

# ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ К АСИММЕТРИИ ВПЕРЕД–НАЗАД РОЖДЕНИЯ ДИЛЕПТОНОВ ПРИ ФОТОННОМ СЛИЯНИИ НА LHC

*В. А. Зыкунов* \*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь

Оценены однопетлевые электрослабые радиационные поправки к процессу рождения дилептонов в канале фотонного слияния при адронных столкновениях для экспериментальной программы Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, LHC) по изучению процесса Дрелла–Яна. Проведен подробный численный анализ эффектов электрослабых поправок к асимметрии вперед–назад в широкой кинематической области, в том числе для эксперимента CMS LHC в режиме Run3/HL, который соответствует сверхвысоким энергиям и инвариантным массам лептонной пары.

One-loop electroweak radiative corrections to dilepton production in hadron collisions via photon fusion for the Large Hadron Collider (LHC) experimental program devoted to exploring the Drell–Yan process are estimated. Detailed numerical analysis of electroweak effects to forward–backward asymmetry in a wide kinematical region including the CMS LHC experiment in the Run3/HL regime corresponding to ultra-high energies and dilepton invariant masses is performed.

PACS: 12.15.Lk; 12.20.–m; 12.20.Ds

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение процесса рождения лептонной пары в столкновениях адронов обладает значительным потенциалом с точки зрения открытия новых физических явлений. Так, в начале 1980-х гг. в экспериментах на протонном коллайдере в ЦЕРН коллаборациям UA1 и UA2 удалось обнаружить переносчиков слабого взаимодействия:  $W$ - и  $Z$ -бозоны. В настоящее время в сходных экспериментах на коллайдере LHC осуществляется тестирование энергетического масштаба выше тераэлектронвольт и поиск отклонений от Стандартной модели (СМ) — явлений новой физики (НФ): суперсимметричных партнеров известных частиц, проявлений (супер)струнной теории и  $M$ -теории, частиц-кандидатов на темную ма-

---

\* E-mail: zykunov@cern.ch

терию, аксионов, ультраслабовзаимодействующих частиц. Обнаружение следов НФ является одной из главных перспектив развития современной физики. Есть надежда, что поиск явлений НФ увенчается успехом после тщательного исследования наблюдаемых величин процесса Дрелла–Яна при больших инвариантных массах  $M$  лептонной пары (дилептона)  $l^-l^+$ .

Принято различать процесс Дрелла–Яна (рождение дилептона в адронных столкновениях посредством аннигиляции кварк-антикварковой пары через виртуальный фотон или  $Z$ -бозон) и другие подобные процессы рождения дилептона, где также имеются в виду столкновения адронов, но дилептон рождается посредством другого механизма. Одной из таких возможностей является двухфотонный механизм образования дилептона или рождение дилептона при фотонном слиянии ( $\gamma\gamma$ ).

По всей видимости, НФ проявится в экспериментах на ЛНС не через прямое обнаружение новых частиц и/или новых явлений, а по небольшому отклонениям от предсказаний СМ. Обнаружение новых физических явлений по такому сценарию возможно только в ходе крайне точного (прецизионного) сравнения полученных экспериментальных данных с предсказаниями теории. Вышесказанное требует соответствующего улучшения точности теоретического описания исследуемых процессов, протекающих в микромире, и обеспечения экспериментов на Run3/HL LHC надежными и прецизионными программами учета эффектов радиационных поправок.

К настоящему времени имеется большое количество разнообразных взаимодополняющих друг друга программ и компьютерных кодов, посвященных этой проблеме, их обзор сделан, например, в работе [1]. В ней также приведено физическое содержание одной из таких программ (READY — Radiative corrections to lArge invariant mass Drell–Yan process), разработанной автором для оценки электрослабых и КХД-поправок для процесса Дрелла–Яна. В настоящей работе будет описан вклад однопетлевых электрослабых радиационных поправок (ЭСР) для  $\gamma\gamma$ -механизма и с помощью новой версии READY проделан численный анализ эффектов ЭСР к асимметрии вперед–назад.

## 1. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА

Объектом изучения является процесс рождения лептонной пары в столкновении неполяризованных адронов  $h_A$  и  $h_B$ :

$$h_A(P_A) + h_B(P_B) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4) + X \quad (1)$$

(в скобках указаны обозначения 4-импульсов частиц). Полную энергию реакции (1) в системе центра масс адронов (с.ц.м.а.) запишем как  $E_A + E_B = \sqrt{S}$ . Возможные механизмы, по которым осуществляется реакция (1) на партонном уровне, изображены на рис. 1.

