

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539.1.05

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Поиск аномальных вершин на основе процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном

Руководитель НИР,
к. ф.-м. н. _____ Е.Ю. Солдатов
(подпись, дата)

Студент _____ А.Е. Семушин
(подпись, дата)

Москва 2020

1 Введение

В 2012 году в Европейском Центре ядерных исследований (ЦЕРН) на Большом адронном коллайдере (БАК) была обнаружена новая частица массой около 125 ГэВ. Спустя почти год исследователями было объявлено [1], что найденная частица — это предсказанный Питером Хиггсом в 1964 году бозон [2], названный бозоном Хиггса. Это открытие позволило завершить построение Стандартной Модели (СМ) [3] — современной модели элементарной частиц, наиболее точно описывающей экспериментальные данные в физике высоких энергий. Однако СМ не описывает все наблюдаемые явления. Например, она не включает в себя массу нейтрино, не объясняет барионную асимметрию Вселенной, предсказывает СР-нарушение в сильном взаимодействии и не включает в себя гравитационное взаимодействие. Поэтому необходимо расширять СМ, проверяя новые теории с помощью экспериментальных данных.

Изучая процессы с помощью СМ и её расширений и сравнивая полученные теоретические результаты с экспериментальными данными, можно проверять параметры СМ и искать проявления новой физики — отклонения от СМ. В данной работе изучался процесс электрослабого рождения нейтральных векторных бозонов Z и γ [4] $pp \rightarrow Z\gamma jj \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj$. Индекс l у нейтрино подразумевает любой аромат нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Изучение данного процесса является перспективным, т.к. бозоны Z и γ могут рождаться в таких тройных и четверных бозонных вершинах, как $ZZ\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$, не предсказываемых СМ, а также из-за редкости этого процесса — экспериментально он ещё не был обнаружен. Поиск событий с таким аномальным рождением нейтральных векторных бозонов в экспериментальных данных может привести к уточнению параметров СМ и констант связи соответствующих вершин. Ввиду большей чувствительности к аномальным вершинам рассматривается именно электрослабое рождение Z -бозона и фотона (без КХД вершин). Среди всех каналов распада Z -бозона был выбран нейтринный канал, т.к. он имеет большую вероятность по сравнению с каналом распада на заряженные лептоны и большую эффективность регистрации по сравнению с адронным каналом (несмотря на меньшую вероятность). На рис.1 представлены две возможные диаграммы Фейнмана данного процесса, включающие в себя четверные бозонные вершины: $ZZ\gamma\gamma$, не предсказываемую СМ (а), $WWZ\gamma$, предсказываемую СМ (б) и диаграмма Фейнмана, не включающая четверную вершину и предсказываемая СМ (в).

2 Эксперимент ATLAS и программное обеспечение

2.1 Детектор ATLAS

Эксперимент ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) на БАК в ЦЕРН представляет собой одноименный многоцелевой детектор элементарных частиц, предназначенный для исследований протон-протонных столкновений. Он состоит из нескольких частей. Внутренний детектор служит для восстановления треков и импульсов заряженных частиц. Он состоит из трех подсистем:

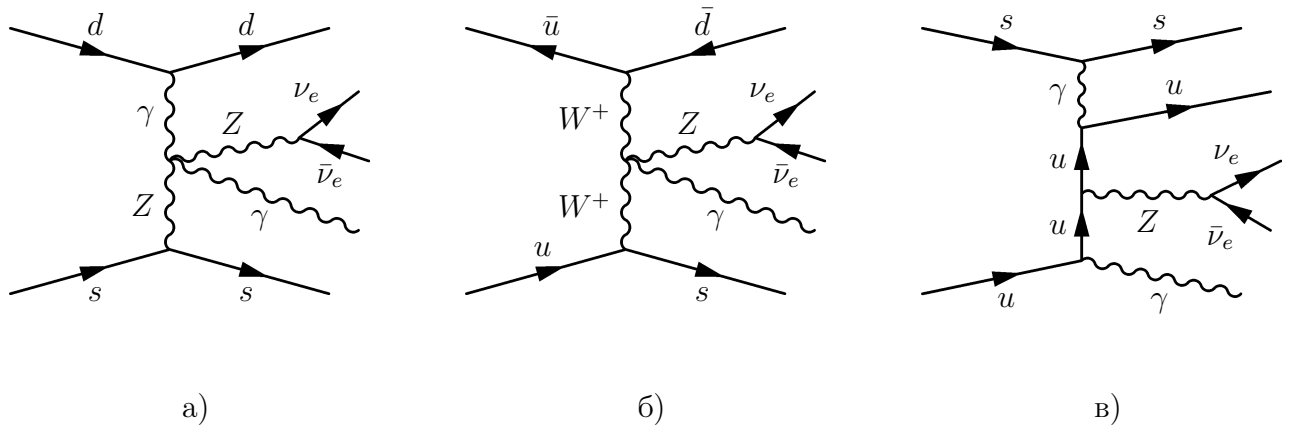


Рисунок 1 — Возможные диаграммы Фейнмана изучаемого процесса

пиксельный детектор, детектор SCT, трековый детектор переходного излучения. Система калориметров необходима для измерения энергии частиц посредством их поглощения. Электромагнитный калориметр восстанавливает энергию частиц, участвующих в электромагнитном взаимодействии (в основном, электронов и фотонов). Адронный калориметр восстанавливает энергию частиц, участвующих в сильном взаимодействии, т.е. адронов. Мюонный спектрометр находится дальше всех остальных систем от пучка и нужен для точного измерения импульса мюонов. С помощью сверхпроводящей магнитной системы по искривленным магнитным полям траекториям частиц можно определить их заряд и скорость. На БАК на один неупругий процесс с образованием новых частиц приходится около 20 процессов упругого рассеяния протонов. Для отбора интересных событий и уменьшения частоты событий используется система триггеров. Схема детектора представлена на рис. 2.

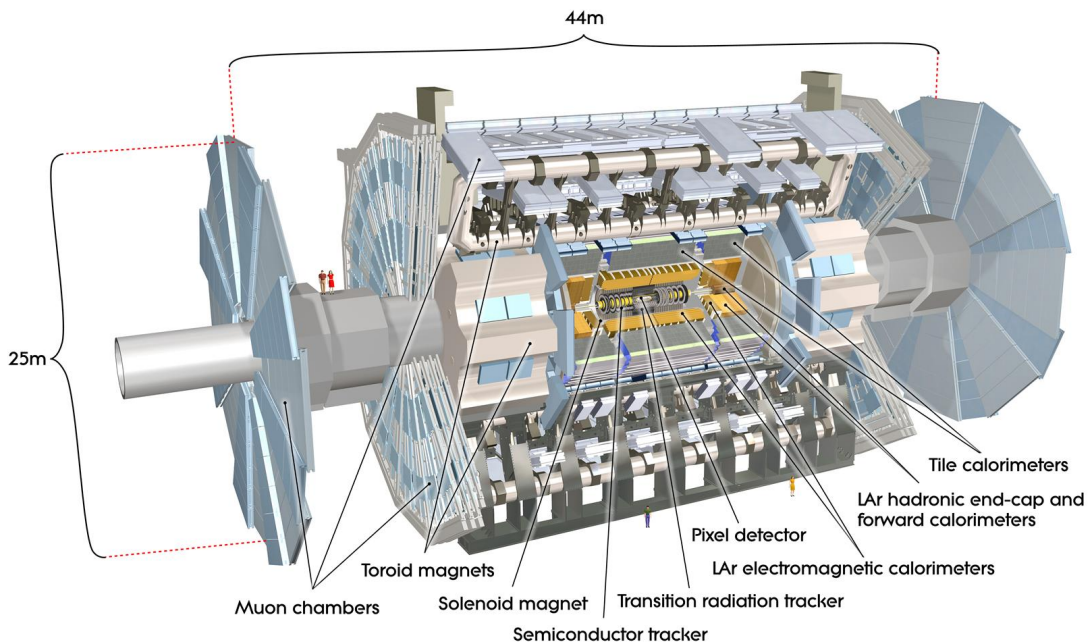


Рисунок 2 — Схема детектора ATLAS

Нейтрино не регистрируются детектором явно, т.к. взаимодействуют только слабо, и, как следствие, имеют очень малое сечение взаимодействия с веществом. Такие частицы регистрируются косвенно. Нельзя точно определить импульсы сталкивающихся протонов, но можно сказать, что в момент столкновения они (импульсы) направлены по оси z , т.к. мощные магниты БАК направляют протоны так, чтобы они находились внутри кольца. Тогда начальный импульс в плоскости xy , называемый поперечным, равен нулю. Тогда, измерив поперечные импульсы всех частиц, получившихся в ходе процесса, можно найти разность между импульсом системы частиц после столкновения протонов и импульсом до столкновения. Эта разность будет соответствовать потерянный поперечному импульсу p_T^{miss} , а это и есть импульс всех нерегистрируемых частиц (это может быть нейтрино, или другая слабо взаимодействующая частица, не известная на данный момент).

