

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ПОПРАВК НА ФОРМУ $Z$ -РЕЗОНАНСА В ПРОЦЕССЕ РОЖДЕНИЯ НЕЙТРИНО

© 2021 г. В. А. Зыкунов<sup>1),2)</sup>\*

Поступила в редакцию 29.04.2021 г.; после доработки 29.04.2021 г.; принята к публикации 30.05.2021 г.

Рассчитаны однопетлевые электрослабые радиационные поправки к полному сечению четырехфермионного процесса с конечным нейтринным состоянием в окрестности  $Z$ -резонанса. Результат приведен к форме, позволяющей анализировать резонансное поведение новых (за рамками Стандартной модели) бозонов. Сделан численный анализ полученных результатов.

DOI: 10.31857/S0044002721060106

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение энергетического распределения  $Z$ -бозона, имеющего вид резонансной кривой (т.е. зависимости числа распадов от энергии), с шириной, которая отражает неопределенность значения массы  $Z$ -бозона и определяет его время жизни, позволяет приблизиться к ответу на важнейший вопрос современной физики о количестве существующих в природе поколений фундаментальных фермионов.  $Z$ -бозон имеет адронный, лептонный и нейтринный (прямо не наблюдаемый, невидимый) каналы распада, каждый канал уменьшает его время жизни. Образование  $Z$ -бозонов удобно осуществлять на встречных пучках в реакции  $e^+e^-$ -аннигиляции, где, по сравнению с адронными столкновениями, распределение энергии контролируется с превосходной точностью. Именно в такой постановке эксперимента на Стэнфордском линейном коллайдере (SLAC) и на большом электронно-позитронном коллайдере (LEP) в CERN была получена оценка числа возможных типов нейтрино ( $n = 2.982 \pm \pm 0.013$ ), которая показала, что поколений всего три. Все они к настоящему времени хорошо известны, это электронное, мюонное и тау-нейтрино.

Следует сказать, что полностью исключить существование следующих (четвертого и т.д.) поколений нейтрино нельзя. Во-первых, при анализе данных предполагается так называемая лептонная универсальность: заряженных лептонов  $e-\mu-\tau$  и нейтринная  $\nu_e-\nu_\mu-\nu_\tau$ . Во-вторых, не вступая в противоречие с экспериментальными данными SLAC и LEP, можно говорить о других

типах нейтрино только в том случае, если их масса больше половины массы  $Z$ -бозона. Хотя такая ситуация кажется маловероятной, следует понимать, что существование “тяжелых” нейтрино может проявиться при энергиях, до сих пор недоступных современным ускорителям и может быть обнаружено при изучении резонансного поведения энергетического спектра Новых бозонов: хиггсовского,  $Z'$ , темного фотона и т.п., например, на будущих электрон-позитронных коллайдерах нового поколения. К ним относятся Международный линейный коллайдер (International Linear Collider, ILC) с планируемой энергией 1 ТэВ (до 2 ТэВ после модернизации) и параллельно развивающийся с ним проект — Компактный линейный коллайдер (Compact Linear Collider, CLIC) с проектируемой энергией 3 ТэВ. Новый проект “Будущий циклический коллайдер” (Future Circular Collider, FCC) с энергией пучков в лептонном режиме (FCC-ee) от 45 до 175 ГэВ направлен на точное изучение свойств нового скалярного (хиггсовского) бозона в продолжение открытия LHC коллаборациями ATLAS [1] и CMS [2] и также интересен с этой точки зрения.

Для того чтобы получить надежную информацию из экспериментальных данных, необходимо точно учесть эффекты высших порядков в СМ — электрослабые радиационные поправки (ЭСП). Включение ЭСП на уровне по крайней мере одной петли является неотъемлемой частью любого современного эксперимента. Одним из первых расчетов электромагнитных радиационных поправок (включая жесткие фотоны) к четырехфермионному процессу аннигиляции был проделан в [3]. Влияние электромагнитных радиационных поправок второго порядка на форму резонансной кривой было впервые исследовано в [4].

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь.

\*E-mail: zykunov@cern.ch

Для нужд коллайдеров LEP и SLC потребовалось систематическое включение слабой части поправок. Влияние ЭСП на наблюдаемые в области резонанса впервые изучено в [5–7] (там были установлены малость эффектов электрослабых боксов и слабая зависимость от масс хиггсовского бозона и  $t$ -кварка). Решение задачи точного соответствия экспериментальным возможностям детекторов потребовало разработки соответствующего программного обеспечения: VHM и WOH [8–10], TOPAZ0 [11], ZFITTER [12], а также результаты группы SANC [13, 14] и ККМС [15, 16], где используются электрослабые библиотеки DIZET из ZFITTER. Вышеназванным группам удалось достичь впечатляющих результатов по согласованию, во многом благодаря чему экспериментальные данные LEP и SLC были беспрецедентно успешно обработаны.

Представляется важным провести ревизию прецизионного изучения формы резонансной кривой процесса образования нейтрино на лептонных коллайдерах нового поколения, которая была проделана в настоящей работе: сделан новый независимый расчет однопетлевых ЭСП к полному сечению нейтринного канала  $e^+e^-$ -аннигиляции, включая жесткое тормозное излучение. Двумя способами показана независимость физического результата от расчетных параметров (массы фотона и разделителя области энергии мягкого и жесткого фотона). Пользуясь методикой работы [17], получена форма, пригодная для применения результатов к анализу резонансного поведения новых (за рамками Стандартной модели) бозонов.

Другим возможным приложением результатов настоящей работы являются адронные реакции. Так, в столкновения адронов (например, при изучении процесса Дрелла–Яна — рождения дилептонной пары) имеются ненаблюдаемые нейтринные моды, которые принято брать в расчет в контексте так называемой потерянной поперечной энергии (MET, missing  $E_T$ , missing transverse energy). Улучшение качества формирования адронных пучков и детекторной аппаратуры повышают требования к теоретической составляющей экспериментальной программы. Полученные здесь аналитические выражения помогут уточнить аспект MET в действующей программе LHC и планируемых адронных машин.

План работы следующий: в разд. 2 дано общее описание четырехфермионного процесса, в разд. 3 приведены выражения для амплитуд и сечений процесса с учетом виртуальных вкладов в ЭСП. В разд. 4 разобрана структура тормозного излучения, приведены необходимые амплитуды и сечения. Численный анализ проведен в разд. 5.

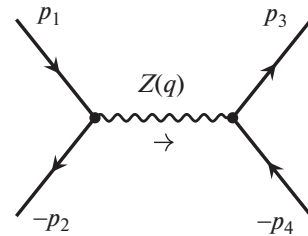


Рис. 1. Фейнмановская диаграмма процесса  $e^-e^+ \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$  в борновском приближении.

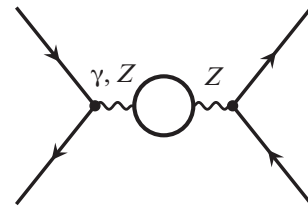


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы вкладов бозонных собственных энергий в процесс  $e^-e^+ \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ .

