

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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 530.145, 539.1.05, 539.12

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН НА ОСНОВЕ
ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА
С ФОТОНОМ

Студент

_____ А. Е. Семушин

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. Ю. Солдатов

Москва 2021

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Экспериментальная установка	4
1.1 Большой адронный коллайдер	4
1.1.1 Описание ускорительного комплекса	4
1.1.2 Сечение процесса и светимость коллайдера	6
1.2 Система координат, кинематические переменные	8
1.3 Установка ATLAS	9
1.3.1 Общее описание	9
1.3.2 Внутренний детектор и центральный магнит	10
1.3.3 Калориметры	11
1.3.4 Мюонный спектрометр и тороидальные магниты	12
1.3.5 Триггеры и отбор данных	13
2 Теоретическое введение	14
2.1 Стандартная Модель	14
2.1.1 Основные положения и свойства неабелевых калибровочных теорий	14
2.1.2 Основные положения электрослабой теории	16
2.2 Протон-протонные столкновения	19
2.3 Эффективная теория поля	19
3 Используемое программное обеспечение	22
3.1 Монте-Карло моделирование	22
3.1.1 Монте-Карло генераторы	22
3.1.2 Уровни Монте-Карло генераций событий	22
3.1.3 Les Houches Accords	23
3.1.4 Генератор VBFNLO	23
3.1.5 Генератор MadGraph	24
3.1.6 EFT в генераторах VBFNLO и MadGraph	24

3.2	Обработка Монте-Карло данных	25
3.3	Анализ данных	26
4	Сигнальный и фоновые процессы	27
4.1	Мотивация выбора сигнального процесса	27
4.2	Фоновые процессы	30
5	Статистическая модель и статистические методы для полу- чения пределов	32
5.1	Перевзвешивание распределений	32
5.2	Статистические модели	34
5.3	Статистические методы	35
5.4	Результаты	37
6	Унитарность пределов и метод учета роста фонов	39
6.1	Нарушение унитарности и клиппинг	39
6.2	Метод учета роста фонов	42
	Заключение	44
	Список использованных источников	45

ВВЕДЕНИЕ

В 2012 году в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН) было объявлено об обнаружении [1, 2] на Большом адронном коллайдере (БАК) новой частицы массой около 125 ГэВ. Спустя почти год исследователями было объявлено, что найденная ранее частица — это предсказанный [3] Питером Хиггсом в 1964 году бозон, названный бозоном Хиггса. Это открытие позволило завершить построение Стандартной Модели (СМ) [4] — современной модели элементарных 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 и гравитационное взаимодействие, не объясняет барионную асимметрию Вселенной. Кроме того, СМ имеет много (более 20) свободных параметров, что ставит под сомнение фундаментальность этой теории. 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 изучается процесс рождения нейтральных векторных бозонов Z и γ в pp -столкновениях. Данный процесс является перспективным для изучения из-за его редкости — экспериментально он ещё не был обнаружен. Кроме того, электрослабое рождение Z -бозона с фотоном обладает очень высокой чувствительностью к четверным аномальным бозонным вершинам (anomalous quartic gauge couplings, aQGC). Это приводит к возможности получить ограничения на некоторые константы связи теории, расширяющей СМ и включающей в себя такие вершины. В данной работе используемой феноменологией является эффективная теория поля (effective field theory, EFT), а используемым набором данных являются данные с эксперимента ATLAS на БАК, набранные за второй сеанс его работы.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

1.1. БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР

1.1.1. ОПИСАНИЕ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА

Большой адронный коллайдер [5] — крупнейший в мире ускоритель частиц. Он находится в ЦЕРН и располагается под землей, на границе Швейцарии и Франции. Его схема представлена на рисунке 1.1. БАК является кольцевым (циклическим) коллайдером и ускоряет встречные пучки заряженных частиц-адронов, а именно протонов p , либо ядер свинца Pb. БАК является лидером среди коллайдеров не только по размерам (длина окружности кольца составляет 26.7 км), но и по энергии сталкиваемых частиц: коллайдер при проектировании рассчитывался на столкновения протонов с энергиями 7 ТэВ и на столкновения ядер свинца с энергиями 5 ТэВ на нуклон.

Разгон пучков протонов до энергии, при которой они сталкиваются, проходит в несколько этапов, на каждом из которых протоны ускоряются в меньших по сравнению с БАК ускорителях. Ускоряемые протоны появляются с помощью ионизации газообразного водорода и разгоняются до энергии 50 МэВ в линейном ускорителе. После линейного ускорителя протоны попадают во второй ускоритель, где достигают энергии 1.4 ГэВ. Затем протоны попадают в протонный синхротрон (PS) и, далее, в протонный суперсинхротрон (SPS), где набирают энергии 25 ГэВ и 450 ГэВ соответственно. После SPS протоны переводятся в основное кольцо ускорительного комплекса — БАК, где набирают максимальную энергию. Фокусировка пучка производится с помощью мощной магнитной системы.

Протоны впрыскиваются в БАК сгустками, что необходимо для реализации сложного механизма ускорения протонов. В БАК разгон протонов осуществляется с помощью резонаторов — металлических камер, в которых создается переменное электромагнитное поле, подобранное так, чтобы

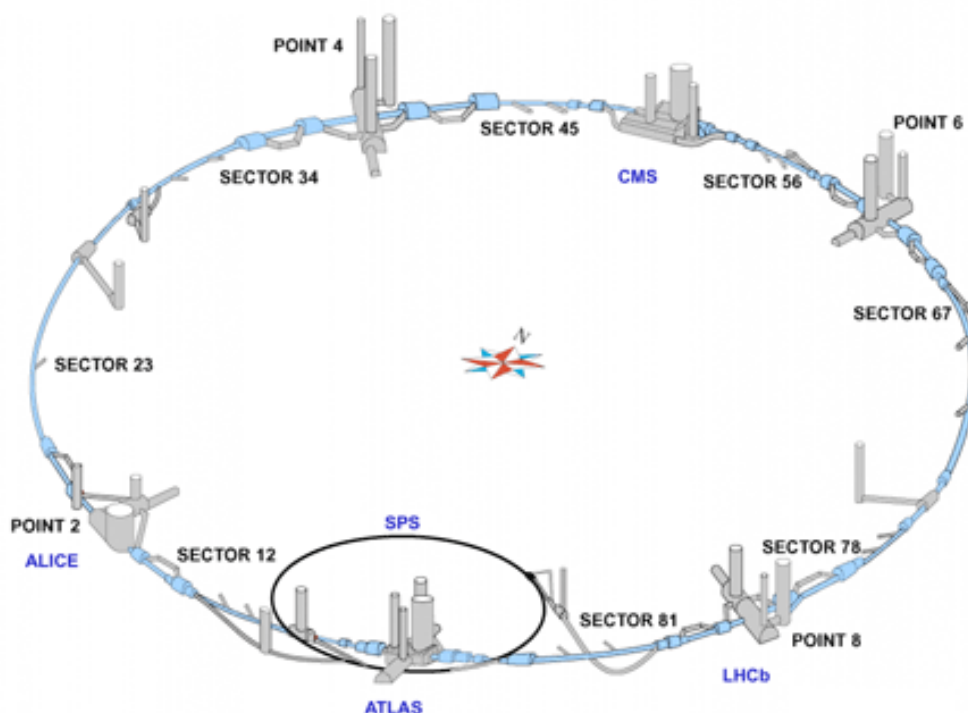


Рисунок 1.1 — Схема Большого адронного коллайдера с указанием основных экспериментов (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb) и одного из предускорителей — протонного суперсинхротрона (SPS)