2.2 Система координат и обозначения

Для описания процессов в эксперименте ATLAS вводится прямоугольная система координат. Ось x направлена в центр кольца БАК, ось y — вверх. Ось z направлена касательно к кольцу БАК против часовой стрелки (если смотреть сверху). Также используется цилиндрическая система координат. Полярный угол ϕ отсчитывается от положительного направления оси x , азимутальный угол θ — от положительного направления оси z .

Псевдобыстротой называется величина $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$. Поперечный импульс p_T измеряется в плоскости xy , т.е. $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Через полярный угол поперечные импульс и энергия выражаются следующим образом: $p_T = |\vec{p}| \sin \theta$; $E_T = E \sin \theta$.

3 Теория, используемая в работе

3.1 Стандартная модель

Стандартная модель [3] — современная теория физики элементарных частиц, наилучшим образом согласующаяся с экспериментальными данными. Поэтому теоретически данная работа в основном полагается именно на эту модель. Стандартная модель объединяет в себе 3 взаимодействия: сильное, слабое и электромагнитное. Слабое и электромагнитное взаимодействие в данной теории рассматриваются как проявления одного — электрослабого взаимодействия, и описываются электрослабой теорией. Сильное взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой (КХД, QCD).

3.2 Основные положения и свойства неабелевых калибровочных теорий

Электрослабая теория и квантовая хромодинамика являются называемыми калибровочными теориями, т.к. в их основе лежит принцип локальной калибровочной инвариантности — требование инвариантности лагранжиана относительно локального (зависящего от координат) калибровочного преобразования. Для квантовой хромодинамики таким преобразованием является вращение в цветовом пространстве. Все эти вращения образуют группу $SU(3)$, поэтому говорят, что $SU(3)_C$ — группа симметрии квантовой хромодинамики. Индекс C у группы означает, что элементы данной группы (матрицы) действуют на цветовые состояния фермионов, т.е. цветовые триплеты. Для электрослабой теории калибровочным группой симметрии является группа $SU(2)_L \times U(1)_Y$, где индекс L означает, что элементы группы $SU(2)$ действуют на левые изоспиновые фермионные дублеты, а индекс Y — что элементы группы $U(1)$ действуют на гиперзарядные правые синглеты. Группы $SU(3)$ и $SU(2)$ являются неабелевыми, из-за чего квантовая хромодинамика и электрослабая теория называются неабелевыми калибровочными теориями, и что приводит к большим изменениям по сравнению с квантовой электродинамикой.

И квантовая хромодинамика, и электрослабая теория построены на основе теории Янга-Миллса [5]. Это — калибровочная теория для произвольной неабелевой калибровочной группы. Лагранжиан теории состоит из трех частей: лагранжиана свободного бозонного (калибровочного) поля, лагранжиана свободного фермионного поля и массового фермионного члена:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi. \quad (1)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a t^a \quad (2)$$

— ковариантная производная, где

g — константа связи теории,

A_μ^a — калибровочное поле,

t^a — матрицы представления калибровочной группы,

а тензор калибровочного поля для неабелевой калибровочной группы

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (3)$$

где

f^{abc} — структурные константы калибровочной группы.

Нужно отметить, что верхние и нижние латинские индексы эквивалентны, т.к. в групповом пространстве введена евклидова метрика, а также то, что структурные константы всегда можно выбрать антисимметричными (в случае калибровочной группы $SU(2)$ структурные константы принимают вид символа Леви-Чивиты ϵ^{ijk}). Индекс a пробегает значения от 1 до количества генераторов калибровочной группы. Таким образом, в теории возникает число калибровочных полей (бозонов), равное числу генераторов калибровочной группы.

Основное отличие неабелевой калибровочной теории от абелевой (например, квантовой электродинамики) заключается в появлении тройных и четверных бозонных вершин (т.е. кубических и четвертичных по A_μ^a слагаемых). Распишем лагранжиан (1), используя (2) и (3) и обозначив за \mathcal{L}_0 лагранжиан свободного поля, т.е. слагаемые лагранжиана (1), квадратичные по полям:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + g A_\mu^a \bar{\psi} \gamma^\mu t^a \psi - g f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^a) A^{b\mu} A^{c\nu} - \frac{1}{4} g^2 (f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c) (f^{ade} A^{d\mu} A^{e\nu}), \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_0 = i \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) (\partial^\mu A^{a\nu} - \partial^\nu A^{a\mu}). \quad (5)$$

Из лагранжиана (4) можно получить вершинные множители для вычисления амплитуд переходов по правилам Фейнмана. На рис.3 представлен множитель для фермион-бозонной вершины.

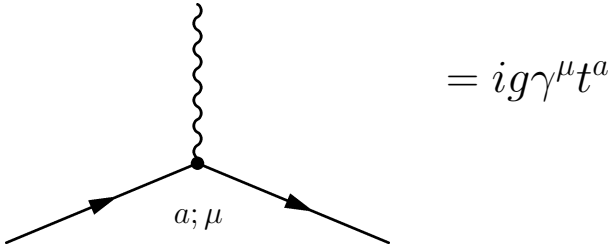


Рисунок 3 — Вершинный множитель для фермион-бозонной вершины в теории Янга-Миллса

3.3 Основные положения электрослабой теории

Сказанное выше можно применить к электрослабой теории [6]. Калибровочная группа симметрии электрослабой теории: $SU(2)_L \times U(1)_Y$. У группы $SU(2)$ 3 генератора: $\frac{\sigma^i}{2}$, где σ^i — матрицы Паули, $i = 1, 2, 3$. Как следствие, возникают 3 калибровочных поля W_μ^i . У группы $U(1)$ 1 генератор $\frac{Y}{2}$, где Y называется гиперзарядом и 1 калибровочное поле B_μ . Константа связи группы $SU(2)_L$ обозначается g , константа связи $U(1)_Y$ — g' . Тензоры полей выглядят следующим образом:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (7)$$

Наблюдаемые калибровочные бозоны (поля) являются комбинациями полей W_μ^i и B_μ :

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 + W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (8)$$

$$W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 - W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (9)$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu, \quad (10)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad (11)$$

где введены обозначения:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (12)$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (13)$$

Угол θ_W называется углом Вайнберга. Для фермионов вводятся левые дублеты и правые синглеты. Например, для электрона и электронного нейтрино вводится левый дублет

$$\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1 - \gamma^5}{2} e \\ \frac{1 - \gamma^5}{2} \nu \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Правую компоненту имеет только электрон, т.к. нейтрино по своей природе являются левыми:

$$e_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} e. \quad (15)$$

Здесь e и ν — дираковские биспиноры. Ковариантная производная следующим образом действует на левые (дублеты) и правые (синглеты) компоненты фермионов:

$$D_\mu f_L = \left(\partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_L, \quad (16)$$

$$D_\mu f_R = \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_R. \quad (17)$$

Часть лагранжиана электрослабой модели, включающая кинетические члены, взаимодействие калибровочных полей с фермионами и самовзаимодействие калибровочных полей:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + i \bar{f}_L D_\mu \gamma^\mu f_L + i \bar{f}_R D_\mu \gamma^\mu f_R. \quad (18)$$

Это лагранжиан предсказывает следующие четверные бозонные вершины: $WW\gamma\gamma$, $WWZZ$, $WW\gamma Z$, $WWWW$.

Генерация масс бозонов W^\pm и Z осуществляется с помощью механизма Хиггса спонтанного нарушения симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$. Это означает, что после применения механизма группа $U(1)_{em}$, являющаяся подгруппой $SU(2)_L \times U(1)_Y$, остается группой симметрии теории и фотон остается безмассовым. Вводится скалярных дублет Φ с лагранжианом скалярного поля

$$L_s = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (19)$$

который после параметризации и калибровочных преобразований представим в виде

$$\Phi = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Здесь v — константа связи поля Хиггса, причем $v = -\frac{\mu^2}{\lambda}$. Тогда лагранжиан скалярного поля, с учетом замены обычной производной на ковариантную, выглядит следующим образом:

$$L_s = \left| \left(\partial_\mu + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2. \quad (21)$$

Благодаря этому лагранжиану в теории появляются квадратичными по калибровочным полям слагаемые, т.е. массовые члены калибровочных бозонов (кроме фотона, он остается безмассовым). Массы фермионов в теорию вводятся посредством юкавских связей с хиггсовским полем (т.к. обычный фермионный массовый член нарушает калибровочную симметрию).

