронов. Это откроет новые возможности для высокоточных исследований физики очарованного кварка и тау-лептона. Будет достигнута высокая точность и в проверке лептонной универсальности, и в поисках CP-нарушения. Измеряя асимметрию вправо-влево, можно будет получить новую независимую оценку эффективного электрослабого (ЭС) параметра смешивания $\sin^2\theta_W$ в дополнение к исследованиям при более высоких энергиях. Измерения с поляризованными пучками также нужны для уточнения элементов матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, изучения КХД и экзотических адронов при низких энергиях, поиска новой физики и обширного изучения физики двухфотонного взаимодействия. Команда SuperKEKB (коллаборация Belle) [5] рассматривает возможность добавить продольную поляризацию для пучка электронов при модернизации [6, 7]. Это серьезно расширит возможности коллайдера для исследования сектора ЭС взаимодействия.

Эксперимент BES-III достиг более 35 фб$^{-1}$ интегральной светимости при энергиях от 2.0 до 4.94 ГэВ в системе центра масс (с.ц.м.). Модернизация BES-III увеличит пиковую светимость в 3 раза для энер-

1)e-mail: bondarenko@jinr.ru

гии пучка от 2.0 до 2.8 ГэВ (энергия в с.ц.м. от 4.0 до 5.6 ГэВ). Будущие фабрики очарованных кварков и тау-лептонов (проект Супер чарм-тау фабрики [3] и Современная электрон-позитронная установка с высокой интенсивностью (High Intensity Electron Positron Advanced Facility, HIEPAF) [4]) представляют собой ускорительные комплексы для измерений в диапазоне от 2 до 5(7) ГэВ со светимостью до 10^{35} см$^{-2}$ с$^{-1}$ и продольной поляризацией. Они будут обеспечивать до 1 аб$^{-1}$ интегральной светимости в год.

В связи с перечисленными задачами, одним из наиболее востребованных процессов для теоретической поддержки эксперимента и моделирования является процесс аннигиляции в лептонную пару. Он используется как для оценки светимости коллайдеров, так и в физической программе исследований. Различные экспериментальные установки, работающие при низких энергиях, которые планируются или уже запущены, требуют соответствующего программного обеспечения для получения теоретических предсказаний. В настоящее время наиболее продвинутыми и широко используемыми генераторами с радиационными поправками на однопетлевом уровне точности для оценки данного процесса при низких энергиях являются: BabaYaga [8–11], `KKMC` [12, 13], и `MCJPG` [14]. Недавно появился новый Монте-Карло генератор [15] для моделирования рождения лептонных пар и распадов тау-лептонов при энергиях вплоть до 11 ГэВ.

Монте-Карло генератор событий `ReneSANCe` [16] и интегратор `MCSANCee` проекта `SANC` – это относительно новые инструменты. Их можно использовать в описанном промежутке энергий для моделирования процессов аннигиляции в лептонную пару и Баба-рассеяния на электрон-позитронных коллайдерах. С помощью этих программ можно оценить полные однопетлевые КЭД и ЭС радиационные поправки. Также реализованы некоторые поправки высших порядков. Кроме того, эти инструменты позволяют получать результат в полном фазовом объеме и учитывать продольную поляризацию пучков. Чтобы соответствовать высокой точности текущих и будущих экспериментов, мы планируем реализовать следующие за ведущими КЭД радиационные поправки.

В этой статье мы анализируем эффекты, обусловленные электрослабыми радиационными поправками и поляризацией сталкивающихся пучков с помощью программного обеспечения `SANC`. Мы рассматриваем процессы электрон-позитронной аннигиляции в лептонные пары с учетом произвольной продольной поляризации начальных частиц (χ_i соответствуют спиральностям частиц)