## 2. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Нас интересует четырехфермионный процесс с неполяризованными электроном и позитроном в начальном состоянии и парой нейтрино–антинейтрино в конечном (пользуясь элементарными заменами, можно использовать все полученные формулы для произвольной фермионной конфигурации):

$$e^-(p_1) + e^+(p_2) \rightarrow Z(q) \rightarrow \nu_\mu(p_3) + \bar{\nu}_\mu(p_4). \quad (1)$$

Фейнмановская диаграмма, соответствующая процессу (1) в борновском приближении, приведена на рис. 1. Обозначения на диаграмме следующие:

- $p_1$  — 4-импульс начального электрона с массой  $m$ ;
- $p_2$  — 4-импульс начального позитрона (с той же массой);
- $p_3$  — 4-импульс конечного нейтрино  $\nu$  с нулевой массой (и, для определенности, с ароматом  $\mu$ );
- $p_4$  — 4-импульс конечного антинейтрино  $\bar{\nu}$  (с тем же ароматом и массой);
- $q = p_1 + p_2$  — 4-импульс  $Z$ -бозона с массой  $m_Z$ .

Промежуточные массивные бозоны в работе индексуются так:  $a = Z, W$ .

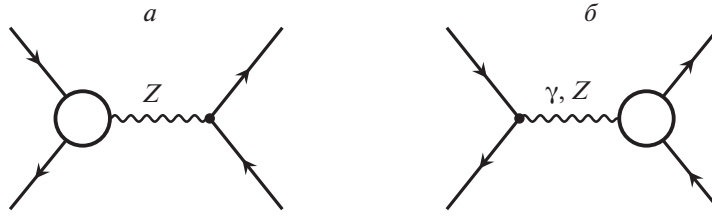


Рис. 3. Фейнмановские диаграммы вкладов электронных и нейтринных вершин в процесс  $e^-e^+ \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ .

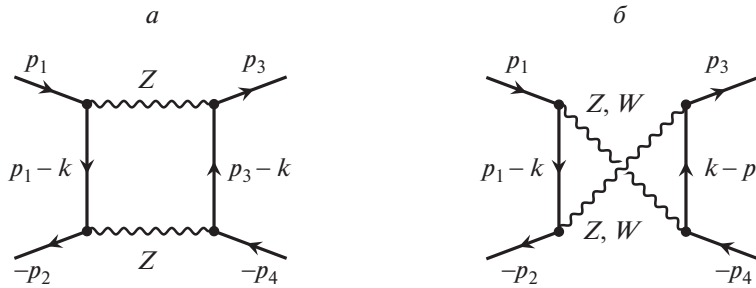


Рис. 4. Фейнмановские диаграммы двухбозонных вкладов в процесс  $e^-e^+ \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ : *a* — прямой бокс, *б* — перекрестный бокс.

Приведем стандартный набор лоренц-инвариантных переменных Мандельштама:

$$s = q^2 = (p_1 + p_2)^2, \quad (2)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2, \quad u = (p_2 - p_3)^2,$$

которые сформированы из 4-импульсов частиц. В работе применяется ультрарелятивистское приближение (УРП):

$$s, |t|, |u| \gg m_f^2. \quad (3)$$

Также будем пользоваться общими фермионным  $f = q, e$  и лептонным  $l = e, \nu$  индексами.

Для расчета дифференциального сечения  $d\sigma^0$  процесса (1) применяется стандартная диаграммная техника. Прежде всего сформируем амплитуды, используя правила Фейнмана из [18], и кратко опишем их. Входящему фермиону с 4-импульсом  $p$  соответствует биспинорная амплитуда  $u(p)$ , выходящему — биспинорная амплитуда  $\bar{u}(p)$ . Пропагатору бозона (в калибровке Фейнмана) отвечает выражение  $-ig^{\alpha\beta}D_a(q)$ , где

$$D_a(q) = \frac{1}{q^2 - m_a^2 + im_a\Gamma_a}, \quad (4)$$

а  $q$  — 4-импульс передачи в пропагаторе. Фотонная масса  $m_\gamma \equiv \lambda$  равна нулю везде, кроме специально отмеченных случаев, где она используется как инфинитезимальный параметр, который регуляризует инфракрасную расходимость. Масса  $Z$ -бозона обозначена как  $m_Z$ , величина  $\Gamma_Z$  — это его полная ширина. Существуют разные схемы для корректного учета ширины, в настоящей работе

используется схема с фиксированной шириной, а для численных оценок выбрано  $\Gamma_Z = 2.4952$  ГэВ. Для сравнения приведем значение для парциальной ширины распада  $Z$ -бозона по нейтринному каналу:  $\Gamma_Z = 0.166$  ГэВ, треть от так называемой невидимой ширины  $\Gamma(\text{invisible}) = 0.499$  ГэВ.

Фермионный (электронный) пропагатор выглядит так (тут  $p$  — 4-импульс передачи, также везде используется сокращенная запись  $\hat{p} = \gamma^\mu p_\mu$ ):

$$iS(p) = i\frac{\hat{p} + m}{p^2 - m^2}. \quad (5)$$

Вершине взаимодействия фермиона  $f$  с калибровочным бозоном  $a$  соответствует выражение

$$ie\gamma_\mu\Gamma_f^a, \quad \text{где} \quad \Gamma_f^a = v_f^a - a_f^a\gamma_5. \quad (6)$$

Векторные и аксиально-векторные константы связи фермиона аромата  $f$  с фотоном и  $Z$ -бозоном имеют вид:

$$v_f^\gamma = -Q_f, \quad a_f^\gamma = 0,$$

$$v_f^Z = \frac{I_f^3 - 2Q_f s_W^2}{2s_W c_W}, \quad a_f^Z = \frac{I_f^3}{2s_W c_W};$$

векторные и аксиально-векторные константы связи с участием нейтрино равны:

$$v_{\nu}^W = a_{\nu}^W = \frac{1}{2\sqrt{2}s_W}, \quad v_\nu^Z = a_\nu^Z = \frac{1}{4s_W c_W}. \quad (7)$$

Используются следующие параметры Стандартной модели (СМ):  $Q_f$  — электрический заряд  $f$ -частицы в единицах протонного заряда  $e$ , третья

компонента слабого изоспина для конкретного типа фермиона:

$$I_\nu^3 = +\frac{1}{2}, \quad I_e^3 = -\frac{1}{2}, \quad I_u^3 = +\frac{1}{2}, \quad I_d^3 = -\frac{1}{2}, \quad (8)$$

а  $s_W$  ( $c_W$ ) — синус (косинус) угла Вайнберга, которые связаны с массами  $Z$ - и  $W$ -бозона в рамках СМ следующим образом:

$$c_W = \frac{m_W}{m_Z}, \quad s_W = \sqrt{1 - c_W^2}. \quad (9)$$

Запишем сечение в стандартном виде

$$d\sigma = \frac{1}{8\pi^2 s} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_2, \quad (10)$$

где  $\mathcal{M}$  — амплитуда процесса, а фазовый объем реакции имеет вид

$$d\Phi_2 = \delta(q - p_3 - p_4) \frac{d^3\mathbf{p}_3}{2p_{30}} \frac{d^3\mathbf{p}_4}{2p_{40}} \approx \frac{\pi}{2s} dt. \quad (11)$$

Записанная по правилам Фейнмана амплитуда процесса (1) выглядит так:

$$\mathcal{M}_0 = ie^2 D_Z(q) \bar{u}(-p_2) \gamma_\mu \Gamma_e^Z u(p_1) \times \quad (12) \\ \times \bar{u}(p_3) \gamma^\mu \Gamma_\nu^Z u(-p_4).$$