3.4 Метод вычисления сечения протон-протонных столкновений

Вычисления сечения взаимодействия двух протонов (а именно такие взаимодействия происходят на БАК) является нетривиальной задачей, т.к. протон — не точечная частица. Необходимо учитывать внутренний состав протона. Внутренние степени свободы протона называются партонами [7], они отождествляются с кварками и глюонами. Каждый партон несёт часть импульса всего протона. Это отражается в партонных функциях плотности (parton density function, PDF). Обозначим за $f_a(x, Q^2)$ вероятность того, что партон a несет долю x импульса протона при жестком параметре реакции (модуле квадрата переданного импульса) Q^2 . Тогда можно написать формулу для вычисления сечения протон-протонного взаимодействия:

$$d\sigma(p_A, p_B \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i^A(x_1, Q^2) f_j^B(x_2, Q^2) d\sigma(i, j \rightarrow X). \quad (22)$$

Здесь индексы i и j обозначают кварки и глюоны в протонах p_A и p_B соответственно. Дифференциальное сечение взаимодействия партонов $d\sigma(i, j \rightarrow X)$ можно вычислить обычным способом (с помощью правил Фейнмана найти амплитуду перехода и проинтегрировать по фазовому объему).

Партонные функции плотности находятся экспериментально. Эволюция этих функций при изменении параметра Q^2 описывается эволюционным уравнением ДГЛАП (или уравнением Альтарелли-Паризи).

3.5 Эффективная теория поля

СМ имеет множество недостатков и нерешенных проблем (например, СМ не описывает гравитацию, темную материю, темную энергию, предсказывает не найденное экспериментально сильное СР-нарушение; проблема иерархии, наличие массы нейтрино, барионная асимметрия Вселенной и т.д.). Поэтому создаются множество теорий, расширяющих СМ, но их число велико и большинство из них нельзя проверить экспериментально. Однако существует модельнонезависимый способ косвенного поиска новой физики. В эффективной теории поля (effective field theory, EFT) лагранжиан СМ параметризуется дополнительными слагаемыми — операторами высших размерностей:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n \frac{F_{i,n}}{\Lambda^n} \mathcal{O}_i^{n+4} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n f_{i,n} \mathcal{O}_i^{n+4} \quad (23)$$

Здесь Λ — характерный энергетический масштаб новой физики (величина порядка 1 ТэВ или больше), \mathcal{O}_i^{n+4} — оператор размерности ГэВ^{n+4} , суммирование по индексу i — это суммирование по всем возможным операторам одной размерности.

Операторы высших размерностей строятся из полевых функций [8] и должны являться скалярами. Ввиду того, что логично ожидать от проявлений новой, высокоэнергетичной физики соблюдение уже известных симметрий, этим операторам выдвигаются требования, связанные с симметриями Стандартной модели (в частности, лагранжиан должен оставаться инвариантным относительно локальных калибровочных преобразований). Данное требование позволяет добавить в лагранжиан только несколько операторов с четным n . Введение в лагранжиан дополнительных слагаемых добавляет в теорию новые возможные вершины взаимодействия. В данной работе изучается рождение Z -бозона и фотона в четверных вершинах, на которые наибольшее влияние оказывают операторы размерности 8.

Операторы размерности 8 [9] делятся на 3 семейства: семейство S — операторы, составленные только из Хиггсовских дублетов, семейство T — операторы, составленные только из калибровочных полей W_μ^i и B_μ , семейство M — операторы, смешивающие Хиггсовский дублет и калибровочные поля. Для примера рассмотрим 2 разрешенных оператора размерности 8 \mathcal{O}_{T0} и \mathcal{O}_{M0} и найдем, на какие четверные вершины векторных бозонов они оказывают влияние. Определения этих операторов:

$$\mathcal{O}_{T0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\beta} \hat{W}^{\alpha\beta} \right], \quad (24)$$

$$\mathcal{O}_{M0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \left[(D_\beta \Phi)^+ D^\beta \Phi \right]. \quad (25)$$

Обозначения в этих формулах:

$$\hat{W}_{\mu\nu} = ig\frac{\sigma^i}{2}W_{\mu\nu}^i = ig\frac{\sigma^i}{2}(\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k), \quad (26)$$

$$D_\beta = \partial_\beta - ig\frac{\sigma^i}{2}W_\beta^i - ig'\frac{Y}{2}B_\beta, \quad (27)$$

$$\Phi = \frac{v+H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Таким образом, раскрывая (24) и (25) с помощью (26), (27) и (28) можно получить то, на какие вершины влияют данные операторы и вершинные множители. В данной работе исследуются 7 операторов: \mathcal{O}_{T0} , \mathcal{O}_{T8} , \mathcal{O}_{T9} , \mathcal{O}_{M0} , \mathcal{O}_{M1} , \mathcal{O}_{M2} , \mathcal{O}_{M3} . В таблице 1 показано (знаком X), какой из этих операторов на какие вершины влияет. Значения коэффициентов при операторах ограничивается сверху экспериментальными данными [4].

Таблица 1 — Влияние операторов высших размерностей на четверные вершины

Оператор	WWWW	WWZZ	WWZ γ	WW $\gamma\gamma$	ZZZZ	ZZZ γ	ZZ $\gamma\gamma$	Z $\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma\gamma$
\mathcal{O}_{T0}	X	X	X	X	X	X	X	X	X
\mathcal{O}_{T8}					X	X	X	X	X
\mathcal{O}_{T9}					X	X	X	X	X
\mathcal{O}_{M0}	X	X	X	X	X	X	X		
\mathcal{O}_{M1}	X	X	X	X	X	X	X		
\mathcal{O}_{M2}		X	X	X	X	X	X		
\mathcal{O}_{M3}		X	X	X	X	X	X		

4 Моделирование и обработка данных

4.1 Монте-Карло генераторы

При теоретическом исследовании сложных процессов физики сталкиваются с трудностями, которые заключаются в вычислении матричных элементов и интегрировании по фазовому объёму, что в большинстве случаев аналитически сделать невозможно. На помощь приходят Монте-Карло генераторы событий, которые, используя лагранжиан теории, какой-либо пакет компьютерной алгебры и метод Монте-Карло, численно моделируют процесс. В результате пользователь получает информацию о процессе: его сечение, нужные распределения и пр. В данной работе были применены 2 Монте-Карло генератора событий: VBFNLO и MadGraph (MG).

4.2 Les Houches Accords

Для стандартизации интерфейса между разными Монте-Карло генераторами событий в физике частиц были приняты соглашения, названные по месту проведения конференции, на которой они были приняты — Les Houches Accords. Данные соглашения представляют собой стандартизацию вывода информации о сгенерированных событиях в виде файла с расширением `lhe`. В этом файле содержится входная информация: процесс, отборы и пр., и выходная: блоки событий. В блоках событий содержится информация о всех частицах, участвующих в процессе (в том числе, возможно, виртуальных). Таким образом, сгенерировав события на партонном уровне (жесткий процесс столкновения) в одном генераторе, можно передать полученный файл `lhe` в другой генератор, генерирующий события, связанные, например, с адронизацией.

4.3 Генератор VBFNLO

Генератор VBFNLO является *parton-level* генератором событий, что значит, что моделируется только жесткий процесс при столкновении протонов, а сопутствующие процессы (адронизация, развитие партонного ливня, симуляция прохождения частиц через детектор) — не моделируются. VBFNLO может генерировать процесс в ведущем порядке теории возмущений (*leading order*, LO) или с учетом радиационных поправок 1 порядка (NLO, *next to leading order*). Данный генератор был выбран, потому что он предназначен для работы с процессами рассеяния и слияния векторных бозонов [10]. В данном генераторе моделировалось только электрослабое рождение Z-бозона с фотоном в реакции $pp \rightarrow Z\gamma jj \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e \gamma jj$.

4.4 Генератор MadGraph

Как и VBFNLO, MadGraph[11] является *parton-level* генератором событий, способным учитывать поправки 1 порядка. Однако MadGraph имеет намного больше возможностей, чем VBFNLO, что и стало причиной перехода от одного генератора к другому. MadGraph, в отличие от VBFNLO, может моделировать процесс в том или ином порядке теории возмущений, а не только в первом исчезающем приближении, что часто использовалось в работе. Это делается командой вида `QED<=5, QCD==0`, которая обозначает, что нужно генерировать процесс с не более чем 5 электрослабыми вершинами и без КХД вершин (т.е. без вершин с глюонами). Другая особенность MadGraph заключается в том, что он может использовать не только ограниченное число теоретических моделей, по умолчанию установленных в генератор, но и любой пользовательский лагранжиан. Ещё одним удобством является то, что MadGraph может автоматически отправлять файл с событиями, связанными с жестким процессом столкновения, в другие генераторы, разыгрывающие события, связанные с развитием партонного ливня (*showering*, генератор Pythia8) или с регистрацией частиц детекторами (генератор Delphes).