$$
\begin{aligned}
& e^+(p_1,\chi_1) + e^-(p_2,\chi_2) \to \\
& \to l^-(p_3,\chi_3) + l^+(p_4,\chi_4)(+\gamma(p_5,\chi_5)),
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где $l = \mu, \tau$. Мы рассматриваем эксперименты при относительно низких энергиях в с.ц.м. вплоть до 7 ГэВ, что соответствует условиям Супер чарм-тау фабрики. Наша цель – проанализировать величину различных вкладов радиационных поправок, оценить результирующую теоретическую неопределенность и проверить необходимость включения других поправок более высокого порядка.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы обсуждаем различные вклады в сечения. В разделе 3 приводятся соответствующие численные результаты для полного и дифференциального сечений. Мы рассматриваем подробно все возможные вклады в сечения при энергиях в с.ц.м. $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ. Численные оценки проведены с учетом поляризации пучков частиц. В разделе 4 мы анализируем полученные результаты.

2. Статус радиационных поправок при низких энергиях в `SANC`. В ходе подробного анализа мы разделяем вклады в полное сечение на несколько частей: сечение на борновском уровне, ЭС поправки, вклады поляризации вакуума и многофотонного излучения.

Борновский уровень. Мы оцениваем вклад борновского сечения (*leading order*, LO) для двух случаев: 1) только с фотонным обменом $\sigma^{\text{Born}}_{\text{QED}}(\gamma)$ и 2) с одновременным фотонным и Z-бозонным обменом $\sigma^{\text{Born}}_{\text{QED}}(Z/\gamma)$.

Электрослабые поправки. Мы уже подробно описали технику и результаты аналитических расчетов скалярных формфакторов и спиральных амплитуд процесса (1) в нашей недавней работе [17]. Для ЭС поправок мы вычисляем следующие вклады и вводим для них обозначения:

- Уровень КЭД.

Калибровочно-инвариантные наборы КЭД поправок оцениваются отдельно, т.е. излучение из начального состояния (ISR), излучение из конечного состояния (FSR), и интерференция излучения из начального и конечного состояний (IFI).

- Слабые поправки и поправки высших порядков.

При низких энергиях вклад слабого взаимодействия обычно мал, поскольку он подавляется соотношением s/M_Z^2. Но для высокоточных измерений они все еще могут быть численно значимы. Мы сочли целесообразным объединить вклады одного и того же порядка малости, т.е. слабые поправки и поправки высших порядков. Соответствующие относительные вклады будут далее обозначены как δ^{weak} и δ^{ho}. Мы также различаем здесь два варианта: 1) полная однопетлевая поправка δ^{weak}, где учитываются чисто слабое взаимодействие и вклад поляризации вакуума (VP)[2)]; и 2) вклад чистого слабого взаимодействия $\delta^{\text{weak - VP}} = \delta^{\text{weak}} - \delta^{\text{VP}}$.

Мы оцениваем ведущие ЭС поправки высшего порядка δ^{ho} к четырехфермионным процессам с помощью параметров $\Delta\alpha$ и $\Delta\rho$. Подробное описание того, как этот вклад учитывается в `SANC`, представлено в работе [18].

Поляризация вакуума.

Мы рассматриваем два варианта при учете вклада поляризации вакуума: δ_1^{VP}, где для адронной части поляризации вакуума $\Delta\alpha^{(5)}_{\text{had}}(M_Z)$ используется параметризация со вспомогательными массами кварков; и δ_2^{VP} – вариант, использующий общедоступные версии библиотеки `AlphaQED` [19].

Мультифотонные эффекты.

Реализация в `SANC` мультифотонных эффектов, т.е. ISR и FSR в приближении ведущих логарифмов (LLA), проведена с помощью аппарата структурных функций КЭД [20, 21], который был подробно описан в [22]. Результаты показаны вплоть до конечных членов $\mathcal{O}(\alpha^3L^3)$ для экспоненцированного представления и до $\mathcal{O}(\alpha^4L^4)$ для вычислений порядок за порядком.

Отдельные вклады ISR (FSR) в поправки очень чувствительны к кинематическим ограничениям. Наши кинематические ограничения соответствуют типичным условиям проекта Супер чарм-тау фабрики.