Квадрируя борновскую амплитуду и используя коммутационные свойства гамма-матриц, находим в УРП

$$\mathcal{M}_0 \mathcal{M}_0^+ = \frac{e^2}{4} \text{Sp}[\gamma_\mu (\Gamma_e^Z)^2 \hat{p}_1 \gamma_\nu \hat{p}_2] \times \quad (13) \\ \times \text{Sp}[\gamma^\mu (\Gamma_\nu^Z)^2 \hat{p}_4 \gamma^\nu \hat{p}_3] D_Z(q) D_Z^*(q).$$

Вычисляя следы, получим дифференциальное борновское сечение в виде

$$d\sigma^0 = \frac{4\pi\alpha^2}{s^2} C^0 D_Z(q) D_Z^*(q) dt, \quad (14)$$

где комбинацию электронных констант связи и инвариантов  $t, u$ , характерную для борновского сечения, удобно представлять в форме:

$$C^0 = g_{V,e}^{ZZ} g_{V,\nu}^{ZZ} (t^2 + u^2) + g_{A,e}^{ZZ} g_{A,\nu}^{ZZ} (u^2 - t^2).$$

Встречающиеся комбинации констант связи имеют вид

$$g_{V,f}^{ab} = v_f^a v_f^b + a_f^a a_f^b, \quad g_{A,f}^{ab} = v_f^a a_f^b + a_f^a v_f^b. \quad (15)$$

Интегрируя по углу, получим с учетом  $\int_{-s}^0 t^2 dt = \int_{-s}^0 u^2 dt = s^3/3$  и некоторых упрощений (комбинация при  $g_A^{ZZ}$  не дает вклада) полное борновское сечение в виде

$$\sigma^0 = \frac{\pi\alpha^2 s}{(s - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2} \frac{1 - 4s_W^2 + 8s_W^4}{48s_W^4 c_W^4}. \quad (16)$$

### 3. ВИРТУАЛЬНЫЙ ВКЛАД В ЭСП

Для учета в сечении однопетлевых ЭСП к квадрату борновской амплитуды добавляется слагаемое порядка  $\mathcal{O}(\alpha^3)$ :

$$\mathcal{M}_0 \mathcal{M}_0^+ + 2\text{Re} \mathcal{M}_{\text{NLO}} \mathcal{M}_0^+,$$

где однопетлевая амплитуда имеет вид

$$\mathcal{M}_{\text{NLO}} = \mathcal{M}_{\text{BSE}} + \mathcal{M}_{\text{EZV}} + \quad (17) \\ + \mathcal{M}_{\text{NZV}} + \mathcal{M}_{\text{NGV}}.$$

Амплитуда  $\mathcal{M}_{\text{BSE}}$  обусловлена бозонной собственной энергией, диаграммы которой изображены на рис. 2. Кружком на них обозначены все вклады собственных энергий в однопетлевом приближении, возможные в рамках СМ. Нетрудно построить  $\mathcal{M}_{\text{BSE}}$  из борновской амплитуды и блока  $\hat{\Sigma}_T^{ab}$  — перенормированной поперечной части вклада диаграмм собственных энергий  $Z$ -бозона и  $\gamma Z$ -смешивания:

$$\mathcal{M}_{\text{BSE}} = -\mathcal{M}_0 \sum_{a=\gamma,Z} D_a(q) \hat{\Sigma}_T^{aZ}(s). \quad (18)$$

Для всех  $\hat{\Sigma}_T^{ab}$  используем выражения из [18], расчет был проведен по схеме перенормировки на массовой поверхности с применением ренормализационных условий [10].

Амплитуда  $\mathcal{M}_{\text{EZV}}$  соответствует электронной вершинной функции, диаграммы которой изображены на рис. 3а:

$$\mathcal{M}_{\text{EZV}} = ie^2 D_Z(q) \times \quad (19) \\ \times \bar{u}(-p_2) \gamma_\mu (v_e^{FZ} - a_e^{FZ} \gamma_5) u(p_1) \times \\ \times \bar{u}(p_3) \gamma^\mu \Gamma_\nu^Z u(-p_4),$$

где электронные вершинные формфакторы имеют вид

$$v_e^{FZ} = \frac{\alpha}{4\pi} \left( v_e^Z \Lambda_{1,e}^\gamma + v_e^Z ((v_e^Z)^2 + 3(a_e^Z)^2) \times \quad (20) \right.$$

$$\left. \times \Lambda_2^Z + \frac{1}{8s_W^3 c_W} \Lambda_2^W - \frac{3c_W}{4s_W^3} \Lambda_3^W \right),$$

$$a_e^{FZ} = \frac{\alpha}{4\pi} \left( a_e^Z \Lambda_{1,e}^\gamma + a_e^Z (3(v_e^Z)^2 + (a_e^Z)^2) \times \right.$$

$$\left. \times \Lambda_2^Z + \frac{1}{8s_W^3 c_W} \Lambda_2^W - \frac{3c_W}{4s_W^3} \Lambda_3^W \right).$$

Функция  $\Lambda_{1,e}^\gamma$  описывает вклад треугольной диаграммы с фотонным обменом и содержит инфракрасную расходимость в виде зависимости от  $\lambda$ , которой предстоит сократиться в сумме с вкладом тормозного излучения (см. раздел 4). Функция  $\Lambda_2$  описывает вершинный вклад с обменом массивным бозоном —  $Z$  или  $W$ , а  $\Lambda_3$  — с трехбозонной вершиной —  $WW\gamma$  или  $WWZ$ . Выражения для вершинных функций приводятся в [10].

Благодаря простой форме амплитуды (19) при квадрировании получаем вещественную комбинацию  $D_Z(q)D_Z(q)^*$ , так что только реальная часть функций  $\Lambda_{1,2,3}$  даст вклад в сечение. Отмеченное свойство имеет место также для вкладов от  $\mathcal{M}_{\text{NZV}}$  и  $\mathcal{M}_{\text{NGV}}$ , которые обусловлены нейтринными вершинами. Соответствующие этим амплитудам диаграммы изображены на рис. 3б:

$$\mathcal{M}_{\text{NZV/NGV}} = ie^2 D_{Z/\gamma}(q) \cdot \bar{u}(-p_2)\gamma_\mu \times \quad (21)$$

$$\times \Gamma_e^{Z/\gamma} u(p_1) \cdot \bar{u}(p_3)\gamma^\mu v_\nu^{F_{Z/\gamma}} (1 - \gamma_5)u(-p_4),$$

где нейтринные вершинные формфакторы имеют вид (в соответствии с [10] в них были добавлены вклады нейтринных собственных энергий, которые имеются в схеме перенормировки на массовой поверхности):

$$v_\nu^{F_Z} = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{4s_W c_W} \left( \frac{1}{4s_W^2 c_W^2} \Lambda_2^Z + \quad (22)$$

$$+ \frac{2s_W^2 - 1}{2s_W^2} \Lambda_2^W + \frac{3c_W^2}{s_W^2} \Lambda_3^W \right),$$

$$v_\nu^{F_\gamma} = \frac{\alpha}{4\pi} \left( -\frac{3}{4s_W^2} \Lambda_3^W \right).$$

Сечение от вклада двухбозонного обмена здесь получено согласно методу работы [17]. Так, для  $aa$ -боксов ( $a = Z, W$ ), диаграммы которых изображены на рис. 4, оно имеет вид

$$d\sigma^{aa} = \frac{2\alpha^3}{s^2} \int_0^1 \int_0^1 dx dy \text{Re} D_Z^*(q) \times \quad (23)$$

$$\times \left( C_3^{aaZ} [\mathcal{K}_3^D + \mathcal{K}_3^C] + C_4^{aaZ} [\mathcal{K}_4^D + \mathcal{K}_4^C] \right) \cdot dt,$$