Аналитическое и численное сравнение этих двух механизмов проведено в работе [2], там же изучены электромагнитные поправки (ЭМП) для

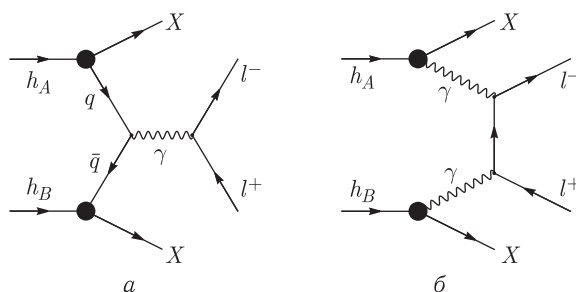


Рис. 1. Процесс рождения дилептона в адронных столкновениях: а) процесс Дрелла–Яна с виртуальным фотоном; б) механизм фотонного слияния. На линиях указаны названия частиц

фотонного слияния. Изложение в [2] и в настоящей статье проводится в духе работы [1], где подробно описана методика расчета электрослабых и КХД-поправок для процесса Дрелла–Яна.

Безрадиационное рождение дилептона путем фотонного слияния на партонном уровне имеет вид

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4), \quad (2)$$

фейнмановские диаграммы, которые ему соответствуют в борновском приближении, приведены на рис. 2. Обозначения на диаграмме рис. 2, а следующие:  $p_1$  ( $p_2$ ) — 4-импульс первого (второго) фотона;  $p_3$  ( $p_4$ ) — 4-импульс конечного лептона  $l^-$  (антилептона  $l^+$ ) с массой  $m$ . Согласно кварк-партонной модели 4-импульсы адрона и партона пропорциональны:

$$p_1 = x_1 P_A, \quad p_2 = x_2 P_B, \quad (3)$$

где коэффициенты  $x_1$  и  $x_2$  — это доли импульса, которые забирают партоны (фотоны) от родительского адрона.

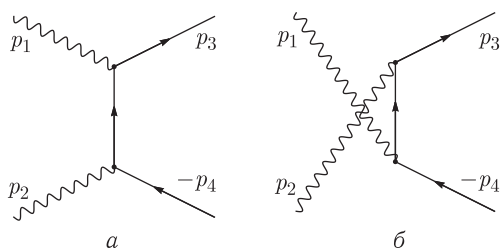


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы процесса  $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$  в борновском приближении

## 2. КОНВОЛЮЦИЯ И КИНЕМАТИКА

Чтобы построить в рамках кварк-партонной модели (КПМ) сечение процесса (1), нужно учесть все возможности образования дилептона из адронов, допустимые законами сохранения, и отобрать те конфигурации, которые допустимы кинематически — провести конволюцию:

$$d\sigma_C^h = f_\gamma^A(x_1) dx_1 f_\gamma^B(x_2) dx_2 d\hat{\sigma}_C^{\gamma\gamma} \Theta, \quad (4)$$

где  $d\sigma_C^h$  — сечение процесса (1);  $d\hat{\sigma}_C^{\gamma\gamma}$  — сечение процесса (2). Символом  $f_\gamma^h(x) \equiv f_\gamma^h(x, Q^2)$  обозначаются функции партонных распределений.

Чтобы из (4) получить наблюдаемое сечение, в фазовом пространстве реакции нужно выделить зависимость от требуемых переменных и проинтегрировать по остальным в области фазового объема, допустимой кинематикой реакции и возможностями детектора. Такое интегрирование несложно обеспечить с помощью фактора  $\Theta$ , который математически представляет собой произведение трех комбинаций  $\theta$ -функций:  $\Theta = \Theta_\theta \Theta_\alpha \Theta_T$ . Первые две задают ограничения по углам рассеяния лептона ( $\theta$ ) и антилептона ( $\alpha$ ):

$$\Theta_\theta = \Theta(\zeta^* - \cos \theta) \Theta(\zeta^* + \cos \theta), \quad \Theta_\alpha = \Theta(\zeta^* - \cos \alpha) \Theta(\zeta^* + \cos \alpha),$$

последняя — на поперечную часть 3-импульса лептона и антилептона:

$$\Theta_T = \Theta(p_T(l^-) - p_T^{\min}) \Theta(p_T(l^+) - p_T^{\min}).$$

Величины из этих выражений объяснены ниже и/или в [2].