4.5 EFT в генераторах VBFNLO и MadGraph

Оба рассматриваемых генератора поддерживают возможность моделировать процесс с помощью EFT. Однако в этих генераторах используются разные формализмы, что приводит к тому, что один и тот же коэффициент имеет разные численные значения в разных генераторах. Причиной этому разные определения тензоров $\hat{W}_{\mu\nu}$ и $\hat{B}_{\mu\nu}$:

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}} = ig \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad (29)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}} = ig' \frac{1}{2} B_{\mu\nu}, \quad (30)$$

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad (31)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = B_{\mu\nu}. \quad (32)$$

Таким образом, получаются следующие соотношения :

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{1}{ig} \hat{W}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}}, \quad (33)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{2}{ig'} \hat{B}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}}. \quad (34)$$

Тогда для рассмотренных выше операторов \mathcal{O}_{T0} и \mathcal{O}_{M0} , используя их определения (24) и (25), получаются следующие формулы перевода соответствующих коэффициентов:

$$f_{T0}^{\text{MG}} = g^4 f_{T0}^{\text{VBFNLO}}, \quad (35)$$

$$f_{M0}^{\text{MG}} = -g^2 f_{M0}^{\text{VBFNLO}}. \quad (36)$$

В таблице 2 представлены предельные значения коэффициентов для всех изучаемых в работе операторов в обоих формализмах, полученные коллаборацией ATLAS[12].

Таблица 2 — Предельные значения коэффициентов при операторах высших размерностей (ATLAS)

Оператор	\mathcal{O}_{T0}	\mathcal{O}_{T8}	\mathcal{O}_{T9}	\mathcal{O}_{M0}	\mathcal{O}_{M1}	\mathcal{O}_{M2}	\mathcal{O}_{M3}
$f_{\text{max}}^{\text{VBFNLO}}, \text{ТэВ}^{-4}$	16	1925.8	4172.6	-161.8	-351.8	-883.1	-1700.9
$f_{\text{max}}^{\text{MG}}, \text{ТэВ}^{-4}$	2.9	1.8	3.9	69	150	27	52

4.6 Пакет ROOT

Обработка данных осуществляется с помощью пакета библиотек ROOT, который был создан благодаря развитию языка C++ и объектно-ориентированного программирования. Пакет ROOT включает в себя широкий спектр возможностей для работы с матрицами, функциями, 4-векторами, гистограммами, графиками, а также позволяет анализировать данные статистическими методами. Поэтому ROOT используется как в исследованиях по физике элементарных частиц, так и в исследованиях в других областях физики и астрономии.

5 Проблема перевзвешивания и методы её решения

5.1 Описание проблемы

Поиск четверных бозонных вершин с помощью EFT заключается в получении значений коэффициентов, либо постановке (или уточнении) верхних ограничений на значения коэффициентов перед операторами. Это можно сделать, сравнивая экспериментальные данные (с вычтенными фоновыми сигналами) с данными Монте-Карло моделирования. Ограничения ставятся в предположении, что коэффициент перед одним из операторов не равен нулю, а остальные операторы не вносят вклада. Прежде чем сравнивать экспериментальные данные с данными Монте-Карло моделирования необходимо разработать качественную методику постановки ограничений на значения коэффициентов. Здесь мы сталкиваемся с проблемой перевзвешивания.

Произвести Монте-Карло моделирование можно лишь для конечного числа значений коэффициентов, т.е. множество значений коэффициента, для которых будут построены распределения, всегда будет дискретным (счетным). Реальное же значение коэффициента лежит в непрерывном (несчетном) множестве, а именно, в общем, случае, в интервале $[-\infty, +\infty]$. Таким образом, для получения качественного ограничения на значение коэффициента нужно иметь Монте-Карло наборы для всех его возможных значений, т.е. для бесконечного числа значений. Получить бесконечное число Монте-Карло наборов невозможно, поэтому необходимо разработать методику получения распределений для любого значения коэффициента из конечного числа имеющихся распределений.

5.2 Разложение амплитуды процесса

Для перевзвешивания распределений нужно найти, каким образом они зависят от коэффициента. Здесь и далее лагранжиан параметризуется одним оператором:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + f\mathcal{O}. \quad (37)$$

Так как слагаемые с операторами высших размерностей не включены в Стандартную Модель, они вносят малый вклад. Это значит, что значение коэффициента f мало. Таким образом, можно предположить, что процессы идут не более, чем через одну вершину новой физики (на которую влияет оператор \mathcal{O}). Таким образом, амплитуду произвольного процесса, подчиняющегося лагранжиану (37), можно записать следующим образом:

$$A = A_{\text{SM}} + fA_{\text{NP}}. \quad (38)$$

В выражение для распределения (дифференциального сечения) и полного (интегрального) сечения входит амплитуда в квадрате. Учитывая, что амплитуда комплексна и используя выражение (38), можно записать квадрат амплитуды следующим образом:

$$|A|^2 = |A_{\text{SM}}|^2 + f(A_{\text{SM}}A_{\text{NP}}^* + A_{\text{SM}}^*A_{\text{NP}}) + f^2|A_{\text{NP}}|^2. \quad (39)$$

Введем обозначение

$$A_{\text{interference}} = (A_{\text{SM}}A_{\text{NP}}^* + A_{\text{SM}}^*A_{\text{NP}}). \quad (40)$$

Тогда квадрат модуля амплитуды записывается следующим образом:

$$|A|^2 = |A_{\text{SM}}|^2 + f A_{\text{interference}} + f^2 |A_{\text{NP}}|^2. \quad (41)$$

Из последней формулы видно, что в первом порядке по вершинам новой физики амплитуда разделяется на 3 части, по-разному зависящих от коэффициента:

1. Часть, не зависящая от коэффициента $|A_{\text{SM}}|^2$ — амплитуда процесса в случае Стандартной Модели (соответствует значению $f = 0$);
2. Часть, линейно зависящая от коэффициента $f A_{\text{interference}}$ — интерференционный член амплитуды, появляется из-за интерференции амплитуды СМ и амплитуды новой физики;
3. Часть, квадратично зависящая от коэффициента $f^2 |A_{\text{NP}}|^2$ — квадратичный член амплитуды.

Используя данное разложение амплитуды на 3 члена, можно получить разложения дифференциального сечения (распределения по какой-то кинематической переменной x) и интегрального сечения процесса:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}; \quad (42)$$

$$\sigma = \sigma_{\text{SM}} + \sigma_{\text{interference}} + \sigma_{\text{quadratic}}, \quad (43)$$

где $\sigma_{\text{interference}}$ зависит от коэффициента линейно, а $\sigma_{\text{quadratic}}$ зависит от коэффициента квадратично.

Используя данные разложения, можно перейти в разработке методов перевзвешивания.

5.3 Метод 1

Первый возможный метод перевзвешивания распределений опирается на возможность Монте-Карло генератора событий MadGraph генерировать интерференционный и квадратичный члены амплитуды процесса. Имея сгенерированные в MadGraph сечения и распределения для СМ (нулевого значения коэффициента), интерференционного члена и квадратичного члена для какого-то произвольного значения коэффициента f_0 , можно получить сечения и распределения для любого значения коэффициента f по следующим формулам:

$$\frac{d\sigma(f)}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{f}{f_0} \frac{d\sigma_{\text{interference}}(f_0)}{dx} + \frac{f^2}{f_0^2} \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}(f_0)}{dx}; \quad (44)$$

$$\sigma(f) = \sigma_{\text{SM}} + \frac{f}{f_0} \sigma_{\text{interference}}(f_0) + \frac{f^2}{f_0^2} \sigma_{\text{quadratic}}(f_0). \quad (45)$$

5.4 Метод 2

Для реализации второго метода перевзвешивания распределений необходимо сгенерировать полные наборы (включающие СМ, интерференционный и квадратичный члены, т.е. полный процесс без дробления амплитуды на 3 части) для противоположных значения коэффициента: $\pm f_0$. Таким образом мы получаем распределения

$$\frac{d\sigma(f_0)}{dx} = \frac{d\sigma_+}{dx}, \quad (46)$$

$$\frac{d\sigma(-f_0)}{dx} = \frac{d\sigma_-}{dx} \quad (47)$$

и сечения

$$\sigma(f_0) = \sigma_+, \quad (48)$$

$$\sigma(-f_0) = \sigma_-. \quad (49)$$

Полученные результаты можно разложить согласно формулам (42-43):

$$\frac{d\sigma_+}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}(f_0)}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}(f_0)}{dx}, \quad (50)$$

$$\frac{d\sigma_-}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}(-f_0)}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}(-f_0)}{dx}, \quad (51)$$

$$\sigma_+ = \sigma_{\text{SM}} + \sigma_{\text{interference}}(f_0) + \sigma_{\text{quadratic}}(f_0), \quad (52)$$

$$\sigma_+ = \sigma_{\text{SM}} + \sigma_{\text{interference}}(-f_0) + \sigma_{\text{quadratic}}(-f_0). \quad (53)$$