где константы связи собраны в двух комбинациях:

$$C_3^{abc} = v_e^{abc} v_\nu^{abc},$$

$$v_f^{abc} = v_f^a v_f^b v_f^c + v_f^a a_f^b a_f^c + a_f^a v_f^b a_f^c + a_f^a a_f^b v_f^c,$$

$$C_4^{abc} = a_e^{abc} a_\nu^{abc},$$

$$a_f^{abc} = a_f^a a_f^b a_f^c + a_f^a v_f^b v_f^c + v_f^a a_f^b v_f^c + v_f^a v_f^b a_f^c,$$

нетрудно установить, что  $v_\nu^{aaZ} \equiv a_\nu^{aaZ} = 4(v_\nu^a)^2 v_\nu^Z$ . Коэффициенты в (23) выглядят так:

$$\mathcal{K}_3^D = C_0^D t(t^2 + u^2) + 2\mathcal{B}_0^D (4t^2 + u^2) - \quad (24)$$

$$- 2C_1^D st^2 - \mathcal{B}_4^D t(2t^2 + u^2),$$

$$\mathcal{K}_4^D = C_0^D t(u^2 - t^2) + 2\mathcal{B}_0^D (u^2 - 4t^2) +$$

$$+ 2C_1^D st^2 + \mathcal{B}_4^D t(2t^2 - u^2),$$

$$\mathcal{K}_3^C = -\mathcal{K}_3^D|_{t \leftrightarrow u}, \quad \mathcal{K}_4^C = +\mathcal{K}_4^D|_{t \leftrightarrow u}.$$

Для прямого  $ZZ$ -боксов выражения  $C_{0,1}$  и  $\mathcal{B}_{0,4}$  имеют следующий вид:

$$C_0^D = -y^2 \mathcal{Y}_S, \quad \mathcal{B}_0^D = -\frac{1}{2} y \mathcal{Y}_A,$$

$$C_1^D = x(1-x)y^3 \mathcal{Y}_B, \quad \mathcal{B}_4^D = y(1-y)[\mathcal{Y}_S - \mathcal{Y}_B].$$

Выражения  $\mathcal{Y}_{A,B,S}$  выглядят так:

$$\text{Re} \mathcal{Y}_A = \frac{1}{A^2} \left( \mathcal{A} + C \mathcal{G}_A - \mathcal{B} \mathcal{G}_L \right),$$

$$\text{Im} \mathcal{Y}_A = \frac{1}{A^2} \left( \mathcal{B} \mathcal{G}_A + C \mathcal{G}_L \right),$$

$$\text{Re} \mathcal{Y}_B = \frac{1}{A} \left( 2\text{Re} \mathcal{Y}_A - \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{\mathcal{D}} \right),$$

$$\text{Im} \mathcal{Y}_B = \frac{1}{A} \left( 2\text{Im} \mathcal{Y}_A - \frac{C}{\mathcal{D}} \right),$$

$$\text{Re} \mathcal{Y}_S = \frac{1}{A^2} \left( -\frac{\mathcal{A}(\mathcal{A} + \mathcal{B})}{\mathcal{D}} + \mathcal{G}_L \right),$$

$$\text{Im} \mathcal{Y}_S = \frac{1}{A^2} \left( -\frac{\mathcal{A}C}{\mathcal{D}} - \mathcal{G}_A \right).$$

Используются следующие сокращения:

$$\mathcal{D} = (\mathcal{A} + \mathcal{B})^2 + C^2, \quad \mathcal{G}_L = \frac{1}{2} \ln \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{B}^2 + C^2}, \quad (25)$$

$$\mathcal{G}_A = \text{arctg} \frac{\mathcal{B}}{C} - \text{arctg} \frac{\mathcal{A} + \mathcal{B}}{C},$$

где выражения для коэффициентов  $\mathcal{A}, \mathcal{B}, C$  имеют вид

$$\mathcal{A} = t(1-y) - sx(1-x)y^2,$$

$$\mathcal{B} = -t(1-y) + m_Z^2 y, \quad C = m_Z \Gamma_{ZY}.$$

Выражения для  $WW$ -боксов получаются из формул для  $aa$ -случая заменой индекса  $a \rightarrow W$  в константах связи и пропагаторах (кроме этого, требуется “выключить” прямой бокс, запрещенный законами сохранения).

#### 4. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Позаботимся об устранении инфракрасной расходимости, для чего учтем процесс тормозного излучения (ТИ):

$$e^-(p_1) + e^+(p_2) \rightarrow Z(q_1) + \gamma(p) \rightarrow \quad (26)$$

$$\rightarrow \nu_\mu(p_3) + \bar{\nu}_\mu(p_4) + \gamma(p),$$

т.е. процесс, который “сопровождает” исследуемый процесс (1) и неотличим от него в инклюзивной постановке эксперимента, когда тормозной фотон (с 4-импульсом  $p$ ) не детектируется. Фейнмановские диаграммы, описывающие радиационный процесс (26), приведены на рис. 5, они соответствуют излучению из начального состояния (ISR, initial state radiation).

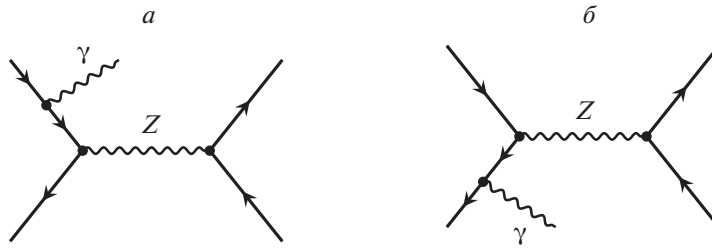


Рис. 5. Фейнмановские диаграммы процесса  $e^-e^+ \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu \gamma$ .

Обсуждаемая выше неотличимость процессов совершенно очевидна при малых энергиях тормозного фотона, такой процесс называется мягким тормозным излучением. Кинематика мягкого ТИ, соответственно, неотличима от кинематики безрадиационного процесса (1). Сечение мягкого ТИ, следовательно, пропорционально борновскому и выглядит так:

$$d\sigma^{\text{soft}} = \delta_{\text{soft}} d\sigma^0, \quad (27)$$

где “мягкая” поправка, рассчитанная в Приложении, имеет в УРП вид

$$\delta_{\text{soft}} = \frac{\alpha}{\pi} \left[ 2 \ln \frac{2\omega}{\lambda} (L - 1) + L - \frac{L^2}{2} - \frac{\pi^2}{3} \right]. \quad (28)$$

Коллинеарная сингулярность излучения из начального состояния сосредоточена в так называемом коллинеарном логарифме (или “большом логарифме”, поскольку  $s$  в настоящем расчете соответствует характерному энергетическому масштабу реакции — области  $Z$ -резонанса  $s \sim m_Z^2$ ):

$$L = \ln \frac{s}{m^2}. \quad (29)$$

В сумме сечение процесса (1) и сечение мягкого ТИ представляют инфракрасно-конечную величину, однако эта сумма содержит дополнительный параметр (вообще говоря, нефизический) — максимальную энергию (мягкого) тормозного фотона  $\omega$ . Квадраты коллинеарных логарифмов  $L$  в (28) сокращаются в сумме со слагаемыми из вершинного вклада, содержащими  $\Lambda_1$ .