Нижним индексом  $C$  обозначаются вклады (contributions) в сечение: борновский (ведущий порядок, Leading Order) вклад ( $C = 0 \equiv \text{LO}$ ), виртуальные однопетлевые вклады (virtual,  $C = V$ ), вклад от мягких тормозных фотонов ( $C = \text{soft}$ ), вклад ЭМП ( $C = \text{QED}$ ), вклад слабых радиационных поправок ( $C = \text{WRC} = Z + W$ , Weak Radiative Corrections; этот вклад разбивается на два в соответствии с наборами диаграмм, обусловленных дополнительным  $Z$ - или  $W$ -бозоном:  $C = Z$  и  $C = W$  соответственно). Наконец, обозначим индексом  $C = \text{NLO}$  (следующий за ведущим порядком, Next-to-Leading Order) полные ЭСП, которые состоят из двух вкладов — электромагнитного ( $C = \text{QED}$ ) и уже определенного слабого ( $C = \text{WRC}$ ), так что  $\text{NLO} = \text{QED} + Z + W$ .

Для описания безрадиационного процесса достаточно трех партонных лоренц-инвариантов Мандельштама:

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \quad u = (p_2 - p_3)^2. \quad (5)$$

Другие три лоренц-инварианта

$$s_1 = (p_3 + p_4)^2, \quad t_1 = (p_2 - p_4)^2, \quad u_1 = (p_1 - p_4)^2$$

нужны для описания радиационной кинематики. В безрадиационном случае выполняются соотношения:  $s \equiv s_1$ ,  $t \equiv t_1$ ,  $u \equiv u_1$ ,  $M$  определяется так:  $M = \sqrt{(p_3 + p_4)^2}$ , в безрадиационном случае  $M = \sqrt{s}$ .

Адронные инварианты вводятся по аналогии с партонными и обозначаются выражениями со шляпками. Согласно КПМ (3) партонные и адронные инварианты в ультрарелятивистском приближении (УРП) связаны простыми соотношениями:

$$\hat{s} = \frac{s}{x_1 x_2}, \quad \hat{t} = \frac{t}{x_1}, \quad \hat{u} = \frac{u}{x_2}, \quad \hat{t}_1 = \frac{t_1}{x_2}, \quad \hat{u}_1 = \frac{u_1}{x_1}. \quad (6)$$

Нужные для анализа величины (энергии частиц, энергия пары  $E$ , углы рассеяния  $\theta$  и  $\alpha$ , поперечные и продольные компоненты 3-импульсов,  $p_T$  и  $p_z$  — поперечная и продольная составляющие 3-импульса пары) связаны с инвариантами в [2].

### 3. СЕЧЕНИЕ И АСИММЕТРИЯ ВПЕРЕД–НАЗАД

Для расчета сечения  $d\sigma_0^{\gamma\gamma}$  процесса (2) применяем стандартную технику: по правилам Фейнмана из [3] записываем амплитуды, соответствующие диаграммам рис. 2, затем квадратуем их и суммируем (усредняем) по поляризациям конечных (начальных) частиц. Представим результат в УРП в форме, принятой в [1]:

$$d\sigma_0^{\gamma\gamma} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2} \left( \frac{u}{t} + \frac{t}{u} \right) dt. \quad (7)$$

Применяя конволюционную формулу, перейдем к адронному сечению. Используем трижды дифференциальное сечение, для чего осуществим замену переменных  $(x_1, x_2, t) \rightarrow (M, y, C)$ , где  $C = \cos\theta$  в с. ц. м. а. Соответствующий этой замене якобиан  $J_N$  имеет вид [2]

$$J_N = -\frac{4M^3}{S[(1-C)e^y + (1+C)e^{-y}]^2}. \quad (8)$$

Также напомним, что  $x_1 = x_0 e^{+y}$ ,  $x_2 = x_0 e^{-y}$ ,  $x_0 = M/\sqrt{S}$ , а партонные инварианты в с. ц. м. а. выражаются так:

$$t = -\frac{M^2(1-C)e^y}{(1-C)e^y + (1+C)e^{-y}}, \quad u = -\frac{M^2(1+C)e^{-y}}{(1-C)e^y + (1+C)e^{-y}}.$$