Так как интерференционный член зависит от коэффициента линейно, а квадратичный — квадратично, при замене значения коэффициента на противоположное ($f_0 \rightarrow -f_0$) интерференционный член меняет свой знак, а квадратичный член не меняется. В связи с этим формулы (50-53) можно переписать следующим образом:

$$\frac{d\sigma_+}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}(f_0)}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}(f_0)}{dx}, \quad (54)$$

$$\frac{d\sigma_-}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} - \frac{d\sigma_{\text{interference}}(f_0)}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}(f_0)}{dx}, \quad (55)$$

$$\sigma_+ = \sigma_{\text{SM}} + \sigma_{\text{interference}}(f_0) + \sigma_{\text{quadratic}}(f_0), \quad (56)$$

$$\sigma_+ = \sigma_{\text{SM}} - \sigma_{\text{interference}}(f_0) + \sigma_{\text{quadratic}}(f_0). \quad (57)$$

Рассматривая уравнения (50) и (51), (52) и (53) как 2 системы из 2 уравнений относительно квадратичного и интерференционного членов (распределения и сечения соответственно),

можно получить следующие решения:

$$\frac{d\sigma_{\text{interference}}(f_0)}{dx} = \frac{\frac{d\sigma_+}{dx} - \frac{d\sigma_-}{dx}}{2}, \quad (58)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{quadratic}}(f_0)}{dx} = \frac{\frac{d\sigma_+}{dx} + \frac{d\sigma_-}{dx} - 2\frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx}}{2}, \quad (59)$$

$$\sigma_{\text{interference}}(f_0) = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2}, \quad (60)$$

$$\sigma_{\text{quadratic}}(f_0) = \frac{\sigma_+ + \sigma_- - 2\sigma_{\text{SM}}}{2}. \quad (61)$$

Затем, получив интерференционный и квадратичный члены для определенного значения коэффициента f_0 по формулам (58-61) и член СМ, можно получить распределения и сечения для любого значения коэффициента f по формулам (44-45).

6 Проверка методов

6.1 Причины необходимости проверки и выбор процесса

Получив интерференционный и квадратичный члены для определенного значения коэффициента, используя любую из методик перевзвешивания, можно было бы сразу приступить к сравнению данных Монте-Карло и экспериментальных данных. Однако прежде необходимо произвести проверку этих методов, сравнивая независимые данные Монте-Карло. Это связано с возможными генераторными ошибками, которые необходимо свести к минимуму. Далее исследуется только оператор \mathcal{O}_{T_0} .

Основным сигналом для поиска четверных бозонных вершин в данной работе является $\nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj$, т.е. 2 струи, 1 фотон и потерянный поперечный импульс. Таким образом, нужно генерировать процесс $pp \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj$. Генерируя данный процесс полностью для разных значений коэффициента, была обнаружена проблема: в выходном файле с событиями оказывается значительно меньше событий, чем было задано перед генерацией. Это связано с тем, что в некоторой области конечного фазового пространства интегратор генератора MadGraph не может произвести интегрирование матричного элемента. Таким образом, события, попавшие в эту область конечного фазового пространства, не учитываются, а значит сечения и распределения получаются некорректными. Данная проблема устраняется наложением жестких ограничений на фазовое пространство (ограничений на кинематические переменные конечных частиц) методом подбора, а также варьированием значения коэффициента.

Изучая файлы с событиями процесса $pp \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj$ было обнаружено, что один из каналов вносит наибольший вклад в процесс, а остальные пренебрежимо малы. Доминирующим каналом оказался промежуточный реальный Z -бозон, остальные каналы (W и виртуальный Z) вносят малый вклад. Для получения точных результатов были подобраны фазовое пространство и

значение коэффициента так, чтобы не было потерянных событий. Затем были сгенерированы процессы $pp \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj$ и $pp \rightarrow Z \gamma jj, Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$. На рисунке 4 представлены распределения по p_T^γ для обоих процессов. Полученные сечения:

$$\sigma(pp \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj) = 91.4 \text{ фб}; \quad (62)$$

$$\sigma(pp \rightarrow Z \gamma jj, Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l) = 86.7 \text{ фб}. \quad (63)$$

По данным результатам можно сказать, что остальные каналы действительно сильно подавлены по сравнению с реальным Z . Таким образом, можно проверять методику перевзвешивания на процессе $pp \rightarrow Z \gamma jj, Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$, чтобы затем применять для процесса $pp \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj$.

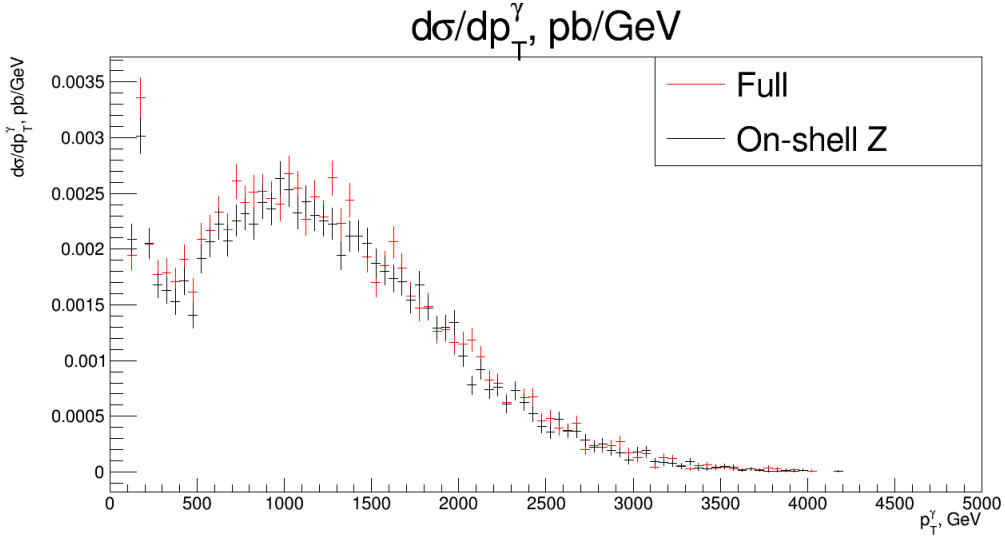


Рисунок 4 — Распределения по p_T^γ для процесса $pp \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l \gamma jj$ (Full) и $pp \rightarrow Z \gamma jj, Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$ (On-shell Z)

6.2 Проверка метода 1: сравнение суммы членов с полным процессом

Для проверки метода 1 необходимо сгенерировать процесс $pp \rightarrow Z \gamma jj, Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$ для случая СМ, а также его интерференционный и квадратичный члены. Однако MadGraph не позволяет производить распад частиц при генерации интерференционного и квадратичного членов. Для получения сечений и распределений в этом случае нужно умножить сечения и распределения для процесса, не включающего распад ($pp \rightarrow Z \gamma jj$), на брэнчинг распада $Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$, который был обозначен p и равен $p = 0.206$ (с учетом параметров используемой в MadGraph модели). Далее везде результаты для интерференционного и квадратичного членов приведены с учетом брэнчинга.

Для проверки были использованы значения коэффициента $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$ и $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$. Для обоих значений коэффициента были сгенерированы интерференционный и квадратичный члены, а также член СМ. Для проверки были сгенерирован полный процесс для этих же

двух значений коэффициента. Результаты приведены в таблице 3. На рисунках 5 и 6 представлены распределения по поперечному импульсу фотона p_T^γ , потерянному поперечному импульсу p_T^{miss} и инвариантной массе двух струй с наибольшими энергиями m_{jj} для всех сгенерированных наборов, а также сумма членов СМ, интерференционного и квадратичного для $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$, а на рисунках 7 и 8 — те же распределения для $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$. По полученным резуль-

Таблица 3 — Полученные результаты для проверки метода 1

$f_{T0}, \text{ ТэВ}^{-4}$	$\sigma_{\text{SM}}, \text{ фб}$	$\sigma_{\text{interference}}, \text{ фб}$	$\sigma_{\text{quadratic}}, \text{ фб}$	$\sigma_{\text{sum}}, \text{ фб}$	$\sigma, \text{ фб}$	$\frac{\sigma_{\text{sum}} - \sigma}{\sigma}$
0.69	6.84	0.314	4.8	12.0	11.44	4.9%
2.9		1.322	84.7	92.9	86.70	7.2%