Основная формула для сечения рассеяния при e^+e^- аннигиляции с КЭД поправками в ведущем логарифмическом приближении к начальному состоянию имеет ту же структуру, что и формула для сечения для процесса Дрелла–Яна. Для ISR поправок в канале аннигиляции большой логарифм выглядит как $L = \ln(s/m_e^2)$, где суммарная энергия в с.ц.м. $\sqrt{s}$ выбрана в качестве масштаба факторизации.

В приближении ведущих логарифмов мы выделяем чисто фотонные поправки (обозначено как “γ”) и оставшиеся, которые включают эффекты рождения чистых пар и смешанных фотон-парных эффектов (обозначено как “e^+e^-” или “$\mu^+\mu^-$”). Здесь мы не рассматриваем поправки, обусловленные излучением пар легких адронов. По величине они сравнимы с вкладом мюонных пар, но сильно зависят от процедуры отбора событий. Поэтому поправки, обусловленные адронными эффектами, будут рассмотрены в другой работе. Соответствующие относительные поправки обозначаются как $\delta^{\text{LLA},i}(k)$, где i = ISR, FSR, IFI, а k указывает на тип поправки: γ, e^+e^- пары и $\mu^+\mu^-$ пары.

3. Численные результаты и сравнение. В этом разделе мы демонстрируем численные результаты для электрослабых радиационных поправок к процессу аннигиляции (1), полученные с помощью программ `SANC`. Численные результаты содержат оценку эффектов поляризации. Мы приводим полные сечения и угловые распределения на однопетлевом уровне. Здесь мы использовали следующий набор входных параметров:

$$\begin{gathered}\alpha^{-1}(0) = 137.035999084, \\ M_W = 80.379\text{ ГэВ}, \quad M_Z = 91.1876\text{ ГэВ}, \\ \Gamma_Z = 2.4952\text{ ГэВ}, \quad m_e = 0.51099895000\text{ МэВ}, \\ m_\mu = 0.1056583745\text{ ГэВ}, \quad m_\tau = 1.77686\text{ ГэВ}, \\ m_d = 0.083\text{ ГэВ}, \quad m_s = 0.215\text{ ГэВ}, \\ m_b = 4.7\text{ ГэВ}, \quad m_u = 0.062\text{ ГэВ}, \\ m_c = 1.5\text{ ГэВ}, \quad m_t = 172.76\text{ ГэВ}.\end{gathered} \tag{2}$$

При расчетах использовались ограничения на углы вылета и инвариантную массу конечных лептонов:

$$\begin{gathered}|\cos\theta_{\mu^-}| < 0.9, \ |\cos\theta_{\mu^+}| < 0.9, \\ M_{l^+l^-} \geq 1\text{ ГэВ},\end{gathered} \tag{3}$$

где $\theta_{\mu^\pm}$ – углы по отношению к оси пучков.

Все расчеты проведены в ЭС схеме входных параметров $\alpha(0)$, чтобы отдельно оценить вклад поляризации вакуума. В этой схеме входными параметрами являются постоянная тонкой структуры $\alpha(0)$ и все массы частиц. Результаты получены для энергий в с.ц.м. $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ и для следующих трех сочетаний степеней поляризации пучков электронов (P_{e^-}) и позитронов (P_{e^+}):

$$(P_{e^+}, P_{e^-}) = (0,0), \ (0,-0.8), \ (0,0.8). \tag{4}$$

Для того чтобы количественно оценить вклады различных поправок, мы разделили их на несколько частей: три калибровочно инвариантных набора однопетлевых КЭД поправок, вклад поляризации вакуума, вклад эффектов слабого взаимодействия и КЭД

[2)] В `SANC` принято включение вклада поляризации вакуума в набор *слабых* поправок.