В результате трижды дифференциальное борновское сечение приобретает вид

$$\frac{d^3\sigma_0^h}{dM dy dC} = 8\pi\alpha^2 f_\gamma^A(x_1) f_\gamma^B(x_2) \frac{t^2 + u^2}{SM^5(1-C^2)} \Theta. \quad (9)$$

Опишем важную наблюдаемую в экспериментах рождения дилептона в адронных столкновениях величину — асимметрию вперед–назад  $A_{FB}$ , которая определяется как отношение разности сечений рассеяния дилеп-

тона в диапазоне угла  $\theta^*$  вперед  $\sigma_F^h$  ( $\cos \theta^* > 0$ ) и назад  $\sigma_B^h$  ( $\cos \theta^* < 0$ ) в системе Коллинза–Сопера (покоя дилептона) [4] к их сумме

$$A_{\text{FB}} = \frac{\sigma_F^h - \sigma_B^h}{\sigma_F^h + \sigma_B^h}. \quad (10)$$

Угол вылета пары в системе Коллинза–Сопера  $\theta^*$  определяется соотношением

$$\cos \theta^* = \text{sgn} [x_2(t + u_1) - x_1(t_1 + u)] \frac{tt_1 - uu_1}{M \sqrt{s(u + t_1)(u_1 + t)}}. \quad (11)$$

В случае безрадиационной кинематики

$$\cos \theta^* = \text{sgn} [x_1 - x_2] \frac{u - t}{s} = \text{sgn} [e^y - e^{-y}] \frac{(1 + C) e^{-y} - (1 - C) e^y}{(1 + C) e^{-y} + (1 - C) e^y}.$$

Решая уравнение  $\cos \theta^* = 0$ , получим два условия на границу, разделяющую области сечений вперед  $\sigma_F^h$  и назад  $\sigma_B^h$ :  $y = 0$  и  $C = \text{th } y$  (рис. 3, а). Как видно из рисунка, асимметрия не равна нулю также по причине того, что не симметричны области интегрирования для сечений  $\sigma_F^h$  и  $\sigma_B^h$ . Следует обратить внимание, что изображенная физическая область ограничена также условиями  $|C| \leq \zeta^*$  и  $|\cos \alpha| \leq \zeta^*$ . В переменных настоящей работы границы области, следующие из неравенства  $|\cos \alpha| \leq \zeta^*$ , имеют нетривиальный вид:

$$\cos \left( \arccos \frac{\cos \theta - \text{th } y}{r} + \arcsin \frac{\sin \theta \text{th } y}{r} \right) = \pm \zeta^*, \quad (12)$$

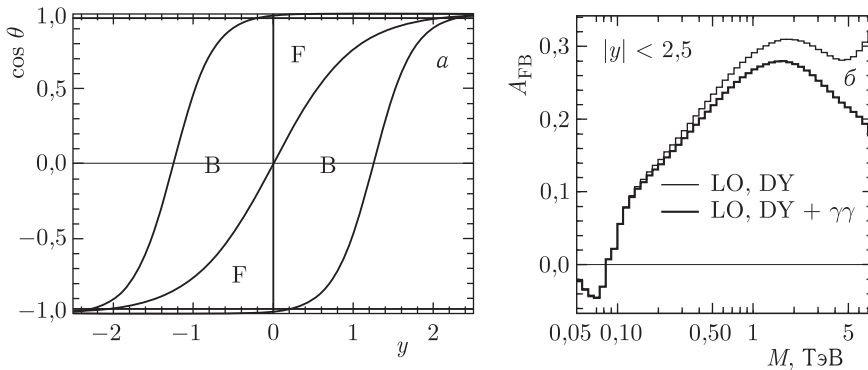


Рис. 3. а) Области интегрирования для сечений вперед  $\sigma_F^h$  и назад  $\sigma_B^h$  в переменных  $y$  и  $C$  ( $C = \cos \theta$ ). б) Борновские асимметрии вперед–назад рождения димюона в зависимости от  $M$  в условиях CMS LHC: механизм Дрелла–Яна (тонкая линия), с учетом обоих механизмов — Дрелла–Яна и фотонного слияния (жирная линия)

где  $r = \sqrt{1 - 2 \cos \theta \operatorname{th} y + \operatorname{th}^2 y}$  (см. более подробно в описании рис. 3 из работы [5]).