в момент пролета каждого сгустка протонов поле возрастало, тем самым его разгоняя. Кроме того, использование резонаторов позволяет выравнивать энергию протонов в сгустке. На схеме БАК резонаторы расположены в точке 4 (point 4). При проектном режиме работы в БАК одновременно могут находиться по 2808 сгустков протонов, летящих во встречных направлениях и совершающих более 10000 оборотов в секунду.

В целях обеспечения безопасности в точке 6 (point 6) расположена система сброса пучка. Она необходима, чтобы в случае, если пучок протонов начнет представлять опасность, расфокусировать его и перевести в специальное помещение для поглощения. Также эта система нужна для сброса ослабевшего пучка протонов.

Встречные пучки сталкиваются в определенных точках, а именно внутри детекторов. 4 основных детектора, соответствующих одноимённым экспериментам, показаны на схеме. Наиболее многофункциональными и универсальными детекторами являются детекторы ATLAS [6] и CMS [7]. Детектор ALICE [8] проектировался для изучения кварк-глюонной материи, а детектор LHCb [9] — для изучения свойств b-кварка.

БАК работает не непрерывно, что связано с постоянным усовершен-

ствованием детекторов и аппаратуры, благодаря чему при каждом новом запуске БАК увеличиваются светимость коллайдера и энергия сталкивающихся частиц. После каждого запуска БАК работает в течение нескольких лет, а детекторы набирают данные — этот промежуток времени называется сеансом набора данных или run. На данный момент времени произошли 2 сеанса набора данных. Первый из них продолжался в 2010-2013 годах на пониженной энергии столкновений: сначала 7 ТэВ, а затем 8 ТэВ. Второй сеанс набора данных продлился с 2015 года по 2018 год, энергия столкновений составляла 13 ТэВ. Вероятно, третий сеанс набора данных будет проведен на энергии столкновений 14 ТэВ.

Между сеансами набора данных производится оптимизация коллайдера и модернизация детекторов и электронной аппаратуры. После run 3 планируется глобальная модернизация коллайдера и детекторов для перехода к режиму работы БАК на повышенной светимости. Планируется, что в таком режиме БАК проработает около 10 лет. Дальнейшая судьба этого ускорительного комплекса находится на стадии обсуждения. Возможен переход на режим повышенной энергии, для чего требуется замена ускорителя и обновление детекторов.

БАК справился со своей ключевой задачей: в 2012 году был обнаружен бозон Хиггса. Однако перед физиками стоит много неразрешенных вопросов, для решения которых может потребоваться строительства нового коллайдера, который сможет быстрее набирать статистику или разгонять протоны до больших по сравнению с БАК энергий. Обсуждается проект линейного коллайдера, который служил бы фабрикой бозонов Хиггса. Кроме того, в проекте находится кольцевой коллайдер будущего (FCC), для которого БАК мог бы служить предускорителем.

1.1.2. СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА И СВЕТИМОСТЬ КОЛЛАЙДЕРА

Основной вероятностной характеристикой процесса является поперечное сечение (или просто сечение). С экспериментальной точки зрения сечение можно представить на примере падения пучка частиц с плотностью потока j на тонкую неподвижную мишень, состоящую из $N_{\text{мишень}}$ частиц. В

таком случае, если изучаемая реакция происходит dN раз за промежуток времени dt , то сечение определяется следующей формулой:

$$\sigma = \frac{1}{jN_{\text{мишень}}} \frac{dN}{dt}. \quad (1.1)$$

Так как плотность потока измеряется (в СИ) в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, поперечное сечение измеряется в см^2 . Кроме того, для измерения поперечного сечения существует специальная величина — барн (б), причем $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$. Особо редкие процессы, происходящие в БАК, имеют сечение порядка 1 пб и меньше. Сечение упругого рассеяния протонов при энергиях БАК — порядка 100 мб. Теоретически сечение вычисляется в рамках конкретной модели, описывающей процесс.

Важной характеристикой любого коллайдера является то, как часто в нем сталкиваются частицы. Чем больше данная величина, тем больше данных можно набрать за сеанс работы и тем меньше будет статистическая погрешность этих данных. Такой характеристикой является светимость (или мгновенная светимость) L — это величина, показывающая, сколько в среднем процессов dN с сечением σ происходит за промежуток времени dt :

$$\frac{dN}{dt} = L\sigma. \quad (1.2)$$

Таким образом, светимость измеряется в $\text{б}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Проектная светимость БАК равна $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} = 10^5 \text{ фб}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Это значит, что какой-нибудь редкий процесс с сечением 100 фб будет происходить на БАК в среднем 3.6 раза в час.

Также в коллайдерных экспериментах часто используется интегральная светимость — интеграл обычной (мгновенной) светимости по времени проведения эксперимента. Интегральная светимость $\int L dt$ измеряется в фб^{-1} и показывает, сколько раз N произойдет процесс с сечением σ за время интегрирования:

$$\int L dt = N \cdot \sigma. \quad (1.3)$$

За первые 2 сеанса работы на детекторе ATLAS была набрана статистика на 30 фб^{-1} и 139 фб^{-1} соответственно.

1.2. СИСТЕМА КООРДИНАТ, КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

Для описания и моделирования экспериментальных данных с БАК (с эксперимента ATLAS в частности) вводится специальная система координат. Началом этой системы координат является точка столкновения протонов (центр детектора ATLAS). Ось x направлена в центр кольца БАК, а ось y — вверх. Ось z направлена так, чтобы система координат получилась правой, т.е. касательно к кольцу БАК против часовой стрелки. Кроме прямоугольной системы координат используется и сферическая. Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z , а азимутальный угол ϕ отсчитывается в плоскости xy от положительного направления оси x . С помощью формул это представимо в следующем виде:

$$\theta = \arccos \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = \arccos \frac{z}{r}, \quad (1.4)$$

$$\phi = \arctg \frac{y}{x}. \quad (1.5)$$

Здесь x , y и z — соответствующие координаты некоторого вектора (чаще всего вектора импульса). Таким образом, в момент столкновения импульсы протонов направлены по оси z , а $p_x = p_y = 0$.