вклады более высокого порядка в приближении ведущих логарифмов. Три набора радиационных КЭД поправок учитывают излучение из начального состояния (ISR), излучение из конечного состояния (FSR) и интерференцию излучения из начального и конечного состояний (IFI). Соответствующие результаты для полного сечения аннигиляции в лептонную пару представлены в табл. 1, где относительные поправки δ^i вычисляются как отношения (в процентах) соответствующих вкладов радиационных поправок к сечению борновского уровня. Таблица 2 показывает величину поправков высших порядков, которые учитывают излучение из начального состояния, вычисленные в коллинеарном ведущем логарифмическом приближении.

Таблица 1. Борновские и однопетлевые интегральные сечения, а также относительные поправки к процессу $e^+e^- \to \mu^-\mu^+(\gamma)$ для энергий $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ

$\sqrt{s}$, ГэВ	5	7
σ^{Born}, пб	2978.58 (1)	1519.55 (1)
$\delta^{\text{weak-VP}}$, %	0.029 (1)	0.005 (1)
δ_1^{VP}, %	5.467 (1)	6.272 (1)
δ_2^{VP}, %	5.430 (1)	6.250 (1)
δ^{ho}, %	0.224 (1)	0.294 (1)
$\delta^{\text{QED, ISR}}$, %	8.455 (2)	9.063 (1)
$\delta^{\text{QED, FSR}}$, %	−0.016 (1)	−0.014 (1)
$\delta^{\text{QED, IFI}}$, %	0.012 (2)	0.017 (1)
$\delta^{\text{LLA, ISR}}$, %	0.668 (1)	0.850 (1)
$\delta^{\text{LLA, FSR}}$, %	0.047 (1)	0.070 (1)

Таблица 2. Поправки высших порядков, учитывающие излучение начального состояния (ISR), вычисленные в ведущем логарифмическом приближении (LLA), к сечению процесса $e^+e^- \to \mu^-\mu^+(n\gamma)$ при энергиях $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ. Здесь $\delta_{\text{ISR LLA}} \equiv \delta\sigma_{\text{ISR LLA}}/\sigma_0 \times 100\,\%$

	δ, %	
$\sqrt{s}$, ГэВ	5	7
$\mathcal{O}(\alpha^2L^2)$, γ	0.315 (1)	0.436 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^2L^2)$, e^+e^-	0.238 (1)	0.258 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^2L^2)$, $\mu^+\mu^-$	0.100 (1)	0.114 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^3L^3)$, γ	−0.008 (1)	−0.004 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^3L^3)$, e^+e^-	0.016 (1)	0.033 (1)
$\mathcal{O}(\alpha^3L^3)$, $\mu^+\mu^-$	0.007 (1)	0.015 (1)

В верхней части рис. 1 показаны борновское сечение и сечение с поправками, которое включает электрослабые однопетлевые (*next-to-leading order*, NLO) и поправки высших порядков, как функции энергии ($\sqrt{s} = 2$–12 ГэВ) пучков электронов и позитронов. Сечения быстро уменьшаются от 20 нанобарн при энергии 2 ГэВ до половины нанобарна при 12 ГэВ.

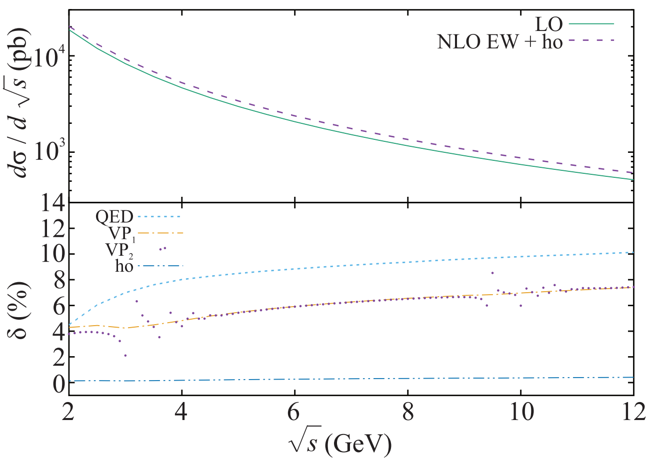

Рис. 1. (Цветной онлайн) Сечение процесса $e^+e^- \to \mu^-\mu^+(\gamma)$ на борновском уровне (LO) и с поправками (NLO EW + ho) для энергий $\sqrt{s} = 2 - 12$ ГэВ (верхняя часть). Относительные вклады КЭД поправок, поляризации вакуума и высших порядков (нижняя часть)