На рис. 3, б изображены борновские асимметрии вперед–назад процесса рождения димюона в зависимости от  $M$  в условиях эксперимента CMS LHC. Так как борновский процесс фотонного слияния имеет чисто электромагнитную природу, для него  $A_{\text{FB}}^{\gamma\gamma} = 0$ , откуда заключаем, что сечения «вперед» и «назад» равны:  $\sigma_{\text{F}}^{\gamma\gamma} = \sigma_{\text{B}}^{\gamma\gamma} = \Delta$ . Сечение фотонного слияния становится сравнимым с сечением процесса Дрелла–Яна только при больших  $M$ . Раскладывая асимметрию, обусловленную суммарным эффектом, в ряд по  $\Delta$ , получим

$$A_{\text{FB}}^{\text{DY}+\gamma\gamma} \approx A_{\text{FB}}^{\text{DY}} \left( 1 - \frac{2\Delta}{\sigma_{\text{F+B}}^{\text{DY}}} \right).$$

Описываемый эффект понижения асимметрии вперед–назад при больших  $M$  заметен на рис. 3, б, начиная со значений  $M \sim 300$  ГэВ.

#### 4. ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ЭСП

Вклад от диаграмм с дополнительным виртуальным фотоном (в обратном партонном процессе  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ) впервые был рассчитан в работах [6–8]. Полученный вклад полностью факторизуется перед борновским сечением

$$d\sigma_{\text{QED}}^{\gamma\gamma} = \delta_{\text{QED}} d\sigma_0^{\gamma\gamma},$$

где

$$\delta_{\text{QED}} = \frac{\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{4\omega^2}{s} (L - 1) + \frac{\pi^2}{3} - \frac{3}{2} + \frac{tu}{t^2 + u^2} [f(t, u) + f(u, t)] \right). \quad (13)$$

Здесь  $\omega$  — максимальная энергия тормозного фотона в системе центра масс начальных фотонов,

$$f(t, u) = \frac{s^2 + t^2}{2tu} L_{st}^2 - \frac{3u}{2t} LL_{st} - L_{st}, \quad (14)$$

а коллинеарный логарифм и логарифм, зависящий от угла рассеяния, выглядят, соответственно, так:

$$L = \ln \frac{s}{m^2}, \quad L_{st} = \ln \frac{s}{-t}. \quad (15)$$

В рассматриваемый вклад ( $C = \text{QED}$ ) входят следующие диаграммы: две фотонные вершины рис. 4, а, б, диаграмма собственной энергии лептона рис. 4, в, фотонный бокс рис. 4, г, диаграммы с излучением мягкого фотона ( $C = \text{soft}$ ). Вклад процессов с излучением тормозного фотона нужно включать в наблюдаемое сечение, чтобы решить проблему инфракрасной расходимости. На партонном уровне они имеют вид

$$\gamma(p_1) + \gamma(p_2) \rightarrow l^-(p_3) + l^+(p_4) + \gamma(p), \quad (16)$$

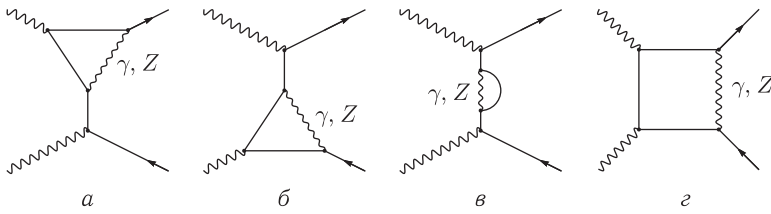


Рис. 4. Половина минимального набора фейнмановских диаграмм процесса  $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$  с дополнительным виртуальным фотоном или  $Z$ -бозоном: а, б) вершинный вклад; в) вклад собственной энергии лептона; з) вклад бокса. Оставшиеся диаграммы (здесь и ниже) получаются заменой  $p_1 \leftrightarrow p_2$

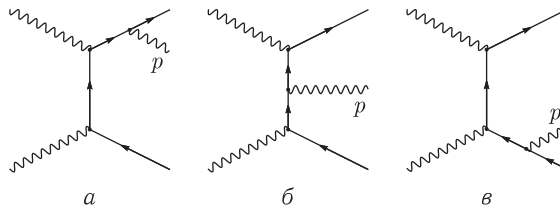


Рис. 5. Половина набора фейнмановских диаграмм процесса тормозного излучения  $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+\gamma$

где  $p$  — 4-импульс тормозного фотона. Фейнмановские диаграммы подпроцессов (16) приведены на рис. 5.