Потенциально интересными событиями являются те события, которые сопровождаются большими передачами импульса и рождением новых частиц. Это значит, что такие частицы должны иметь ненулевой импульс в плоскости xy . Направление в данной плоскости называется поперечным. В связи с этим часто используется поперечный импульс:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (1.6)$$

Быстротой называется [10] переменная

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (1.7)$$

которая не является Лоренц-инвариантной. В ультрарелятивистском приближении ($v \rightarrow 1$) быстрота становится псевдобыстротой, которая является

Лоренц-инвариантной и определяется следующим образом:

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}. \quad (1.8)$$

Псевдобыстрота изменяется от 0 при $\theta = 90^\circ$ до ∞ при $\theta = 0$ и обычно используется вместо полярного угла для измерения отклонения вторичных частиц от первоначального пучка (оси z), так как распределения по ней получаются более равномерными, чем распределения по углу θ .

Ещё одной важной кинематической переменной является инвариантная масса. Для одной частицы инвариантная масса совпадает с обычной массой, а для системы нескольких частиц определяется по формуле

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2}, \quad (1.9)$$

где E и $\vec{p}$ — суммарные энергия и импульс системы частиц. Изучая распределения по инвариантным массам различных систем частиц, можно находить новые нестабильные частицы.

1.3. УСТАНОВКА ATLAS

1.3.1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ

Эксперимент ATLAS (A Torroidal LHC ApparatuS) на БАК в ЦЕРН представляет собой одноименный многоцелевой детектор элементарных частиц, предназначенный в первую очередь для исследования протон-протонных столкновений. Схема детектора представлена на рисунке 1.2. Данный детектор конструировался так, чтобы он мог регистрировать все частицы СМ, возникающие в результате столкновений, кроме нейтрино. Для этого некоторые частицы должны быть полностью поглощены. Этим определяются колоссальные размеры детектора ATLAS: 44 м × 25 м. Вес детектора — около 7000 тонн. Детектор ATLAS состоит из нескольких детекторных систем, предназначенных для разных целей. Центральная часть детектора называется баррелем и имеет форму цилиндра, на торцах которого установлены дополнительные детекторы, составляющие боковую

часть детектора.

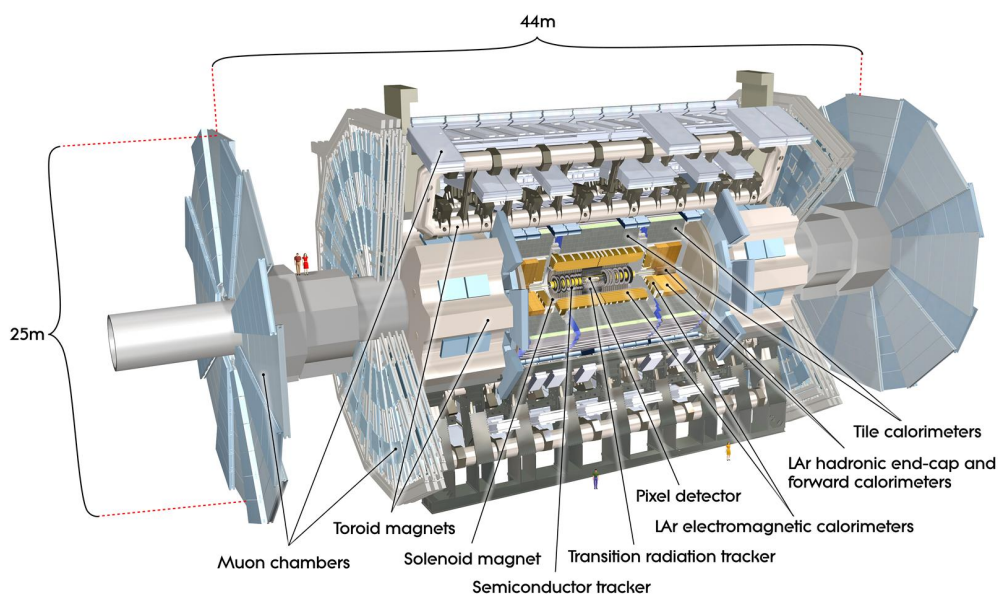


Рисунок 1.2 — Схема детектора ATLAS

1.3.2. ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР И ЦЕНТРАЛЬНЫЙ МАГНИТ

Внутренний детектор — самая близкая к трубе БАК часть установки ATLAS. Он состоит из трех подсистем: пиксельный детектор (pixel detector), полупроводниковый трековый детектор (semi-conductor tracker, SCT) и трековый детектор переходного излучения (transition radiation tracker, TRT) — перечислены в порядке удаления от трубы БАК.

Пиксельный детектор находится ближе всех к точке столкновения протонов и состоит из 3 слоёв в барреле, который закрывают 3 диска на торцах с обеих сторон. На слои и диски пиксельного детектора нанесены чувствительные кремниевые матрицы, состоящие из примерно 46000 пикселей размером $50 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$. К каждой матрице непосредственно подключена считывающая информацию электроника. При прохождении заряженной частицы через один из пикселей в нём образуются свободные носители — электроны и дырки, которые под действием электрического поля, создаваемого приложенной разностью потенциалов, движутся к электродам, передающим сигнал на электронику. Ввиду расположения этого детектора в близости от трубы БАК, он рассчитан на работу в условиях

жесткой радиации. Для снижения радиационного фона при работе детектор охлаждается до температуры порядка -10 градусов Цельсия.

Следующим по удаленности от пучка является детектор SCT. Он является кремниевым стриповым детектором и состоит из 4 двухсторонних слоёв в барреле и 9 дисков в торцевой части. SCT восстанавливает треки частиц на расстоянии от 0.3 м до 0.5 м от оси столкновения. Слои и диски SCT состоят из отдельных модулей, которые в свою очередь состоят из стрипов размером 6.4 см $\times$ 80 мкм. Функционально данный детектор схож с пиксельным детектором и работает при низких температурах.

Наиболее удалённой составляющей частью внутреннего детектора является детектор TRT. Этот детектор состоит из трубочек диаметром 4 мм, расположенных параллельно оси z в барреле и поперечно направлению оси z в торцевой части. Работа детектора основана на регистрации фотонов переходного излучения, которое возникает при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с разными показателями преломления. Детектор покрывает большое пространство, позволяя создать много точек для восстановления трека частицы, но имеет меньшее пространственное разрешение по сравнению с пиксельным детектором и SCT.