Дифференциальное сечение процесса (26) имеет вид

$$d\sigma_R = \frac{\alpha^3}{\pi^2 s} \sum |R_3|^2 d\Phi_3, \quad (30)$$

где  $\sum |R_3|^2$  — квадрированные амплитуды, просуммированные и усредненные по поляризациям. Амплитуда, соответствующая диаграммам рис. 5, имеет вид

$$R_3 = -iQ_e e_\rho(p) D_Z(q_1) \times \\ \times \bar{u}(-p_2) (\Gamma_3^Z)^{\mu\rho} u(p_1) \bar{u}(p_3) \gamma_\mu \Gamma_\nu^Z u(-p_4),$$

где

$$(\Gamma_3^Z)^{\mu\rho} = \gamma^\mu \Gamma_e^Z \frac{\hat{p} - \hat{p}_1 - m}{z_1} \gamma^\rho + \\ + \gamma^\rho \frac{-\hat{p} + \hat{p}_2 - m}{v_1} \gamma^\mu \Gamma_e^Z.$$

С учетом уравнения Дирака получаем следующее упрощение

$$(\Gamma_3^a)^{\mu\rho} = \left( \gamma^\mu \frac{\hat{p}\gamma^\rho - 2p_1^\rho}{z_1} + \right. \quad (31) \\ \left. + \frac{-\gamma^\rho \hat{p} + 2p_2^\rho}{v_1} \gamma^\mu \right) \Gamma_e^Z = \Gamma_3^{\mu\rho} \Gamma_e^Z.$$

Квадрируя и используя  $e_\rho(p)e_{\rho'}(p) = -g_{\rho\rho'}$ , получаем в УПР:

$$\sum |R_3|^2 = -\frac{1}{4} Q_e^2 D_Z(q_1) D_Z^*(q_1) \times \\ \times \text{Sp} [\Gamma_3^{\mu\rho} \Gamma_e^Z \hat{p}_1 \Gamma_e^{Z+} \Gamma_3^{\nu\rho+} \hat{p}_2] \text{Sp} [\gamma_\mu \Gamma_\nu^Z \hat{p}_4 \Gamma_\nu^{Z+} \gamma_\nu \hat{p}_3].$$

Вычисляя следы произведения гамма-матриц, получим выражение:

$$\sum |R_3|^2 = 8Q_e^2 D_Z(q_1) D_Z^*(q_1) \times \quad (32) \\ \times \left( g_{V,e}^{ZZ} g_{V,\nu}^{ZZ} I_V + g_{A,e}^{ZZ} g_{A,\nu}^{ZZ} I_A \right),$$

где

$$I_V = \frac{m^2}{z_1^2} V_1 + \frac{m^2}{v_1^2} V_2 + \frac{1}{z_1 v_1} V_3 + \frac{1}{z_1} V_4 + \frac{1}{v_1} V_5, \\ I_A = \frac{m^2}{z_1^2} A_1 + \frac{m^2}{v_1^2} A_2 + \frac{1}{z_1 v_1} A_3 + \\ + \frac{1}{z_1} A_4 + \frac{1}{v_1} A_5 + A_6.$$

Выражения  $V_i$  выглядят так (используем сокращение  $w_\pm = t \pm u + z$ ):

$$V_1 = (s - v_1)w_+ + 2u(t + z), \quad (33) \\ V_2 = (s - z_1)w_+ + 2t(u + z), \\ V_3 = -2stu - sz(t + u) - s^2w_+, \\ V_4 = (s - v_1/2)w_+ + tu - t^2 + uz, \\ V_5 = (s - z_1/2)w_+ + tu - u^2 + tz,$$

а выражения  $A_i$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} A_1 &= (v_1 - s)w_-, \\ A_2 &= (z_1 - s)w_-, \\ A_3 &= s^2(t - u), \\ A_4 &= v_1w_-/2 - s(t - w_-), \\ A_5 &= s(u - w_-) + z_1w_-/2, \\ A_6 &= t - u. \end{aligned} \quad (34)$$

Фазовый объем реакции  $2 \rightarrow 3$  имеет вид

$$\begin{aligned} d\Phi_3 &= \delta(q - q_1 - p) \frac{d^3\mathbf{p}_3}{2p_{30}} \frac{d^3\mathbf{p}_4}{2p_{40}} \frac{d^3\mathbf{p}}{2p_0}, \\ q_1 &= p_3 + p_4. \end{aligned} \quad (35)$$

Последовательность расчета такого фазового объема, пределы интегрирования и необходимые кинематические соотношения подробно описаны в [19] (см. также [20]). Приведем здесь финальное выражение с учетом конфигурации частиц настоящей работы:

$$\begin{aligned} d\Phi_3 &= \frac{|\mathbf{p}_3|}{4p_{40}\mathcal{F}} d \cos \theta_3 d\varphi_3 \frac{d^3\mathbf{p}}{2p_0}, \\ d^3\mathbf{p} &= |\mathbf{p}|^2 d|\mathbf{p}| d \cos \theta_p d\varphi_p, \end{aligned} \quad (36)$$

что дает после упрощений (и снятия очевидных интегралов)

$$d\Phi_3 = \frac{\pi p_{30} |\mathbf{p}|}{4p_{40} \mathcal{F}} d \cos \theta_3 dp_0 d \cos \theta_p d\varphi_p, \quad (37)$$

где  $\mathcal{F}$  выражается через углы и энергии так:

$$\mathcal{F} = 1 + \frac{p_{30}(1 - A|\mathbf{p}|/|\mathbf{p}_3|)}{\sqrt{p_{30}^2 - 2A|\mathbf{p}||\mathbf{p}_3| + |\mathbf{p}|^2}}, \quad (38)$$

а выражение  $A$  имеет вид

$$\begin{aligned} A &= \cos(\widehat{-\mathbf{p}, \mathbf{p}_3}) = \\ &= -\sin \theta_3 \sin \theta_p \cos \varphi_p - \cos \theta_3 \cos \theta_p. \end{aligned} \quad (39)$$

После сделанных преобразований дальнейшее интегрирование осуществляется численно, будет использоваться Монте-Карло-интегратор VEGAS [21].

Для энергии конечного нейтрино с 4-импульсом  $p_3$  получаем

$$\begin{aligned} p_{30} &= |\mathbf{p}_3| = \\ &= \frac{s + 2p_0^2 - 3p_0\sqrt{s} + Ap_0(\sqrt{s} - 2p_0)}{s - 2p_0\sqrt{s} + p_0^2(1 - A^2)} \cdot p_{10}. \end{aligned} \quad (40)$$

Векторы конечных частиц в с.ц.м. выглядят так:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_3 &= (|\mathbf{p}_3| \sin \theta_3, 0, |\mathbf{p}_3| \cos \theta_3), \\ \mathbf{p} &= (|\mathbf{p}| \sin \theta_p \cos \varphi_p, |\mathbf{p}| \sin \theta_p \sin \varphi_p, |\mathbf{p}| \cos \theta_p), \\ \mathbf{p}_4 &= -\mathbf{p}_3 - \mathbf{p}. \end{aligned} \quad (41)$$

Лоренц-инварианты, описывающие радиационный процесс (радиационные инварианты)

$$\begin{aligned} z_1 &= 2p_1p, & v_1 &= 2p_2p, \\ z &= 2p_3p, & v &= 2p_4p, \end{aligned} \quad (42)$$

благодаря законам сохранения связаны кинематическими соотношениями

$$z_1 + v_1 = z + v, \quad s + t + u = v + 2m^2. \quad (43)$$

Выразим через энергию, азимутальный и полярный углы фотона радиационные инварианты:

$$\begin{aligned} z_1 &= 2p_0p_{10} - 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_1| \cos \theta_p, \\ v_1 &= 2p_0p_{20} + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_2| \cos \theta_p, \\ z &= 2p_0p_{30} + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_3|A, \\ v &= 2p_0(\sqrt{s} - p_{30}) - 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_3|A. \end{aligned} \quad (44)$$

Заметим, что во всех формулах различаются  $p_0$  и  $|\mathbf{p}|$ : в них удерживается масса фотона  $\lambda$  (т.е.  $p_0^2 - |\mathbf{p}|^2 = \lambda^2 \rightarrow 0$ ), которая в дальнейшем будет использована как инфинитезимальный параметр для регуляризации инфракрасной расходимости.