Полностью (с корректным учетом жесткого тормозного излучения) задача учета ЭМП была решена в работе [2]. Там подробно описана радиационная кинематика, определен фактор  $\Theta_R$ , который отвечает за определение области фазового объема, допускаемой (радиационной) кинематикой реакции, показано, как нужно преобразовать фазовый объем  $d\Phi_3$ , чтобы адекватно (в соответствии с возможностями детектора) проинтегрировать сечение (наложить fiducial cuts). Показано, какие дополнительные действия требуются, чтобы точно проинтегрировать сечение тормозного излучения (решить проблему коллинеарной сингулярности).

Вклад ЭСП в исследуемую партонную реакцию был рассчитан в работе [9] (точнее, там был изучен обратный процесс). Как и в случае ЭМП, для слабой части имеет место полная факторизация относительных поправок перед борновским сечением:

$$d\sigma_{\text{WRC}}^{\gamma\gamma} = d\sigma_Z^{\gamma\gamma} + d\sigma_W^{\gamma\gamma}, \quad d\sigma_{Z,W}^{\gamma\gamma} = \delta_{Z,W} d\sigma_0^{\gamma\gamma}.$$

Здесь индексом  $Z$  обозначено сечение, обусловленное диаграммами с дополнительным  $Z$ -бозоном (рис. 4), а индексом  $W$  — диаграммами с дополнительным  $W$ -бозоном (см. рис. 6). Набор диаграмм рис. 4 и 6 минимальный, это значит, что указаны только те диаграммы, которые дают значимый вклад в УРП и (или) взаимно не сокращаются в сумме; полный набор приведен, например, в работе [9].



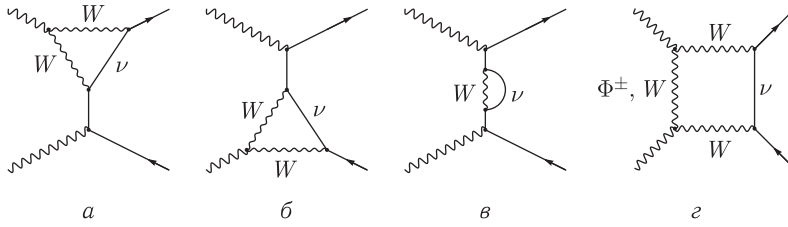


Рис. 6. Половина минимального набора фейнмановских диаграмм процесса  $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$  с дополнительным  $W$ -бозоном: а, б) вершинный вклад; в) вклад собственной энергии лептона; г) вклад бокса

Как и для ЭМП, в случае ЭСП также имеет место кроссинговая симметрия  $t \leftrightarrow u$ , благодаря которой электрослабые относительные поправки можно записать так:

$$\begin{aligned}\delta_Z &= -\frac{\alpha}{\pi}(v_Z^2 + a_Z^2)\frac{tu}{t^2 + u^2}[G_Z(t, u) + G_Z(u, t)], \\ \delta_W &= -\frac{\alpha}{\pi}\frac{1}{4s_W^2}\frac{tu}{t^2 + u^2}[G_W(t, u) + G_W(u, t)],\end{aligned}\quad (17)$$

где векторные и аксиальные константы связи электрона с  $Z$ -бозоном:

$$v_Z = a_Z + \frac{s_W}{c_W}, \quad a_Z = -\frac{1}{4s_W c_W}, \quad (18)$$

выражаются через синус угла Вайнберга  $\theta_W$ :

$$s_W \equiv \sin \theta_W = \sqrt{1 - c_W^2}, \quad c_W \equiv \cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z}. \quad (19)$$

Функции  $G_Z$  и  $G_W$  из (17), вычисленные в УРП, представлены в работе [9].