Таким образом, внутренний детектор служит для восстановления треков частиц. По этим трекам далее могут быть определены вершины взаимодействия частиц (первичная — протон-протонная и вторичные). За внутренним детектором располагается соленоид, по которому течет ток. Он создает во внутреннем детекторе однородное магнитное поле в 2 Тл, которое искривляет траектории заряженных частиц. Магнит выполнен так, чтобы в случае прохождения через него частиц, потери энергии были минимальными. Магнит является сверхпроводящим и работает при близкой к абсолютному нулю температуре. Благодаря данному магниту по радиусу кривизны треков частиц можно определить их заряд и импульс.

1.3.3. КАЛОРИМЕТРЫ

Детекторами, следующими за внутренним, являются калориметры. Их предназначение — максимально поглотить частицы, измерив тем самым их энергии. При прохождении элементарных частиц через вещество кало-

риметра образуется ливень вторичных менее энергетичных частиц. Калориметры состоят из чередующихся слоёв поглотителя, где частица порождает ливень и теряет энергию, и чувствительных слоёв, которые регистрируется ионизация вещества, позволяя измерить тем самым потерянную частицей энергию. Природа ливней, порожденных частицами, участвующих в сильном взаимодействии (адронов) и частиц, не участвующих в нём, различается. Поэтому система калориметров включает в себя 2 калориметра: электромагнитный и адронный.

Электромагнитный калориметр находится ближе к пучку. Поглотителем является свинец, между слоями которого находится охлаждённый до 90 К жидкий аргон.

Адронный ливень гораздо глубже проникает в вещество, вследствие чего адронный калориметр имеет большие по сравнению с электромагнитным размеры. В баррельной части адронного калориметра поглотителем является сталь, а чувствительным веществом — пластинки органического сцинтиллятора, свечение которых регистрируется фотоумножителями и конвертируется в электронный сигнал. Торцы адронного калориметра состоят из слоев поглотителя — меди и слоев чувствительного вещества — жидкого аргона.

1.3.4. МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР И ТОРОИДАЛЬНЫЕ МАГНИТЫ

Наиболее удаленным от пучка детектором является мюонный спектрометр, предназначенный для поглощения и идентификации высокоэнергетичных мюонов, т.к. только эти из регистрируемых детектором ATLAS частиц способны пройти через калориметры. Мюонный спектрометр состоит из нескольких подсистем, предназначенных для регистрации мюонов как в баррельной части, так и в торцевой. Подобно внутреннему детектору, вся мюонная система находится под воздействием магнитного поля, однако конфигурация магнитного поля отличается: тороидальные магниты располагаются так, что искривляют траекторию мюонов только в направлении полярного угла θ (поле не является однородным). Таким образом, мюонный спектрометр позволяет определить энергию и импульс мюонов.

1.3.5. ТРИГГЕРЫ И ОТБОР ДАННЫХ

При проектной светимости ожидается частота протон-протонных взаимодействий порядка 1000 МГц. При этом на 1 неупругое столкновение с рождением частиц ожидается примерно 20 процессов упругого рассеяния протонов, что уменьшает частоту событий, регистрируемых детектором, до примерно 40 МГц. Обработка и запись данных с такой скоростью невозможна, поэтому перед обработкой данные проходят через систему триггеров, отбирающих наиболее интересные события. Система отбора данных включает в себя 3 уровня. Триггер первого уровня является микросхемой и отбирает события с частицами с большим поперечным импульсом, т.к. такие события представляют интерес. Следующие 2 уровня отбора событий основаны на программном обеспечении. В результате средняя частота обрабатываемых событий снижается до 200 Гц.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

2.1. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Стандартная модель [4] — 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).

2.1.1. 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 калибровочной 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.

ми 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 [11]. 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:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi. \quad (2.1)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a t^a \quad (2.2)$$

— 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

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.3)$$

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:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + g A_\mu^a \bar{\psi} \gamma^\mu t^a \psi - g f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^a) A^{b\mu} A^{c\nu} - \frac{1}{4} g^2 (f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c) (f^{ade} A^{d\mu} A^{e\nu}), \quad (2.4)$$

$$\mathcal{L}_0 = i \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) (\partial^\mu A^{a\nu} - \partial^\nu A^{a\mu}). \quad (2.5)$$

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

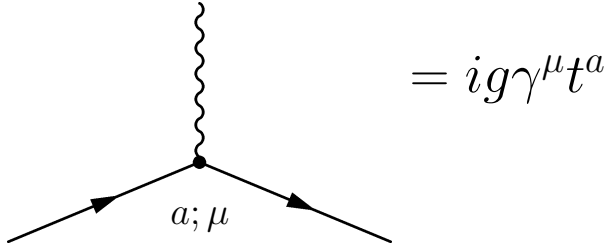


Рисунок 2.1 — Вершинный множитель для фермион-бозонной вершины в теории Янга-Миллса

2.1.2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ ТЕОРИИ

Сказанное выше можно применить к электрослабой теории [12]. 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 ге-

нератор $\frac{Y}{2}$, 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:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.7)$$

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

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 + W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.8)$$

$$W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 - W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.9)$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu, \quad (2.10)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad (2.11)$$

где введены обозначения:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.12)$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.13)$$

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

$$\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1 - \gamma^5}{2} e \\ \frac{1 - \gamma^5}{2} \nu \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

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

$$e_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} e. \quad (2.15)$$

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

ненты фермионов:

$$D_\mu f_L = \left(\partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_L, \quad (2.16)$$

$$D_\mu f_R = \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_R. \quad (2.17)$$

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

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + i \bar{f}_L D_\mu \gamma^\mu f_L + i \bar{f}_R D_\mu \gamma^\mu f_R. \quad (2.18)$$

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

$$L_s = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.19)$$

который после параметризации и калибровочных преобразований представим в виде

$$\Phi = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

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:

$$L_s = \left| \left(\partial_\mu + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2. \quad (2.21)$$

Благодаря этому лагранжиану в теории появляются квадратичными по ка-

либровочным 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).

2.2. ПРОТОН-ПРОТОННЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

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 [13], 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:

$$d\sigma(p_A, p_B \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i^A(x_1, Q^2) f_j^B(x_2, Q^2) d\sigma(i, j \rightarrow X). \quad (2.22)$$

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).