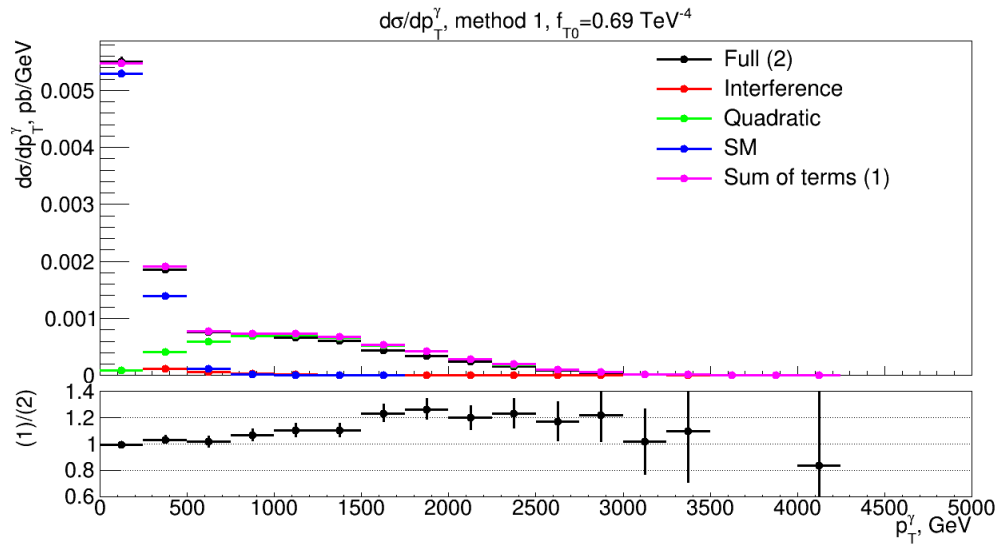


Рисунок 5 — Распределения по p_T^γ , все члены, $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$

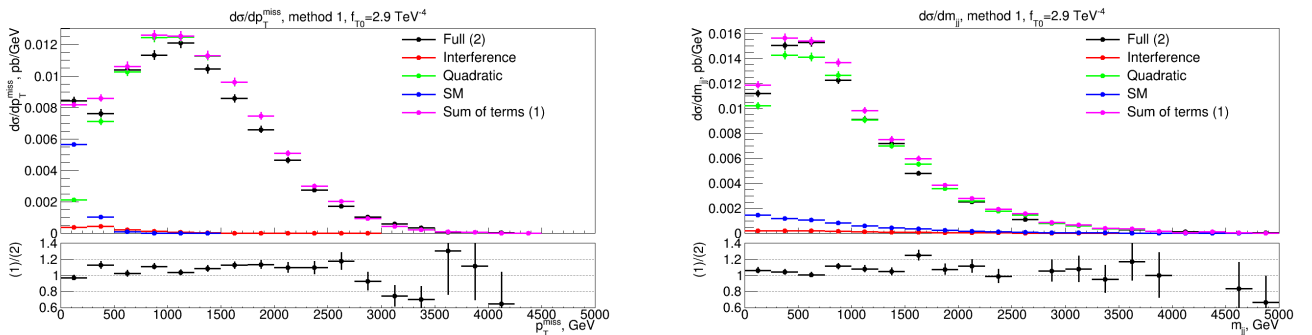


Рисунок 6 — Распределения по p_T^{miss} и m_{jj} , все члены, $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$

татам видно, что сумма членов не равна полному процессу, причем относительная ошибка тем меньше, чем меньше значение коэффициента. Таким образом, генератор неправильно считает некоторые члены. Далее рассматриваются примененные способы уменьшения ошибки.

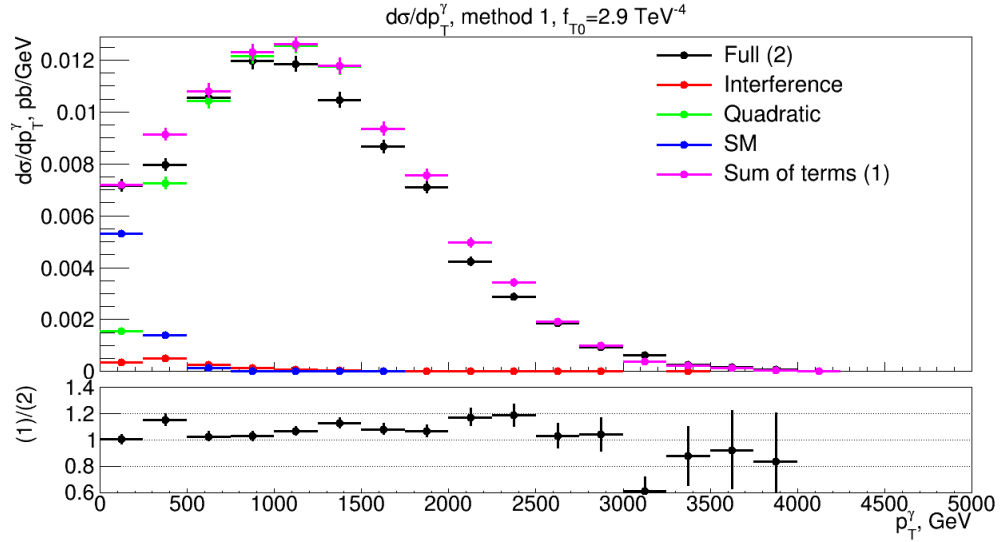


Рисунок 7 — Распределения по p_T^γ , все члены, $f_{T0} = 0.69 \text{ ТЭВ}^{-4}$

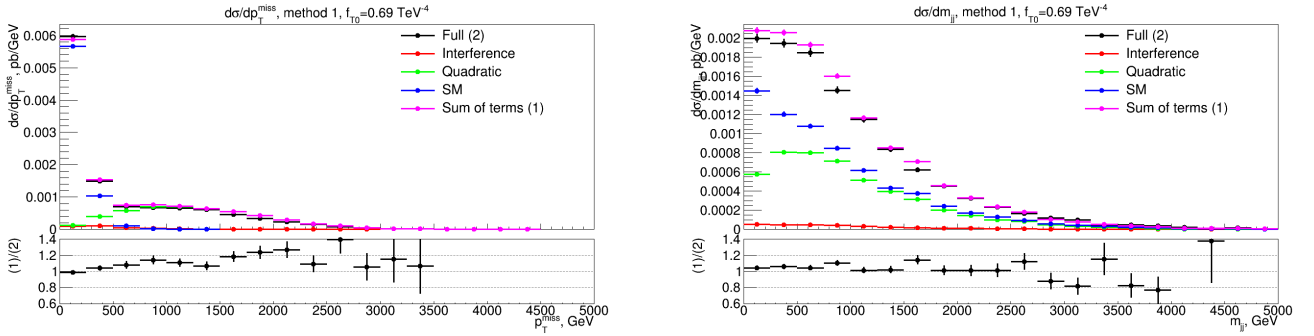


Рисунок 8 — Распределения по p_T^{miss} и m_{jj} , все члены, $f_{T0} = 0.69 \text{ ТЭВ}^{-4}$

6.3 Способы уменьшения разности между суммой членов и полным процессом

Уменьшить ошибку можно с помощью наложения дополнительных ограничений на фазовое пространство. Кроме того, это может помочь понять, в какой области фазового пространства возникают генераторные проблемы, что, возможно, может привести к их решению. В данной работе было применено дополнительное ограничение на поперечный импульс фотона, а именно

$$p_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}. \quad (64)$$

Полученные сечения и распределения для $f_{T0} = 2.9 \text{ ТЭВ}^{-4}$ представлены в таблице 4 и на рисунках 9 и 10. По полученным данным видно, что относительная ошибка уменьшилась по сравнению с тем, что было без ограничения $p_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$, но слишком незначительно. Таким образом, данный способ даёт незначительное уменьшение ошибки ценой жесткого ограничения фазового пространства и, следовательно, потери части событий. Далее данный способ не применялся.