Приведем здесь форму функции  $G_Z(t, u)$  и  $G_W(t, u)$ , полученную при условии асимптотики  $\sqrt{s} \gg m_Z$ , соответствующей режиму высоких энергий (high energies, HE):

$$\begin{aligned}G_Z^{\text{HE}}(t, u) &= \frac{t^3}{2u^3}L_{st}^2 + \frac{t}{2u}L_{tZ}(L_{sZ} + L_{st} - 1) - \frac{t}{u}L_{sZ} - \frac{t^2}{u^2}L_{st} + \\ &+ \frac{t}{12u}(27 - 2\pi^2), \\ G_W^{\text{HE}}(t, u) &= \frac{t^2}{su}(\pi^2 - L_{sW}^2) + \frac{t}{u}\left(\frac{\pi^2}{3} + L_{tW}^2\right) - \frac{3u}{2t}L_{tW} - L_{st} + \frac{5u}{4t}.\end{aligned}$$

Эти формулы работают в области средних значений углов рассеяния. Приведем судаковские логарифмы, которые в них используются:

$$L_{tB} = \ln \frac{-t}{m_B^2}, \quad L_{sB} = \ln \frac{s}{m_B^2}; \quad B = Z, W.$$

## 5. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Для численных оценок адронных наблюдаемых асимметрий принимается набор предписаний, соответствующий экспериментальной постановке CMS LHC:

1) реакция (1) с неполяризованными протонами суммарной энергии  $\sqrt{S} = 14$  ТэВ (с.ц.м. протонов, Run3/HL LHC) и конечными состояниями  $\mu^- \mu^+$  и  $e^- e^+$ ;

2) электрослабые параметры СМ и лептонные массы, которые соответствуют значениям из [10];

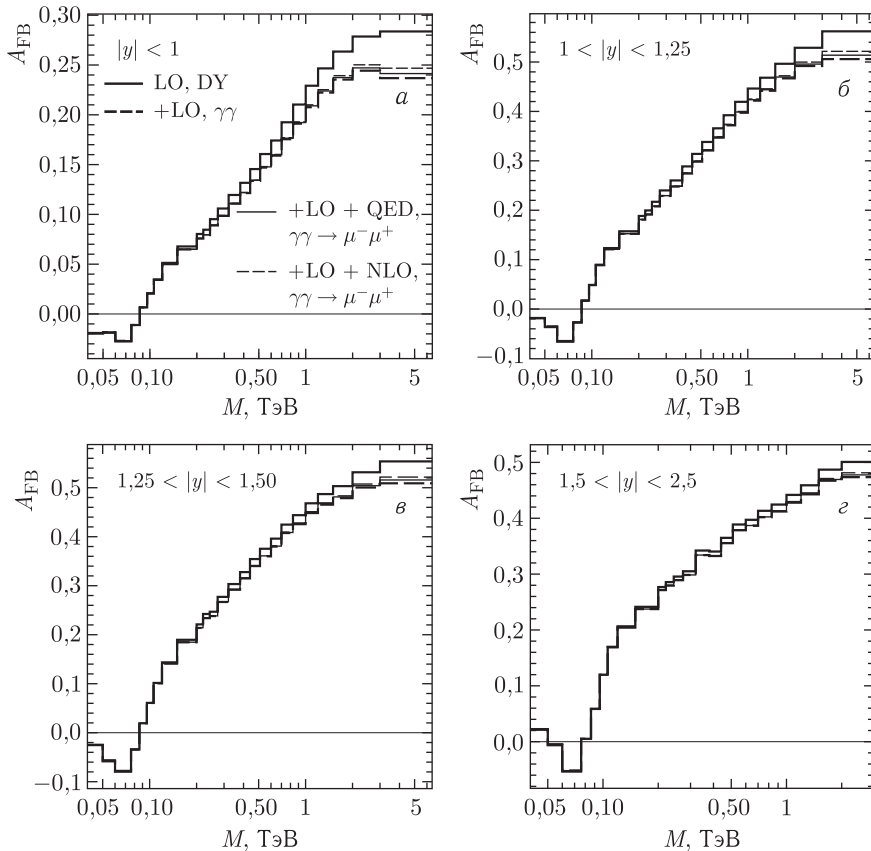


Рис. 7. Асимметрии вперед–назад рождения димюона в зависимости от  $M$  в условиях CMS LHC: жирные сплошные линии — механизм Дрелла–Яна; жирные штриховые линии — с учетом борновского механизма фотонного слияния; тонкие сплошные линии — с учетом ЭМП, тонкие штриховые линии — с учетом ЭСП