2.3. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

СМ имеет множество недостатков и нерешенных проблем (например, СМ не описывает гравитацию, темную материю, темную энергию, пред-

сказывает не найденное экспериментально сильное CP-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:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n \frac{F_{i,n}}{\Lambda^n} \mathcal{O}_i^{n+4} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n f_{i,n} \mathcal{O}_i^{n+4} \quad (2.23)$$

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 [14] 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 [15] 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:

$$\mathcal{O}_{T0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\beta} \hat{W}^{\alpha\beta} \right], \quad (2.24)$$

$$\mathcal{O}_{M0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \left[(D_\beta \Phi)^+ D^\beta \Phi \right]. \quad (2.25)$$

Обозначения в этих формулах:

$$\hat{W}_{\mu\nu} = ig \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i = ig \frac{\sigma^i}{2} (\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k), \quad (2.26)$$

$$D_\beta = \partial_\beta - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\beta^i - ig' \frac{Y}{2} B_\beta, \quad (2.27)$$

$$\Phi = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

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 [16].

Таблица 2.1 — 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
$\mathcal{O}_{T5}$		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		

3. ИСПОЛЬЗУЕМОЕ ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

3.1. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ

3.1.1. 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).

3.1.2. УРОВНИ МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАЦИЙ СОБЫТИЙ

Все Монте-Карло генераторы можно разделить на 3 типа по типу разыгрываемых событий. Тогда Монте-Карло наборы называются сгенерированными на соответствующем уровне:

- 1) Партонный уровень — разыгрываются только события жёсткого столкновения частиц (в данной работе протонов). В результате имеются 2 фундаментальные частицы в начальном состоянии (при столкновении протонов это кварки или глюоны) и много в конечном.
- 2) Кварки в конечном состоянии очень быстро адронизуются за счёт свойства сильного взаимодействия — конфайнмента. Кроме того, в конечном состоянии могут быть нестабильные частицы. Наборы, получаемые после генераторов, разыгрывающих события, связанные с адронизацией и развитием партонного ливня, называются событиями

истинного уровня (truth level).

- 3) Третий тип Монте-Карло генераторов событий создаёт симуляцию пролёта частиц через детектор. Это — уровень реконструкции.

3.1.3. LES HOUCHES ACCORDS

Для стандартизации интерфейса между разными Монте-Карло генераторами событий в физике частиц были приняты соглашения [17, 18], 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 (вrome, 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.

3.1.4. ГЕНЕРАТОР VBFNLO

Генератор VBFNLO [19] 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 [20]. В данном генераторе моделировалось только электрослабое рождение Z-бозона с фотоном в реакции $pp \rightarrow Z\gamma jj \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e \gamma jj$.

3.1.5. ГЕНЕРАТОР MADGRAPH

Как и VBFNLO, MadGraph[21] 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 $\text{QED} \leq 5, \text{QCD} = 0$, 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).

3.1.6. 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 $B_{\mu\nu}$:

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}} = ig \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad (3.1)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}} = ig' \frac{1}{2} B_{\mu\nu}, \quad (3.2)$$

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad (3.3)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = B_{\mu\nu}. \quad (3.4)$$

Таким образом, получаются следующие соотношения :

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{1}{ig} \hat{W}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}}, \quad (3.5)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{2}{ig'} \hat{B}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}}. \quad (3.6)$$

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

$$f_{T0}^{\text{MG}} = g^4 f_{T0}^{\text{VBFNLO}}, \quad (3.7)$$

$$f_{M0}^{\text{MG}} = -g^2 f_{M0}^{\text{VBFNLO}}. \quad (3.8)$$

В таблице 3.1 представлены предельные значения коэффициентов для всех изучаемых в работе операторов в обоих формализмах, полученные коллаборацией ATLAS[22]. В таблице 3.2 приведены предельные значения коэффициентов, полученные коллаборацией CMS в 2020 году [23], причем оператор $\mathcal{O}_{M3}$ заменён на $\mathcal{O}_{T5}$.

Таблица 3.1 — 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

Таблица 3.2 — Предельные значения коэффициентов при операторах высших размерностей (CMS)

Оператор	$\mathcal{O}_{T0}$	$\mathcal{O}_{T8}$	$\mathcal{O}_{T9}$	$\mathcal{O}_{M0}$	$\mathcal{O}_{M1}$	$\mathcal{O}_{M2}$	$\mathcal{O}_{T5}$
$f_{\text{max}}^{\text{MG}}, \text{ТэВ}^{-4}$	0.69	0.47	0.27	20.3	39.5	8.10	0.75

3.2. ОБРАБОТКА МОНТЕ-КАРЛО ДАННЫХ

Обработка данных осуществляется с помощью пакета библиотек ROOT [24], 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.

На основе пакета ROOT создан пакет ExRootAnalysis, который содержит классы, с помощью которых можно конвертировать lhe файлы с событиями в root файлы с деревьями и обрабатывать их. Эти пакеты активно используются в данной работе.

3.3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для анализа данных, а именно для постановки пределов на значения коэффициентов при операторах высших размерностей, в данной работе используется программа TGClm [25]. Для получения результата этой программе необходимо задать все фоны, систематические и статистические погрешности, данные, а также веса — количества событий, связанные с разделением процесса на 3 части.

4. СИГНАЛЬНЫЙ И ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

4.1. МОТИВАЦИЯ ВЫБОРА СИГНАЛЬНОГО ПРОЦЕССА

В данной работе изучался процесс рождения нейтральных векторных бозонов Z и γ в pp -столкновениях. Данный процесс является перспективным для изучения из-за его редкости — экспериментально он ещё не был обнаружен. Регистрации рождения Z -бозона с фотоном препятствует большое количество фонов — процессов, регистрируемых по той же сигнатуре, что и у изучаемого процесса.

Z -бозон является нестабильной частицей, зарегистрировать его непосредственно невозможно. Поэтому этот бозон регистрируется по продуктам его распада. Основными каналами распада Z -бозона являются [26] лептонный (точнее, канал распада на заряженные лептоны), адронный и нейтринный каналы. Лептонный канал характеризуется самой низкой вероятностью (10.1%), но хорошей эффективностью идентификации (заряженные лептоны e и μ хорошо идентифицируются, однако с идентификацией τ возникают сложности: он распадается, не долетая до детектора). Распад по адронному каналу происходит с большой вероятностью (69.9%), но его существенным недостатком является низкая эффективность идентификации адронов. Поэтому из всех каналов распада Z -бозона для регистрации был выбран нейтринный канал ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$), распад по которому происходит с вероятностью 20% (под записью ν подразумевается нейтрино любого сорта). Нейтрино очень слабо взаимодействуют с веществом и поэтому не оставляют следа в детекторе, однако наличие этих частиц в конечном состоянии процесса хорошо идентифицируется по потерянному поперечному импульсу.