В нижней части рис. 1 показаны относительные поправки к борновскому сечению по вкладам, а именно, КЭД, вакуумная поляризация (VP) и ЭС вклады высших порядков. Основное влияние оказывают КЭД эффекты, составляющие от 5 до 10 %. Вклад поляризации вакуума также велик и составляет от 4 до 8 %. Вклад поправок высших порядков пропорционален α^n ($n \geq 2$) и составляет около 0.1–0.4 % по причине того, что усиливается большими логарифмами. Вакуумную поляризацию мы рассматриваем двумя способами. В первом случае адронная часть поляризации вакуума параметризуется вспомогательными массами кварков (этот случай обозначен “VP$_1$” на графике). Во втором случае мы используем параметризацию из работы [19], которая учитывает адронные резонансы (на графике она обозначена “VP$_2$”). В обоих случаях также учитываются лептонные вклады. Видно, что обе параметризации хорошо согласуются в областях без резонансов при более высоких энергиях. Однако в целом для данного диапазона энергий вторая параметризация подходит лучше.

4. Сравнение с программой BabaYaga. В таблице 3 мы приводим детальное сравнение борновского и однопетлевого (без вклада поляризации вакуума) интегральных сечений, полученных с помощью программ SANC и BabaYaga. Результаты получены для двух энергий $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ с ограничениями (3). Обнаружено очень хорошее согласие для результатов двух программ в пределах статистических погрешностей.

Таблица 3. Детальное сравнение борновского и однопетлевого сечений, вычисленных с помощью программ `SANC` и `BabaYaga`

$\sqrt{s}$, ГэВ	5	7
Born, нб		
`SANC` (Z/γ)	2.9786 (1)	1.5195 (1)
`SANC` (only γ)	2.9786 (1)	1.5196 (1)
`BabaYaga`	2.9786 (1)	1.5196 (1)
NLO QED, нб		
`SANC` (Z/γ)	3.2304 (1)	1.6575 (1)
`SANC` (only γ)	3.2287 (1)	1.6565 (1)
`BabaYaga`	3.2285 (1)	1.6565 (1)

Рисунки 2 и 3 показывают сравнение результатов моделирования при помощи программ `SANC` и `BabaYaga` для двух энергий $\sqrt{s} = 5$ и 7 ГэВ. В верхних частях рисунков построены угловые распределения для борновского и однопетлевого уровней дифференциальных сечений как функций косинуса угла конечного мюона. В нижних частях сравниваются относительные поправки. Для обеих энергий сечения и относительные поправки хорошо согласуются. При получении численных результатов, приведенных в табл. 3 и на рис. 2 и 3, в кодах `SANC` был дополнительно отключен вклад от обмена Z-бозоном на борновском и однопетлевом уровнях.

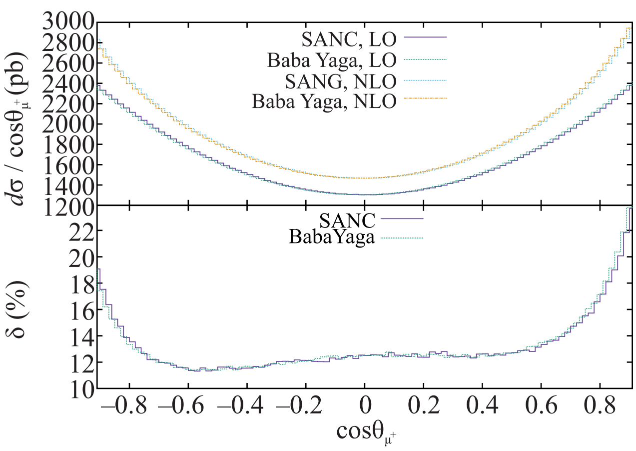

Рис. 2. (Цветной онлайн) Угловые распределения для неполяризованных дифференциальных сечений процесса $e^+e^- \to \mu^-\mu^+(\gamma)$ – борновского и однопетлевого (верхняя часть) и относительные поправки (нижняя часть), построенные с помощью программ `SANC` и `BabaYaga` для энергии 5 ГэВ по углу $\cos\theta_{\mu^+}$