Инвариант  $t$  в радиационном случае связан в с.ц.м. с углом рассеяния следующим соотношением

$$t = \frac{1}{2} \left( 2m^2 - s + v + \right. \quad (45)$$

$$\left. + \cos \theta_3 (s - v) \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}} \right),$$

инвариант  $u$  определяется сходной формулой, но с противоположным знаком при  $\cos \theta_3$ . Наконец, приведем обозначения оставшихся инвариантов:

$$\begin{aligned} s_1 &= q_1^2 = (p_3 + p_4)^2, \\ t_1 &= (p_2 - p_4)^2, \quad u_1 = (p_1 - p_4)^2. \end{aligned} \quad (46)$$

## 5. АНАЛИЗ И ВЫВОДЫ

Используем массы частиц и электрослабые параметры из [22]. Для начала установим независимость полученных результатов от нефизических параметров. В табл. 1 приведены относительные поправки к сечению, рассчитанные с помощью  $W$ -метода [19] при различных  $\lambda$  и с помощью метода Мо-Тсаи [23] для  $\lambda = 10^{-30}\sqrt{s}$  при различных  $\omega$ . Относительные поправки к полному сечению определяются выражением

$$\delta^C = \frac{\sigma^C}{\sigma^0} \quad (47)$$

(если верхний индекс отсутствует, то имеются в виду полные ЭСП, так что  $\delta \equiv \delta^{\text{NLO}}$ ). Рассмотрена кинематическая точка положения максимума резонансной кривой борновского сечения  $\sqrt{s} = m_Z$ .

**Таблица 1.** Структура относительных поправок к сечению в точке  $Z$ -резонанса, рассчитанных разными методами (левая часть таблицы —  $W$ -метод, правая — метод Мо–Тсаи)

$\lambda/\sqrt{s}$	$V$	$R$	$V + R$	$\omega/\sqrt{s}$	$V + S$	$H$	$V + S + H$
$10^{-30}$	-6.7379	6.4130	-0.3250	$10^{-20}$	-4.8140	4.4890	-0.3250
$10^{-20}$	-4.2579	3.9329	-0.3250	$10^{-15}$	-3.5740	3.2490	-0.3250
$10^{-10}$	-1.7779	1.4529	-0.3250	$10^{-10}$	-2.3340	2.0090	-0.3250
$10^{-8}$	-1.2819	0.9570	-0.3250	$10^{-5}$	-1.0940	0.7690	-0.3250
$10^{-7}$	-1.0339	0.7099	-0.3240	$10^{-4}$	-0.8460	0.5211	-0.3249
$10^{-6}$	-0.7859	0.4770	-0.3089	$10^{-3}$	-0.5980	0.2737	-0.3243
$10^{-5}$	-0.5379	0.2851	-0.2528	$10^{-2}$	-0.3500	0.0518	-0.2982
$10^{-4}$	-0.2899	0.1422	-0.1478	$10^{-1}$	-0.1020	0.0005	-0.1015

В табл. 1 отчетливо отражена структура относительных поправок: видны логарифмические зависимости  $V$ - и  $R$ -вкладов от  $\lambda$  ( $W$ -метод) и  $V + S$ - и  $H$ -вкладов от  $\omega$  (метод Мо–Тсаи). Проведенный анализ позволил установить сокращение зависимости от  $\lambda$  ( $W$ -метод) и  $\omega$  (метод Мо–Тсаи). Видна стабильность численных результатов при обоих подходах, несмотря на то, что в расчете мягкой части по методу Мо–Тсаи *a priori* имеется неустранимая неточность,  $W$ -метод такого недостатка лишен в принципе. Выявлена область изменения  $\lambda$  и  $\omega$  (см. Приложение), в которой отсутствует заметная разница между результатами (относительная ошибка двух методов лучше чем  $10^{-4}$ ).

На рис. 6а приведены зависимости борновского сечения и сечения с учетом полной ЭСП от  $\sqrt{s}$  в окрестностях  $Z$ -резонанса. Хорошо видны основные характерные черты влияния ЭСП на резонансную кривую (см., например, график на стр. 231 из [10]):

1. понижение величины сечения в максимуме примерно на 32.5%,
2. смещение точки максимума сечения вправо (так называемый эффект “возврата на резонанс”),
3. умеренное понижение сечения в области левее  $Z$ -резонанса,
4. значительное повышение сечения в области правее  $Z$ -резонанса.

Понижение сечения в точке резонанса определяется известным фактором [10], зависящим от ширины

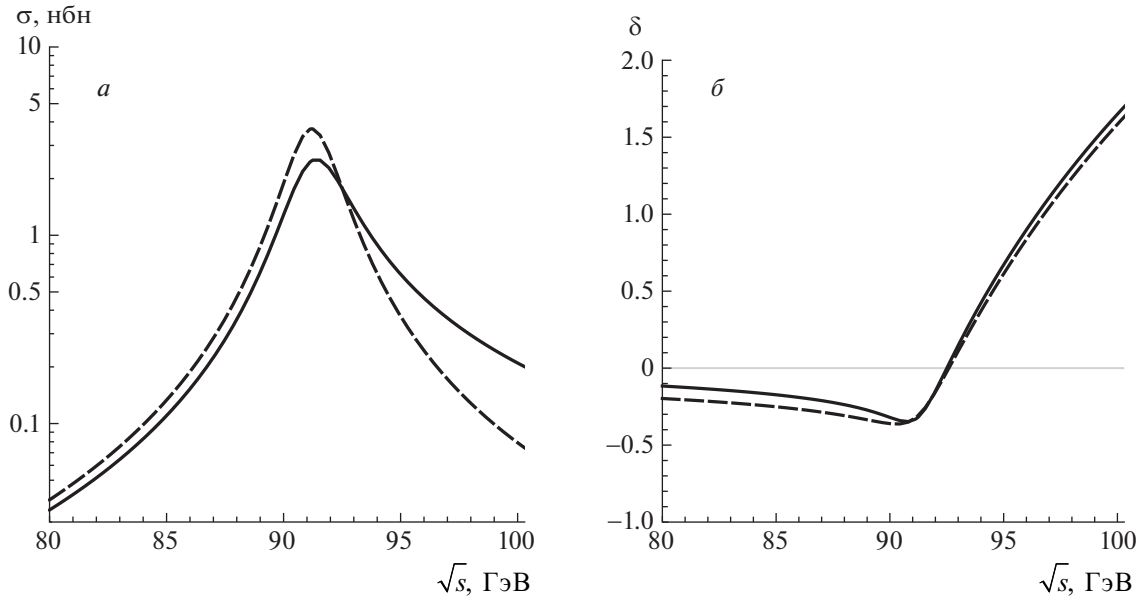
$$1 - \frac{4\alpha}{\pi} \ln \frac{m_Z}{\Gamma_Z} \ln \frac{m_Z}{m}.$$

Последние два пункта ясно иллюстрируются рис. 6б, где приведена зависимость относительной поправки к полному борновскому сечению энергии реакции. В области резонанса указанная поправка уменьшается с уменьшением  $\sqrt{s}$  и растет с его ростом, этот рост тем не менее не повышает поправленное сечение, так как борновский результат резко падает с ростом энергии реакции. Штриховой линией обозначен КЭД-вклад, т.е. вклад, обусловленный только дополнительными фотонами. Как уже говорилось, установлено, что чисто слабые эффекты на форму резонанса влияют незначительно.