В первом приближении (на партонном уровне) столкновение двух протонов сводится к взаимодействию двух кварков. Так как кварки —

цветные частицы, а Z и γ — бесцветные, в большинстве случаев в конечном состоянии процесса на партонном уровне также будут присутствовать цветные частицы — адронные струи (jet, j). Процессы, включающие в себя рассеяние векторных бозонов (vector boson scattering, VBS) с бозонами Z и γ в конечном состоянии, представляющее особый интерес, сопровождаются не менее, чем двумя струями, а в низшем порядке теории возмущений — всегда двумя адронными струями. На рисунке 1 показаны возможные диаграммы рождения Z -бозона с фотоном, сопровождающегося менее, чем двумя струями.

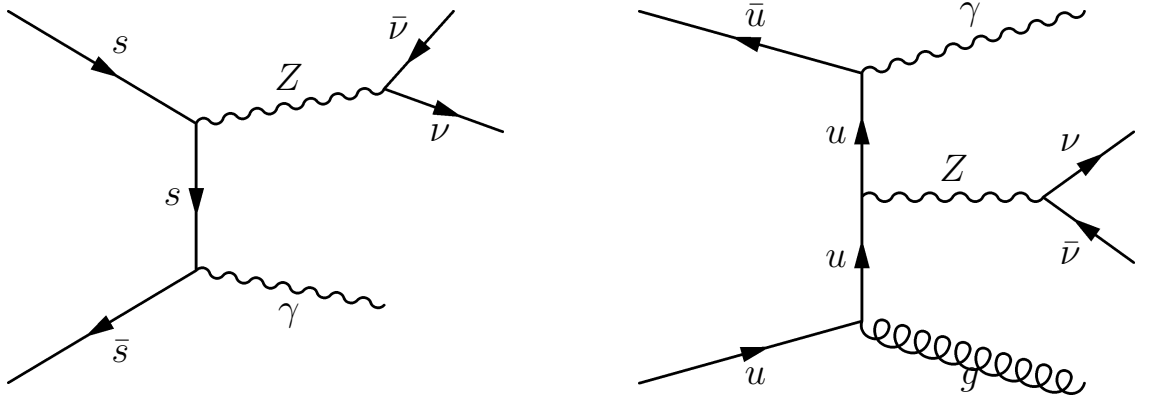


Рисунок 4.1 — Возможные диаграммы Фейнмана рождения Z -бозона с фотоном, сопровождающегося менее, чем двумя струями. Диаграмма слева не включает в себя струи. Бесструйный процесс реализуется только если из одного протона в реакции на партонном уровне участвует кварк, а из другого протона — соответствующий антикварк, что происходит редко. Диаграмма справа включает в себя одну струю, но обязательно содержит вершину сильного взаимодействия.

Таким образом, рассматриваемым процессом является процесс $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$, основным каналом которого является процесс $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Возможные диаграммы этого процесса представлены на рисунке 2. Регистрируется этот процесс по следующей сигнатуре: 1 фотон, 2 (или более) адронных струи и потерянный поперечный импульс.

В зависимости от того, участвуют ли в процессе рождения Z -бозона с фотоном глюоны, его можно разделить на 2 категории:

- 1) Электрослабое (EWK) рождение Z -бозона с фотоном — в процессе не участвуют глюоны, т.е. нет вершин сильного взаимодействия;
- 2) КХД (QCD, квантовая хромодинамика — часть СМ, описывающая сильное взаимодействие) рождение Z -бозона с фотоном — в процессе присутствуют вершины сильного взаимодействия.

В данной работе рассматривается только электрослабое рождение Z -бозона с фотоном, так как в этом случае рассматриваемый процесс обладает очень высокой чувствительностью к аномальным вершинам. Аномальные вершины — это вершины, не предсказываемые СМ. Они вводятся в теорию с помощью теорий-расширений СМ (в том числе и эффективных теорий). На примере процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном в данной работе изучаются аномальные четверные бозонные вершины, т.е. не предсказываемые СМ VBS процессы с бозонами Z и γ в конечном состоянии.

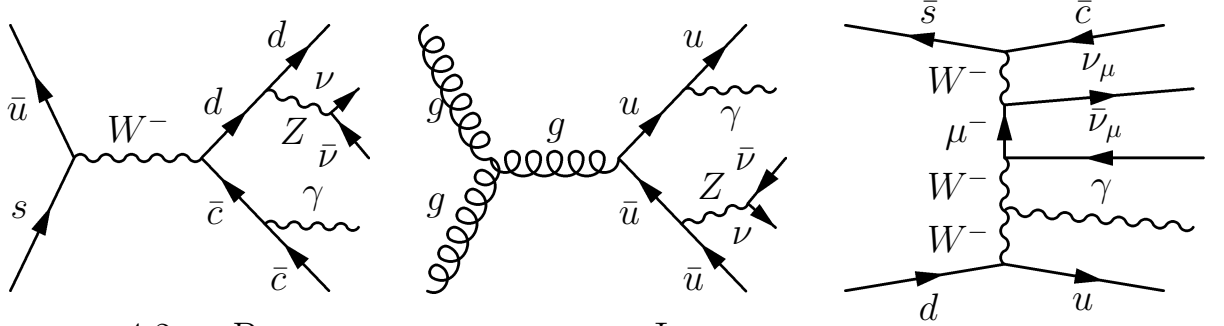


Рисунок 4.2 — Возможные диаграммы Фейнмана рассматриваемого процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$. Диаграмма слева — пример электрослабого рождения Z -бозона с фотоном, диаграмма по центру — пример КХД рождения Z -бозона с фотоном. Диаграмма справа — возможная диаграмма рассматриваемого процесса, не включающая в себя рождение Z -бозона с фотоном.

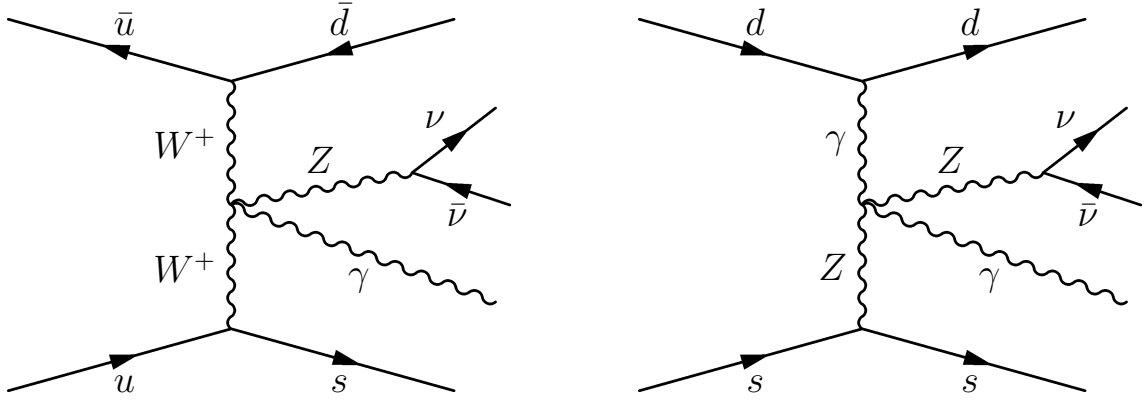


Рисунок 4.3 — Возможные диаграммы Фейнмана рассматриваемого процесса $pp \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma jj$, включающие в себя рассеяние векторных бозонов с бозонами Z и γ в конечном состоянии. Диаграмма слева предсказывается СМ, диаграмма справа не предсказывается СМ — включает в себя аномальную четверную бозонную вершину $ZZ\gamma\gamma$.