5. Зависимость сечений от поляризации. В таблицах 4 и 5 представлены интегральные борновские и однопетлевые сечения в пикобарнах, и относительные поправки в процентах для процесса $e^+e^- \to$ $\to l^-l^+$ при энергии 5 ГэВ для набора (4) степеней

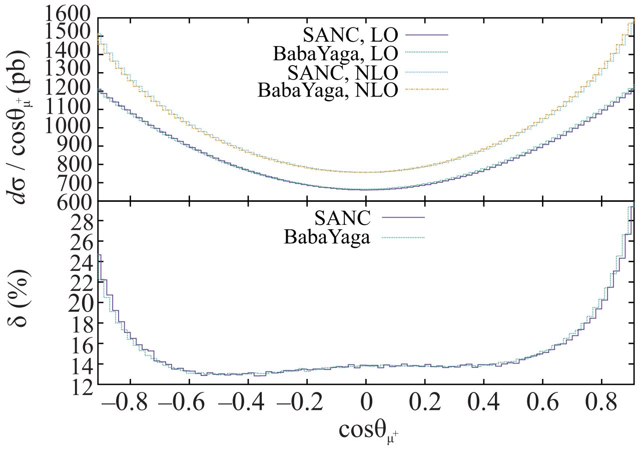

Рис. 3. (Цветной онлайн) Те же распределения, как на рис. 2, но для энергии 7 ГэВ

поляризации начальных частиц в ЭС $\alpha(0)$ схеме. Для энергии 7 ГэВ соответствующие сечения приводятся в табл. 6 и 7. Интересно, что борновские сечения и сечения с поправками заметно зависят от степени поляризации пучков, в то время как относительная поправка почти не меняется.

Таблица 4. Поляризованные интегральные сечения в борновском и однопетлевом приближениях и относительные поправки для процесса рассеяния $e^+e^- \to \mu^-\mu^+(\gamma)$ при энергии $\sqrt{s} = 5$ ГэВ для различных степеней поляризации начальных частиц

P_{e^+}, P_{e^-}	σ^{Born}, пб	$\sigma^{\text{1-loop}}$, пб	δ, %
0, 0	2978.6 (1)	3434.2 (1)	15.30 (1)
0, +0.8	2979.1 (1)	3434.6 (1)	15.29 (1)
0, −0.8	2978.0 (1)	3433.7 (1)	15.30 (1)

Таблица 5. Поляризованные интегральные борновское и однопетлевое сечения, а также относительные поправки для процесса рассеяния $e^+e^- \to \tau^-\tau^+(\gamma)$ при энергии $\sqrt{s} = 5$ ГэВ

P_{e^+}, P_{e^-}	σ^{Born}, пб	$\sigma^{\text{1-loop}}$, пб	δ, %
0, 0	2703.3 (1)	2816.7 (1)	4.20 (1)
0, +0.8	2703.8 (1)	2816.9 (1)	4.18 (1)
0, −0.8	2702.8 (1)	2816.5 (1)	4.21 (1)

6. Асимметрия вперед-назад. Асимметрия вперед-назад A_{FB} определяется как

$$A_{\text{FB}} = \frac{\sigma_{\text{F}} - \sigma_{\text{B}}}{\sigma_{\text{F}} + \sigma_{\text{B}}}, \tag{5}$$

$$\sigma_{\text{F}} = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\vartheta_f} d\cos\vartheta_f, \quad \sigma_{\text{B}} = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\vartheta_f} d\cos\vartheta_f,$$