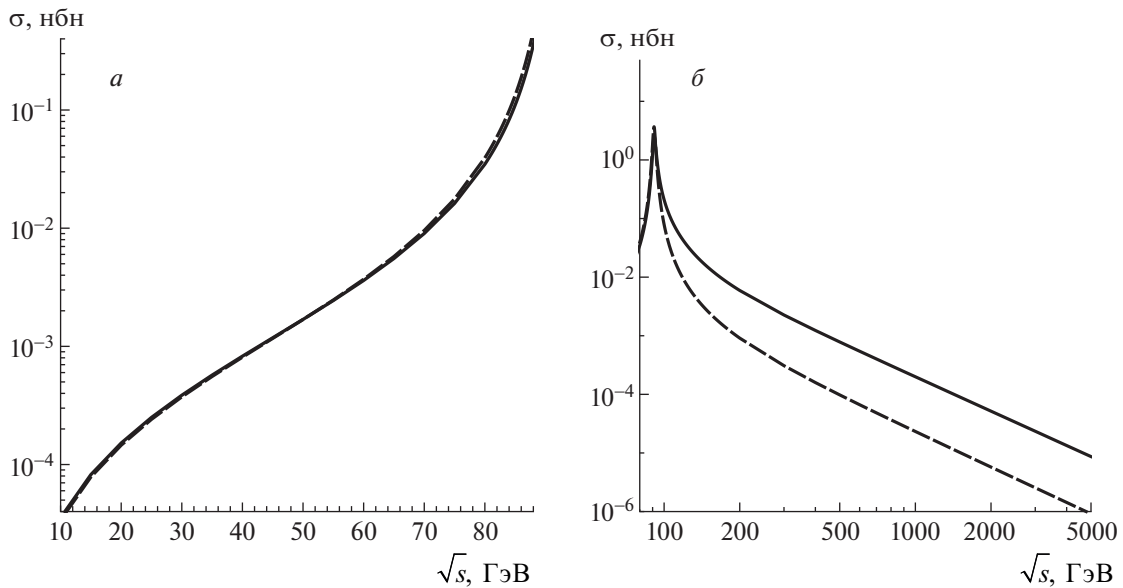
На рис. 7 эффекты ЭСП иллюстрируются во всей области  $\sqrt{s}$ : на рис. 7а, где изучается область ниже  $Z$ -резонанса, видно, что при  $\sqrt{s} \sim 50$  ГэВ эффект меняет знак, а рис. 7б для больших  $\sqrt{s}$  вплоть до  $\sim 5$  ТэВ показывает плавный спад поправленного сечения.

В работе рассчитаны полные однопетлевые электрослабые радиационные поправки к сечению процесса электрон-позитронной аннигиляции с конечным нейтринным состоянием в окрестности  $Z$ -резонанса и за его пределами. Аналитический результат представлен в форме, позволяющей применить его к анализу поведения сечения в области резонанса от бозона с новыми свойствами, т.е. с произвольно заданными векторными и аксиально-векторными константами связи. Вышесказанное относится к моделям Новой физики, например тем, в которых присутствует дополнительный бозон ( $Z'$ ,  $W'$ , “тяжелый” фотон и т.д.). Результаты настоящей работы будут полезны в приложении к учету ненаблюдаемых нейтринных мод с учетом ЭСП в контексте МЕТ при изучении процесса Дрелла–Яна в действующей программе ЛНС и проектируемых адронных машин, а также к планируемым экспериментам на будущем электрон-позитронном коллайдере.





**Рис. 6.** *а* — Зависимость полного сечения от  $\sqrt{s}$  в окрестностях  $Z$ -резонанса (штриховая линия — борновское сечение, сплошная — сечение с учетом электрослабых поправок), *б* — относительная поправка к полному сечению в зависимости от  $\sqrt{s}$  (сплошная линия — полный вклад ЭСП, штриховая — КЭД-вклад).



**Рис. 7.** Зависимость полного сечения от  $\sqrt{s}$ : *а* — в области ниже  $Z$ -резонанса, *б* — при больших  $\sqrt{s}$ . Штриховые линии — борновские сечения, сплошные — сечения с учетом электрослабых поправок.

Работа выполнена при поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь “Конвергенция-2025” (подпрограмма “Микромир и Вселенная”). Автор признателен коллегам по группе RDMS CMS и Ю.М. Быстрицкому за обсуждение.

*Приложение*

### МЯГКОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Цель приложения — получить точное (без предположений о малости параметров) выражение для

поправки (27), которая факторизуется перед борновским сечением, и выяснить точное соответствие между масштабами параметров  $\omega$ ,  $m$  и  $\lambda$ . Все выкладки делаем в с.ц.м. В пределе  $p \rightarrow 0$  из (30) для  $\delta_{\text{soft}}$  получим

$$\delta_{\text{soft}} = -\frac{\alpha}{4\pi^2} \int_{|\mathbf{p}| < \omega} \frac{d^3\mathbf{p}}{p_0} \left( \frac{p_1^\rho}{pp_1} - \frac{p_2^\rho}{pp_2} \right)^2 = \quad (\text{П.1})$$

$$= -\frac{\alpha}{4\pi^2} (m^2 L_{11} + m^2 L_{22} - 2p_1 p_2 L_{12}),$$

где “мягкий” мастер-интеграл имеет форму:

$$L_{ij} = \int_{|\mathbf{p}| < \omega} \frac{d^3\mathbf{p}}{p_0} \frac{1}{(pp_i)(pp_j)}. \quad (\text{П.2})$$

Для расчета  $L_{11}$  перейдем из декартовой в сферическую систему координат:  $(p_x, p_y, p_z) \rightarrow (|\mathbf{p}|, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ , тогда

$$L_{11} = \int_0^\omega \frac{|\mathbf{p}|^2 d|\mathbf{p}|}{\sqrt{|\mathbf{p}|^2 + \lambda^2}} \times$$

$$\times \int_{-1}^1 \frac{d \cos \theta_\gamma}{(p_{10} p_0 - |\mathbf{p}| |\mathbf{p}| \cos \theta_\gamma)^2} \int_0^{2\pi} d\varphi_\gamma.$$