Процесс $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$ можно сгенерировать другим путем: сначала в MadGraph

Таблица 4 — Полученные результаты для проверки метода 1, $p_T^\gamma > 500$ ГэВ

f_{T0} , ТэВ $^{-4}$	σ_{SM} , фб	$\sigma_{interference}$, фб	$\sigma_{quadratic}$, фб	σ_{sum} , фб	σ , фб	$\frac{\sigma_{sum} - \sigma}{\sigma}$
2.9	0.1629	0.570	76.0	76.7	71.7	6.5%

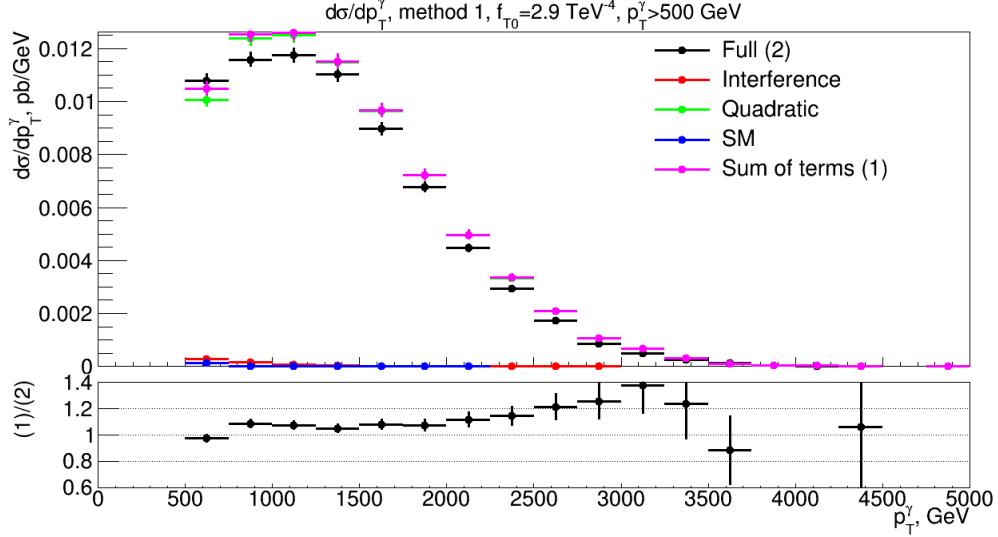


Рисунок 9 — Распределения по p_T^γ , все члены, $f_{T0} = 2.9$ ТэВ $^{-4}$, $p_T^\gamma > 500$ ГэВ

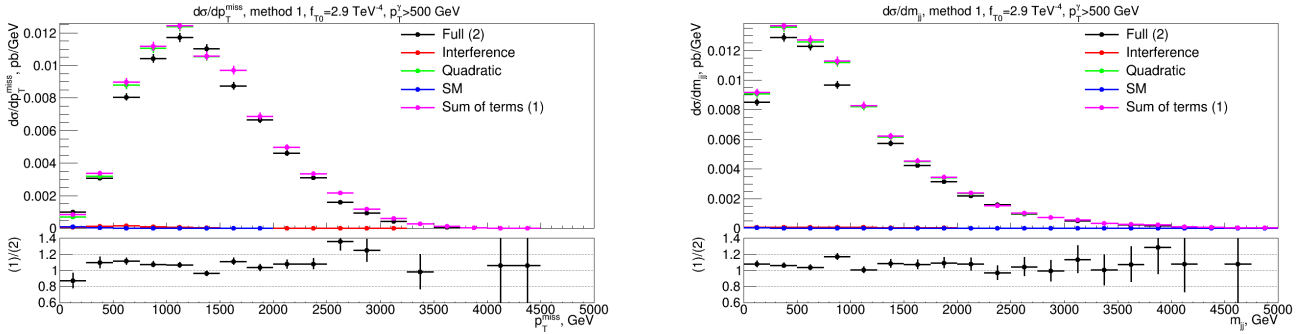


Рисунок 10 — Распределения по p_T^{miss} и m_{jj} , все члены, $f_{T0} = 2.9$ ТэВ $^{-4}$, $p_T^\gamma > 500$ ГэВ

сгенерировать процесс $pp \rightarrow Z\gamma jj$, а затем с помощью программы MadSpin [13] произвести распад $Z \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$. Используя данный способ, было получено следующее значение сечения полного процесса для $f_{T0} = 2.9$ ТэВ $^{-4}$:

$$\sigma = 91.8 \text{ пб.} \quad (65)$$

Тогда относительная ошибка равна

$$\frac{\sigma_{sum} - \sigma}{\sigma} = 1.2\%. \quad (66)$$

Данная ошибка гораздо меньше ошибки из таблицы 3. Однако MadSpin производит распад частиц, используя лишь приближенные вычисления, в то время как MadGraph производит вычисления точно. Таким образом, результат из MadSpin некорректен. Хоть этот способ и дает лучшие значения, он не был использован далее.

Таким образом, корректный способ избавиться от большой относительной ошибки не был найден. Если метод 1 будет использован при обработке экспериментальных данных, его ошибку необходимо будет учесть.

6.4 Проверка метода 2 и сравнение с методом 1

Для проверки метода 2 было бы неправильно идти тем же путем, что и для проверки метода 1. Это связано с тем, что для получения интерференционного и квадратичного членов используются сечения и распределения полного процесса (формулы 58-61), а сравнивать нужно результаты независимых генераций событий. Для проверки был сгенерирован полный процесс с $f_{T0} = \pm 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$ (это значение из таблицы 2), а затем по формулам (58-61) были получены интерференционный и квадратичный члены. Полученные сечения:

$$\sigma_{\text{SM}} = 6.84 \text{ фб}; \quad (67)$$

$$\sigma_{+} = 86.7 \text{ фб}; \quad (68)$$

$$\sigma_{-} = 85.1 \text{ фб}; \quad (69)$$

$$\sigma_{\text{interference}} = 0.82 \text{ фб}; \quad (70)$$

$$\sigma_{\text{quadratic}} = 79.1 \text{ фб}. \quad (71)$$

Сравнивалась перевзвешенная на $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$ по формулам (44-45) сумма членов (в данном случае $f_0 = 0.69$, $f = 2.9$) и результаты генерации полного процесса для $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$. Выбор данного значения обусловлен тем, что это — тоже экспериментальное ограничение на значение f_{T0} , полученное коллаборацией CMS в 2020 году[14].

$$\sigma_{\text{reweighted}} = 11.51 \text{ фб} — \text{ перевзвешенная на } f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4} \text{ сумма членов (метод 2);} \quad (72)$$

$$\sigma = 11.44 \text{ фб} — \text{ сечение полного процесса с } f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}. \quad (73)$$

Относительная ошибка получается следующая:

$$\frac{\sigma_{\text{reweighted}} - \sigma}{\sigma} = 0.6\%. \quad (74)$$

Распределения представлены на рисунках 11 и 12. Для сравнения методов аналогичные действия были проведены и для метода 1. Распределения представлены на рисунках 13 и 14, сечения и относительная ошибка:

$$\sigma_{\text{reweighted}} = 11.95 \text{ фб} — \text{ перевзвешенная на } f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4} \text{ сумма членов (метод 1);} \quad (75)$$

$$\sigma = 11.44 \text{ фб} — \text{ сечение полного процесса с } f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}; \quad (76)$$

$$\frac{\sigma_{\text{reweighted}} - \sigma}{\sigma} = 4.5\%. \quad (77)$$

Таким образом, метод 2 дает меньшую ошибку по сравнению с методом 1. Однако он полностью полагается на генерацию полного процесса, про правильность которой сказать точно

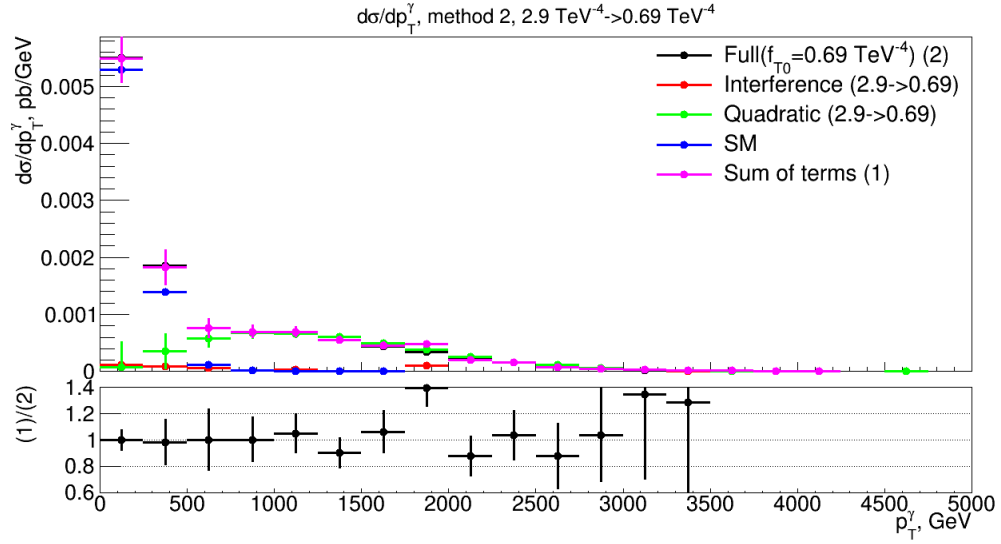


Рисунок 11 — Распределения по p_T^γ , все члены (перевзвешенные), $f_{T0} = 2.9 \text{ ТЭВ}^{-4}$, метод 2