где ϑ_f – это угол между импульсом входящего электрона и импульсом исходящего отрицательно заря-

Таблица 6. То же, что и в таблице 4, но для энергии 7 ГэВ

P_{e^+},P_{e^-}	$\sigma^{\rm Born}$, пб	$\sigma^{\rm 1\text{-}loop}$, пб	δ, %
0, 0	1519.6 (1)	1773.8 (1)	16.73 (1)
0, +0.8	1520.1 (1)	1774.1 (1)	16.71 (1)
0, −0.8	1519.0 (1)	1773.6 (1)	16.76 (1)

Таблица 7. То же, что и в табл. 5, но для энергии 7 ГэВ

P_{e^+},P_{e^-}	$\sigma^{\rm Born}$, пб	$\sigma^{\rm 1\text{-}loop}$, пб	δ, %
0, 0	1503.0 (1)	1648.8 (1)	9.70 (1)
0, +0.8	1503.6 (1)	1649.1 (1)	9.68 (1)
0, −0.8	1502.4 (1)	1648.5 (1)	9.72(1)

женного фермиона. Он может быть измерен в любом канале процесса $e^+e^- \to f\bar{f}$, но для точных измерений удобнее всего использовать $f = e, \mu$.

На рисунке 4 показано поведение асимметрии $A_{\rm FB}$ в борновском и однопетлевом приближениях (со слабым, КЭД или полным ЭС вкладом радиационных поправок) и соответствующими разницами $\Delta A_{\rm FB}$ для энергий $2 \le \sqrt{s} \le 12$ ГэВ. Асимметрия в первом приближении возникает из-за вклада Z-бозонного обмена на древесном уровне. Можно видеть, что для более высоких энергий он сравним по величине с вкладом КЭД от однопетлевых радиационных поправок.

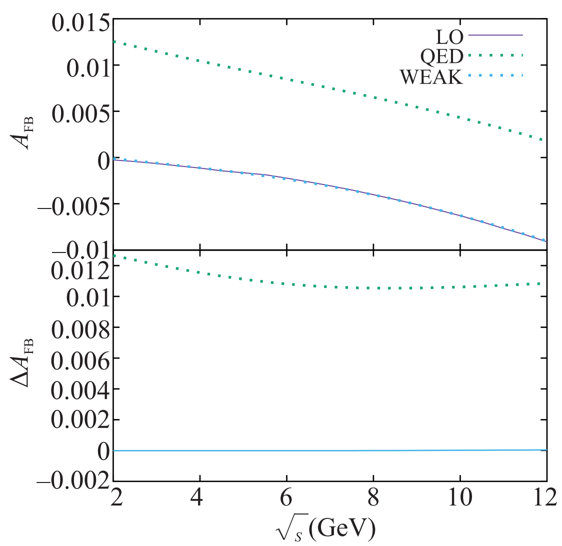

Рис. 4. (Цветной онлайн) $A_{\rm FB}$ асимметрия для борновского и однопетлевого сечений и соответствующая разница $\Delta A_{\rm FB}$ для энергий $\sqrt{s} = 2{-}12$ ГэВ

7. Заключение. В этой работе мы рассмотрели разные вклады ЭС поправок в сечения процессов электрон-позитронной аннигиляции в пару лептонов. Поправки были рассчитаны с помощью системы `SANC` в ЭС $\alpha(0)$ схеме для энергий в с.ц.м. до 12 ГэВ, которые соответствуют диапазону энергий действующих и планируемых мезонных фабрик. В частности, наши результаты актуальны для проекта Супер чарм-тау фабрики. Рассчитаны и изучены полные однопетлевые электрослабые поправки, а также некоторые ведущие поправки высших порядков. Мы показали, что КЭД поправки и вклад поляризации вакуума превалируют на этом отрезке энергий, однако величина амплитуды Z-бозонного обмена в некоторых случаях тоже становится заметной. В частности, эта амплитуда существенно влияет на асимметрию вперед-назад.