4.2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В соответствии с [27], основными фонами при регистрации электро-слабого рождения Z -бозона с фотоном ($Z\gamma$ EWK) являются:

- 1) $Z\gamma$ QCD — КХД рождение Z -бозона с фотоном;
- 2) $W\gamma$ EWK и QCD — электрослабое и КХД рождение W -бозона с фотоном. Этот процесс даёт ту же сигнатуру, что и сигнальный процесс, когда:
 - (а) W -бозон распадается на электрон и нейтрино или мюон и нейтрино, а электрон/мюон зарегистрировать не удаётся;
 - (б) W -бозона распадается на тау-лептон и нейтрино, затем тау-лептон распадается по лептонному каналу, а получившийся в результате электрон/мюон зарегистрировать не удаётся;
 - (в) W -бозон распадается на тау-лептон и нейтрино, затем тау-лептон распадается по адронному каналу. В результате образуются дополнительные 2 адронные струи;
- 3) γ +jet, когда потерянный поперечный импульс возникает вследствие неверно измеренной энергии струи и от нейтрино при распаде t -кварка из струй;
- 4) Фоны, связанные с неверной идентификацией электрона как фотона:
 - (а) W , распадающийся на $e\nu$;

- (б) t -кварк, распадающийся на Wb , а W в свою очередь распадается на $e\nu$;
- (в) $t\bar{t}$ -событий, в которых t -кварк (и антикварк) распадаются по описанному в предыдущем пункте каналу;
- 5) $t\bar{t}\gamma$ -события, оба t распадается на Wb , после чего W (один или оба) распадается по лептонному каналу, электрон или мюон не регистрируются;
- 6) Z +jets, когда Z распадается по нейтринному каналу, а одна адронная струя неверно регистрируется как фотон;
- 7) $Z\gamma$, когда Z распадается по лептонному каналу, а затем электрон или мюон не идентифицируются или тау-лептон распадается по адронному каналу.

Для сигнального процесса и каждого из данных фоновых процессов количества событий, соответствующие интегральной светимости 139 фб^{-1} , и их статистические и систематические погрешности для каждого региона поиска аномальных вершин были взяты из [27], где они были получены с помощью Монте-Карло генераторов Sherpa и MadGraph+Pythia на уровне реконструкции.

5. СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПРЕДЕЛОВ

5.1. ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Наличие новой физики увеличивает сечение процесса, особенно в области высоких энергий. На рисунке 5.1 представлены распределения по поперечному импульсу фотона p_T^γ для процесса $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$, сгенерированного с помощью Монте-Карло генератора событий VBFNLO. Основные примененные отборы: $p_T^\gamma > 150$ ГэВ, $p_T^{\text{miss}} > 120$ ГэВ.

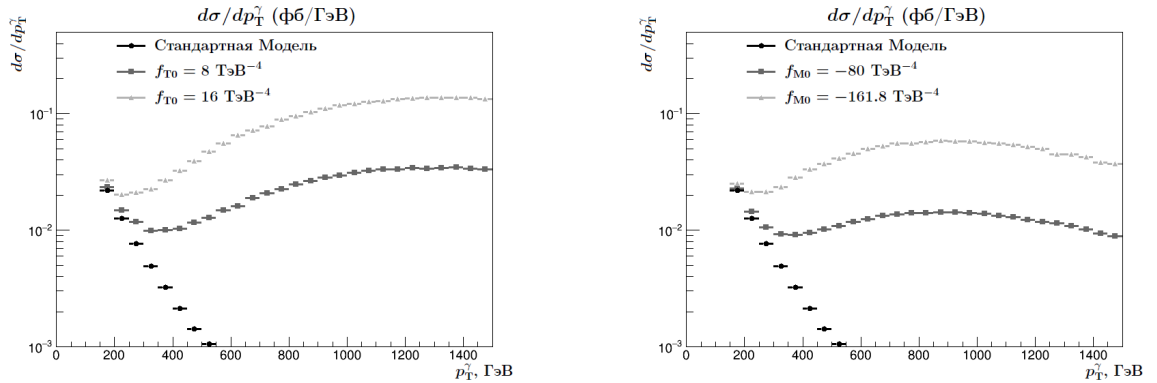


Рисунок 5.1 — Распределения по p_T^γ для процесса $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ для трех разных значений коэффициента f_{T0} (слева) и f_{M0} (справа), включая СМ.

С помощью Монте-Карло генераторов событий можно сгенерировать конечное число наборов событий, т.е. наборы событий для дискретного набора значений коэффициентов при операторах. Реальное же значение коэффициента, которое необходимо получить из экспериментальных данных, лежит в непрерывном спектре. Поэтому необходима методика перевзвешивания распределений, т.е. получения распределения для любого значения коэффициента из некоторого количества имеющихся распределений.

В основе методов перевзвешивания лежит разложение амплитуды на несколько составляющих. Пусть лагранжиан параметризуется одним опе-

ратором (именно такая параметризация дальше и рассматривается: если один коэффициент не равен нулю, то остальные равны нулю, а пределы на значения коэффициентов получаются для каждого коэффициента по отдельности — т.н. одномерные или 1D-пределы):

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + f\mathcal{O}. \quad (5.1)$$

Так как аномальные четверные вершины до сих пор не были обнаружены, константы связи новой физики малы. Следовательно, применима теория возмущений: будем рассматривать лишь первый порядок теории возмущений по вершинам новой физики. Тогда амплитуда процесса и квадрат ее модуля:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}, \quad (5.2)$$

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + f \cdot 2\text{Re}(\mathcal{A}_{\text{SM}}\mathcal{A}_{\text{NP}}^*) + f^2 \cdot |\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2. \quad (5.3)$$

Здесь $\mathcal{A}_{\text{SM}}$ — амплитуда процесса в случае СМ (без новой физики), а $f\mathcal{A}_{\text{NP}}$ — дополнительное слагаемое, отвечающее за вклад новой физики.