3) набор функций фотонных распределений MRST [11] с естественным выбором  $Q^2 = M^2$  (для расчета в области  $M > 3$  ТэВ использовалось  $Q \equiv \sqrt{Q^2} = 3$  ТэВ);

4) стандартные ограничения детектора CMS на косинус угла вылета детектируемого лептона  $l^-$ :  $-\zeta^* \leq \cos \theta \leq \zeta^*$  или на его быстру:  $|y(l)| \leq y(l)^*$  (связь между этими переменными стандартная:  $y(l) = -\ln \operatorname{tg} \theta/2$ ,  $\cos \theta = \operatorname{th} y(l)$ ), для детектора CMS  $\zeta^*$  и  $y(l)^*$  принимают значения:  $y(l)^* = 2,5$ ,  $\zeta^* \approx 0,986614$ ; для  $l^+$  используются такие же ограничения;

5) стандартное ограничение детектора CMS на поперечные компоненты 3-импульсов:  $p_T(l^\pm) \geq 20$  ГэВ;

6) «чистая» схема («bare» setup) требований идентификации лептонов.

Рис. 7 иллюстрирует асимметрии вперед–назад рождения димюона в зависимости от  $M$  в условиях CMS LHC. Жирными сплошными линиями обозначена асимметрия, обусловленная механизмом Дрелла–Яна, штриховыми — асимметрия с учетом обоих механизмов: Дрелла–Яна и фотонного слияния. Асимметрии с учетом ЭМП (тонкие сплошные линии) и полных ЭСП (тонкие штриховые линии) заметно отличаются от борновских только в области больших значений  $M$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе с точностью до полных однопетлевых ЭСП изучены наблюдаемые асимметрии вперед–назад процесса рождения дилептонов в адронных столкновениях в канале фотонного слияния. Полученные теоретические эффекты радиационных поправок необходимо будет учитывать в предстоящей экспериментальной программе CMS LHC, где внимание акцентируется на области сверхвысоких энергий и инвариантных масс дилептона, соответствующей режиму Run3/HL LHC, поскольку они оказались на уровне ожидаемых статистических и систематических (экспериментальных) погрешностей.

Работа выполнена частично при поддержке государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Конвергенция-2025» (подпрограмма «Микромир, плазма и Вселенная»). Автор признателен коллегам по группе RDMS CMS и участникам международного научного совещания «Физика димюонов на LHC» (Дубна, 23–24 июня 2022 г.) за обсуждение.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зыкунов В. А. Эффекты радиационных поправок в процессе Дрелла–Яна при сверхвысоких инвариантных массах дилептона // ЯФ. 2021. Т. 84. С. 348–368.

2. *Зыкунов В. А.* Эффекты электромагнитных радиационных поправок в процессе рождения лептонных пар при фотон-фотонном слиянии на LHC // ЯФ. 2022. Т. 85. С. 1.
3. *Böhm M., Spiesberger H., Hollik W.* On the 1-Loop Renormalization of the Electroweak Standard Model and Its Application to Leptonic Processes // Fortschr. Phys. 1986. V. 34. P. 687–751.
4. *Collins J. C., Soper D. E.* Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions // Phys. Rev. D. 1977. V. 16. P. 2219.
5. *Zygunov V. A.* Weak Radiative Corrections to Drell–Yan Process for Large Invariant Mass of Di-Lepton Pair // Phys. Rev. D. 2007. V. 75. P. 073019.
6. *Harris I., Brown I. M.* Radiative Corrections to Pair Annihilation // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1656–1661.
7. *Tsai Y.-S.* High-Energy Gamma-Ray Source from Electron–Positron Pair Annihilation // Phys. Rev. 1965. V. 137. P. B730–B739.
8. *Berends F. A., Gastmans R.* Hard Photon Corrections for  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  // Nucl. Phys. B. 1973. V. 61. P. 414–428.
9. *Böhm M., Sack T.* Electroweak Radiative Corrections to  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  // Z. Phys. C. 1986. V. 33. P. 157–165.
10. *Zyla P. A. et al. (Particle Data Group).* The Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. P. 083C01.
11. *Martin A. D., Roberts R. G., Stirling W. J., Thorne R. S.* Parton Distributions Incorporating QED Contributions // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 39. P. 155–161.