Для получения численных результатов использовались программы системы `SANC`: Монте-Карло генератор событий `ReneSANCe` и интегратор `MCSANCee`. При сравнении с результатами, полученными в программе `BabaYaga` для однопетлевого уровня КЭД поправок без учета поляризации пучков, было достигнуто хорошее согласие. Плюсы наших программ в том, что в них реализован учет полных однопетлевых ЭС поправок и поляризации входящих и исходящих частиц. Исходя из результатов табл. 2, можно видеть, что учет поправок второго порядка за счет излучения из начального состояния достаточен для поддержки высокоточных экспериментов.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для уменьшения теоретической неопределенности необходимо реализовать полные двухпетлевые, т.е. $\mathcal{O}(\alpha^2)$ поправки КЭД, в то время как поправки третьего порядка и далее могут быть вычислены приближенно в виде КЭД ливней или в коллинеарном ведущем логарифмическом приближении.

Эта работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 20-02-00441.

1. SuperKEKB Collaboration, K. Akai, K. Furukawa, and H. Koiso, Nucl. Instrum. Meth. A **907**, 188 (2018); 1809.01958.
2. D. M. Asner, T. Barnes, J. M. Bian et al. (Collaboration), Int. J. Mod. Phys. A **24**, S1 (2009); 0809.1869.
3. SCTF Collaboration, D. A. Epifanov, Phys. Atom. Nucl. **83**(6), 944 (2020).
4. H. P. Peng, Y. H. Zheng, and X. R. Zhou, Physics **49**(8), 513 (2020).
5. E. Kou, P. Urquijo, W. Altmannshofer et al. (Belle-II Collaboration), PTEP **2019**(12) 123C01 (2019); Erratum: PTEP **2020**, 029201 (2020); 1808.10567.
6. M. Roney, PoS **ICHEP2020**, 699 (2021).

7. Z. Liptak, M. Kuriki, and J. Roney, Proc. IPAC'21 **12**, 3799 (2021).
8. C. M. Carloni Calame, C. Lunardini, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Nucl. Phys. B **584**, 459 (2000); hep-ph/0003268.
9. C. M. Carloni Calame, Phys. Lett. B **520**, 16 (2001); hep-ph/0103117.
10. G. Balossini, C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Nucl. Phys. B **758**, 227 (2006); hep-ph/0607181.
11. G. Balossini, C. Bignamini, C. M. C. Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Phys. Lett. B **663**, 209 (2008); 0801.3360.
12. S. Jadach, B. Ward, and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **130**, 260 (2000); hep-ph/9912214.
13. S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was, Phys. Rev. D **88**(11), 114022 (2013); 1307.4037.
14. A. B. Arbuzov, G. V. Fedotovich, F. V. Ignatov, E. A. Kuraev, and A. L. Sibidanov, Eur. Phys. J. C **46**, 689 (2006); hep-ph/0504233.
15. I. M. Nugent, Preprint **4** (2022); 2204.02318.
16. R. Sadykov and V. Yermolchyk, Comput. Phys. Commun. **256**, 107445 (2020); 2001.10755.
17. S. Bondarenko, Y. Dydyshka, L. Kalinovskaya, R. Sadykov, and V. Yermolchyk, Phys. Rev. D **102**(3), 033004 (2020); 2005.04748.
18. A. B. Arbuzov, S. G. Bondarenko, L. V. Kalinovskaya, L. A. Rumyantsev, and V. L. Yermolchyk, Phys. Rev. D **105**(3), 033009 (2022); 2112.09361.
19. F. Jegerlehner, EPJ Web Conf. **218**, 01003 (2019); 1711.06089.
20. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).
21. O. Nicrosini and L. Trentadue, Phys. Lett. B **196**, 551 (1987).
22. A. Arbuzov, S. Bondarenko, L. Kalinovskaya, R. Sadykov, and V. Yermolchyk, Symmetry **13**(7), 1256 (2021).