Снимая интеграл по азимутальному и полярному углам, получаем:

$$L_{11} = \frac{4\pi}{m^2} \int_0^\omega d|\mathbf{p}| \frac{|\mathbf{p}|^2}{\sqrt{|\mathbf{p}|^2 + \lambda^2}} \frac{1}{|\mathbf{p}|^2 + \lambda^2 \beta^2}, \quad (\text{П.3})$$

$$\beta^2 = \frac{p_{10}^2}{m^2} = \frac{s}{4m^2}.$$

Интегрируем по последней переменной, тогда

$$L_{11} = \frac{4\pi}{m^2} \left( \ln \frac{\omega + \sqrt{\omega^2 + \lambda^2}}{\lambda} - \right. \quad (\text{П.4})$$

$$\left. - \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln \frac{\omega(\sqrt{\beta^2 - 1} + \beta)}{\sqrt{\omega^2 + \lambda^2 \beta^2}} \right).$$

Чтобы интеграл  $L_{11}$  приобрел простую (привычную, известную в литературе) форму

$$L_{11} = \frac{4\pi}{m^2} \left( \ln \frac{2\omega}{\lambda} - L \right), \quad (\text{П.5})$$

требуется наложение двух условий:

1.  $\beta^2 \gg 1$  — ультрарелятивистское приближение ( $\sqrt{s} \gg 2m$ ),
2.  $\lambda\beta \ll \omega$  — условие инфинитезимальности массы фотона  $\lambda \ll \frac{2m}{\sqrt{s}}\omega$ .

Второе условие является более сильным, чем  $\lambda \ll \omega$ , которое обычно предполагается в литературе. Обратим на это внимание, приведя следующий пример: в условиях настоящей работы  $2m/\sqrt{s} \sim 10^{-5}$ , следовательно, для достижения промилльной точности требуется, чтобы параметр  $\lambda$  был меньше  $\omega$  по крайней мере на восемь порядков.

Интеграл  $L_{22}$  рассчитывается аналогично и приводит к тому же значению:  $L_{22} = L_{11}$ . Для расчета  $L_{12}$  применим прием Фейнмана (так называемый Feynman's trick [24]), объединяя знаменатели, тогда

$$L_{12} = \int_0^1 dx \int_{|\mathbf{p}| < \omega} \frac{d^3\mathbf{p}}{p_0} \frac{1}{(pp_x)^2}, \quad (\text{П.6})$$

$$\text{где } p_x = xp_1 + (1-x)p_2.$$

Нетрудно вычислить квадрат последнего 4-вектора:

$$p_x^2 = m^2(x^2 + \bar{x}^2) + 2p_1 p_2 x \bar{x}. \quad (\text{П.7})$$

Видно, что искомый интеграл можно считать по уже примененной выше схеме, т.е.:

$$L_{12} = \int_0^1 dx \frac{4\pi}{p_{x0}^2 - |\mathbf{p}_x|^2} \times \quad (\text{П.8})$$

$$\times \left( \ln \frac{2\omega}{\lambda} - \frac{\beta_x}{\sqrt{\beta_x^2 - 1}} \ln \frac{\omega(\sqrt{\beta_x^2 - 1} + \beta_x)}{\sqrt{\omega^2 + \lambda^2 \beta_x^2}} \right),$$

где

$$\beta_x^2 = \frac{p_{x0}^2}{p_{x0}^2 - |\mathbf{p}_x|^2} = \quad (\text{П.9})$$

$$= \frac{p_{10}^2}{m^2(x^2 + \bar{x}^2) + 2p_1 p_2 x \bar{x}}.$$

Легко убедиться, что при любых  $x$  выполнение условия инфинитезимальности  $\lambda \ll \frac{2m}{\sqrt{s}}\omega$  позволит произвести упрощения, приводящие в УРП к известному виду вычисляемого интеграла:

$$L_{12} = \frac{2\pi}{s} \left( 4 \ln \frac{2\omega}{\lambda} L - L^2 - \frac{2}{3} \pi^2 \right). \quad (\text{П.10})$$

Собирая полученные  $L_{11}$ ,  $L_{22}$  и  $L_{12}$  в формуле (П.1), получим выражение (28).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ATLAS Collab. (G. Aad *et al.*), Phys. Lett. B **716**, 1 (2012); arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
2. CMS Collab. (S. Chatrchyan *et al.*), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012); arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
3. F. A. Berends, K. J. F. Gaemers, and R. Gastmans, Nucl. Phys. B **57**, 381 (1973); Nucl. Phys. B **75**, 546 (Erratum) (1974).

4. F. A. Berends, G. J. H. Burgers, and W. L. Van Neerven, *Phys. Lett. B* **185**, 395 (1987); F. A. Berends, W. L. Van Neerven, and G. J. H. Burgers, *Nucl. Phys. B* **297**, 429 (1988); *Nucl. Phys. B* **304**, 921 (Erratum) (1988).
5. G. Burgers, CERN-TH 5119/88 (1988).
6. S. Jadach, J. H. Kühn, R. G. Stuart, and Z. Was, *Z. Phys. C* **38**, 609 (1988).
7. J. H. Kühn and R. G. Stuart, *Phys. Lett. B* **200**, 360 (1988).
8. M. Böhm and W. Hollik, *Nucl. Phys. B* **204**, 45 (1982).
9. M. Böhm and W. Hollik, *Z. Phys. C* **23**, 31 (1984).
10. W. F. L. Hollik, *Fortschr. Phys.* **38**, 165 (1990).
11. G. Montagna, O. Nicrosini, F. Piccinini, and G. Passarino, *Comput. Phys. Commun.* **117**, 278 (1999); hep-ph/9804211.
12. D. Bardin, M. Bilenky, P. Christova, M. Jack, L. Kalinovskaya, A. Olchevski, S. Riemann, and T. Riemann, *Comput. Phys. Commun.* **133**, 229 (2001); hep-ph/9908433.
13. A. Andonov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, and G. Nanava, *ЭЧАЯ* **34**, 1125 (2003) [*Phys. Part. Nucl.* **34**, 577 (2003)]; hep-ph/0207156.
14. A. Andonov, A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava, and W. von Schlippe, *Comput. Phys. Commun.* **174**, 481 (2006); hep-ph/0411186.
15. S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was, *Comput. Phys. Commun.* **130**, 260 (2000).
16. S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was, *Phys. Rev. D* **63**, 113009 (2001).
17. В. А. Зыкунов, *ЯФ* **84**, 447 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, №5 (2021)].
18. M. Böhm, H. Spiesberger, and W. Hollik, *Fortschr. Phys.* **34**, 687 (1986).
19. В. А. Зыкунов, *Пертурбативные расчеты в физике высоких энергий* (ГГУ им. Ф. Скорины, Гомель, 2020).
20. В. А. Зыкунов, *ЯФ* **80**, 388 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 699 (2017)].
21. P. G. Lepage, *J. Comput. Phys.* **27**, 192 (1978).
22. Particle Data Group (P. A. Zyla *et al.*), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **083C01**, 1 (2020).
23. L. W. Mo and Y. S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 205 (1969).
24. R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **76**, 769 (1949).

## INFLUENCE OF ELECTROWEAK CORRECTIONS ON Z-RESONANCE SHAPE IN NEUTRINO PRODUCTION PROCESS

V. A. Zykunov<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup>*JINR, Dubna, Moscow region, Russia*

<sup>2)</sup>*Francisk Skorina Gomel State University, Belarus*

One-loop electroweak radiative corrections to total cross section of four-fermionic process with the final neutrino state in the vicinity of  $Z$  resonance are calculated. The result has a form which enables one to analyze the resonance behavior of new (beyond standard model) bosons. The detailed numerical analysis of results is done.