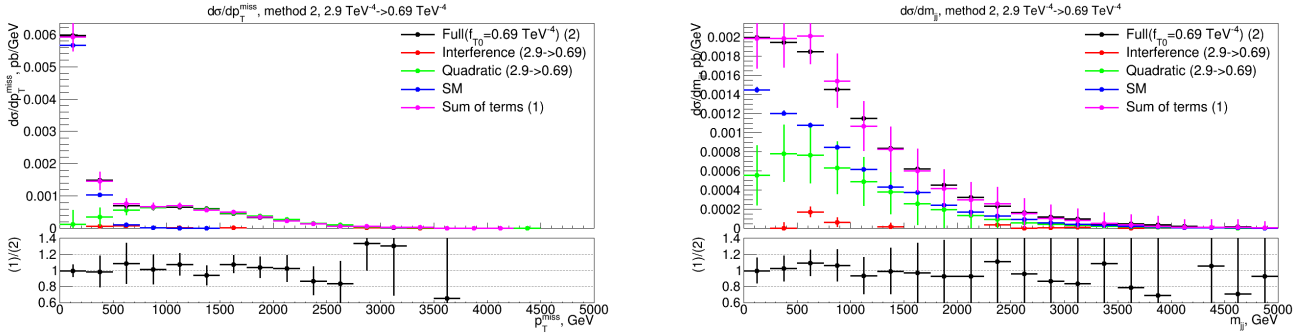


Рисунок 12 — Распределения по p_T^{miss} и m_{jj} , все члены (перевзвешенные), $f_{T0} = 2.9 \text{ ТЭВ}^{-4}$, метод 2

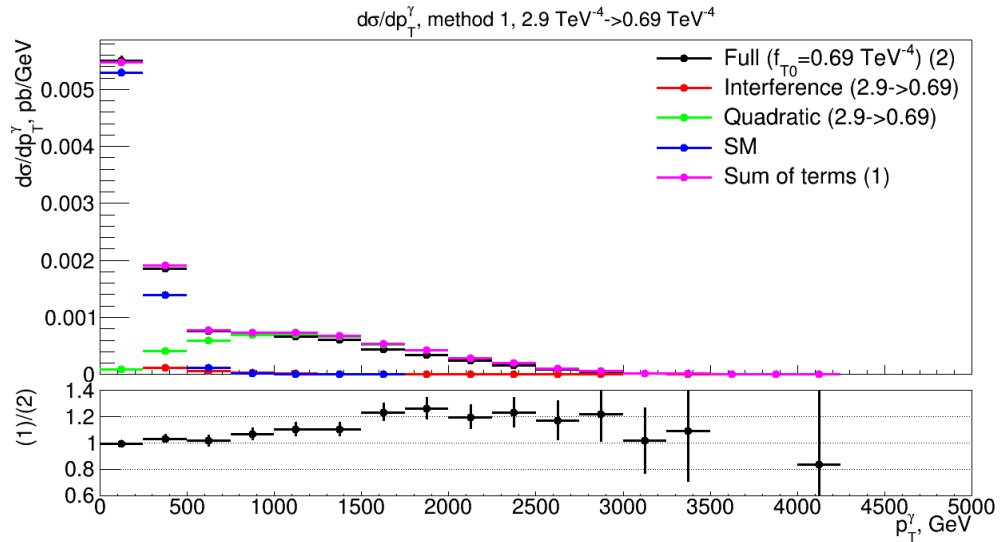


Рисунок 13 — Распределения по p_T^γ , все члены (перевзвешенные), $f_{T0} = 2.9 \text{ ТЭВ}^{-4}$, метод 1

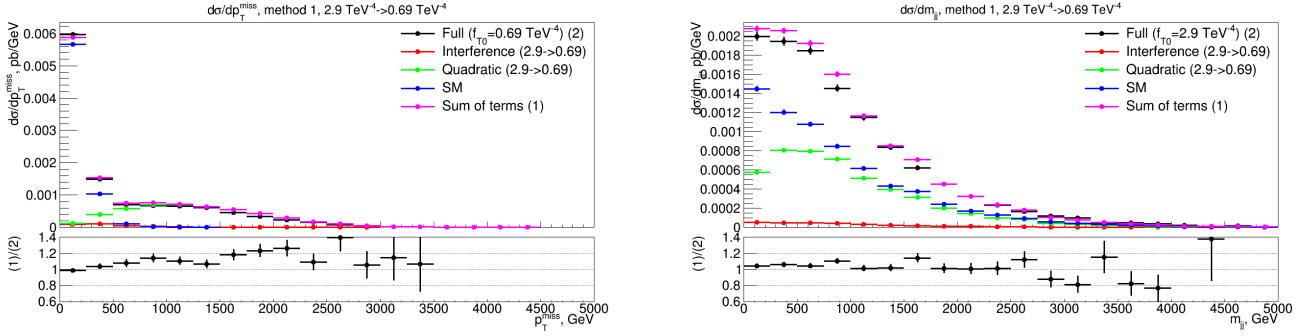


Рисунок 14 — Распределения по p_T^{miss} и m_{jj} , все члены (перевзвешенные), $f_{T_0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$, метод 1

ничего нельзя. Другой минус данного метода — громоздкость генераций. Для получения интерференционного и квадратичного членов необходимо сгенерировать 2 полных процесса, в которые эти члены включены. Таким образом, генератор дважды генерирует интерференционный и квадратичный члены, а также член СМ, что сказывается на времени генерации.

7 Заключение

В данной работе изучались аномальные четверные бозонные вершины на примере процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном. Теоретически данное исследование опирается на эффективную теорию поля — модельнезависимый подход для косвенных поисков новой физики, согласно которой лагранжиан параметризуется операторами высших размерностей. Поиск новой физики с помощью EFT заключается в получении значений или верхних ограничений на значения коэффициентов при операторах высшей размерности. Для этого необходимо сравнивать экспериментальные данные (распределения) с теоретическими (смоделированными). Так как смоделировать можно конечное число наборов для разных значений коэффициента, а реальное значение коэффициента лежит в непрерывном спектре, возникает проблема необходимости перевзвешивания распределений. В работе рассмотрены 2 метода. Первый метод связан с возможностью MadGraph генерировать события для интерференционного и квадратичного (по коэффициенту) членов амплитуды и строить соответствующие распределения. Второй метод использует генерацию событий для полного процесса с противоположными значениями коэффициента для получения интерференционного и квадратичного членов. Так как нельзя однозначно сказать, правильно ли генерируются как отдельные члены, так и полный процесс, нельзя выявить, какой метод является более корректным. Второй метод дает меньшую ошибку по сравнению с первым, но у него есть недостаток, связанный с громоздкостью генерации полного процесса.

В дальнейшем планируется проверить оба метода на остальных изучаемых операторах и выбрать один, с помощью которого затем будут уточнены ограничения на значения коэффициентов при изучаемых операторах.

Список используемой литературы

1. Aad Georges et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // *Phys. Lett.* — 2012. — Vol. B716. — P. 1–29. — 1207.7214.
2. Higgs P. W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields // *Physics Letters.* — 1964. — Sep. — Vol. 12, no. 2. — P. 132–133.
3. В.М.Емельянов. Стандартная модель и её расширения. — М. : Физматлит, 2007.
4. Li Shu. Studies of $Z\gamma$ electroweak production in association with a high-mass di-jet system in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // 5th Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP 2017) Shanghai, China, May 15-20, 2017. — 2017. — 1709.00089.
5. М.Пескин Д.Шредер. Введение в квантовую теорию поля. — Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
6. В.М.Емельянов К.М.Белоцкий. Лекции по основам электрослабой модели и новой физике. — М. : МИФИ, 2007.
7. Ф.Хелзен А.Мартин. Кварки и лептоны: Введение в физику частиц. — М. : Мир, 1987.
8. Éboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C. Classifying the bosonic quartic couplings // *Phys. Rev.* — 2016. — Vol. D93, no. 9. — P. 093013. — 1604.03555.
9. Degrande Celine. A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions // *JHEP.* — 2014. — Vol. 02. — P. 101. — 1308.6323.
10. Rauch Michael. Vector-Boson Fusion and Vector-Boson Scattering. — 2016. — 1610.08420.
11. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione et al. // *JHEP.* — 2014. — Vol. 07. — P. 079. — 1405.0301.
12. Aaboud Morad et al. Studies of $Z\gamma$ production in association with a high-mass dijet system in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // *JHEP.* — 2017. — Vol. 07. — P. 107. — 1705.01966.
13. Automatic spin-entangled decays of heavy resonances in Monte Carlo simulations / Pierre Artoisenet, Rikkert Frederix, Olivier Mattelaer, Robbert Rietkerk // *JHEP.* — 2013. — Vol. 03. — P. 015. — 1212.3460.
14. Sirunyan Albert M et al. Measurement of the cross section for electroweak production of a Z boson, a photon and two jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and constraints on anomalous quartic couplings. — 2020. — 2. — 2002.09902.