Из такого разложения амплитуды следует разложение распределения (по произвольной кинематической переменной x) на три составляющие: член СМ, не зависящий от коэффициента, интерференционный член, зависящий от коэффициента линейно и квадратичный член, квадратично зависящий от коэффициента:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}. \quad (5.4)$$

При разработке методики были рассмотрены два способа перезвешивания распределений, основанных на разложении 5.4. Наиболее простым и понятным является способ, реализуемый с помощью метода декомпозиции в Монте-Карло генераторе событий **MadGraph**.

Одной из отличительных способностей Монте-Карло генератора событий **MadGraph** является возможность генерировать процесс в необходимом порядке по вершинам того или иного взаимодействия. Это касается и аномальных вершин новой физики. Под методом декомпозиции понимается генерация отдельных членов процесса: СМ, интерференционного и квад-

ратичного. При генерации интерференционного и квадратичного членов задается некоторое значение коэффициента, обозначим его $f = a$. Таким образом, сгенерировав все три члена, можно произвести перевзвешивание, т.е. получить распределение, соответствующее любому другому значению коэффициента f :

$$\frac{d\sigma}{dx}(f) = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{f}{a} \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx}(f = a) + \frac{f^2}{a^2} \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}(f = a). \quad (5.5)$$

Метод декомпозиции для эффективной теории поля в **MadGraph** является новым и со временем модернизируется. Поэтому не исключены генераторные ошибки. Они оцениваются с помощью введения распределенной систематической ошибки — погрешности перевзвешивания $\delta(x)$:

$$\delta(x) = \frac{\frac{d\sigma_{\text{sum}}}{dx} - \frac{d\sigma_{\text{full}}}{dx}}{\frac{d\sigma_{\text{full}}}{dx}}, \quad (5.6)$$

где $\frac{d\sigma_{\text{sum}}}{dx}$ — сумма трех сгенерированных членов, а $\frac{d\sigma_{\text{full}}}{dx}$ — сгенерированный полный процесс (с тем же значением коэффициента, что и отдельные члены). На рисунке 5.2 представлены распределения по p_T^γ для отдельных членов процесса, их суммы и полного процесса, сгенерированных в **MadGraph**.

5.2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Статистическая модель, используемая для получения пределов, должна включать в себя информацию о всех фонах, сигнальных весах, статистических и систематических ошибках. Для описания погрешностей вводятся параметры θ , предполагается, что они распределены по нормальному закону. Все количества событий получаются из официальных Монте-Карло наборов ATLAS.

В работе используются 2 модели. Первая, упрощенная, включает в себя всего несколько параметров θ и используется для проверки и изучения

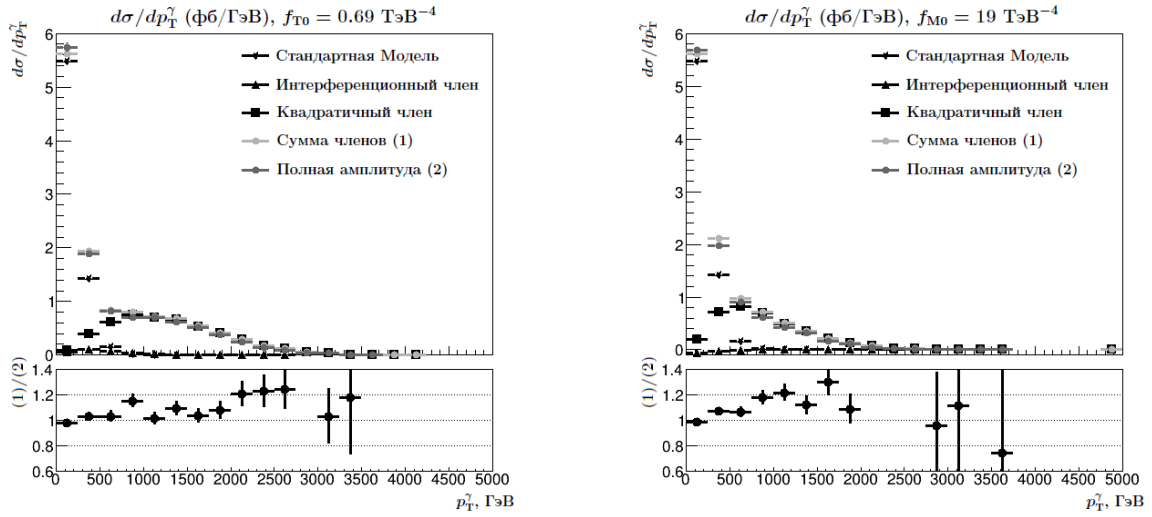


Рисунок 5.2 — Распределения по p_T^γ для процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ для отдельных членов, их суммы и полного процесса с ненулевыми коэффициентами f_{T0} (слева) и f_{M0} (справа). На нижнем распределении показано отличие суммы трех членов от полного процесса.

методов. Вторая, полная, используется для получения конечных результатов. Некоторые систематические погрешности, которые берутся из [27], являются несимметричными, или, более того, односторонними. Для работы с такими погрешностями они приводятся к двустороннему виду, а за стандартное отклонение соответствующего параметра берется наибольшее из отклонений в разные стороны. Всего в полной модели используется 117 систематических ошибок.

5.3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Есть различные методы получения пределов. В данной работе рассматриваются 3 метода. 2 из них основаны на псевдоэкспериментах: CL_{s+b} и CL_s . Также рассматривается асимптотический метод. Для всех методов используется рекомендуемая тестовая статистика, основанная на отношении правдоподобия:

$$\lambda = -2 \ln \frac{L(f, \hat{\theta})}{L(\hat{f}, \hat{\theta})} \quad (5.7)$$

Асимптотический метод получения пределов является наиболее простым с вычислительной точки зрения. Он базируется на теореме Уилкса [28], согласно которой при некоторых условиях распределение тестовой ста-

тистики 5.7 сходится к распределению χ_1^2 . Таким образом, зная квантили распределения χ_1^2 , можно найти пределы на f . Например, для 95%CL пределы находятся из условия:

$$\lambda(f) = 3.84. \quad (5.8)$$

Метод CL_{s+b} (иногда его называют методом Feldman-Cousins с систематиками) является более точным, чем асимптотический. Для получения пределов этим способом необходимо с помощью метода Монте-Карло создать распределение тестовой статистики 5.7 и найти такие f , при котором p-value равно 5%.

Метод CL_s является наиболее часто используемым методом получения верхних пределов на сечение в современной физике высоких энергий. Однако его можно использовать и для получения пределов на константы связи. Для этого нужно смоделировать распределение тестовой статистики для двух гипотез: b-only ($f = 0$) и s+b ($f \neq 0$). p-value данного метода вычисляется как

$$p_s = \frac{p_{s+b}}{p_b}. \quad (5.9)$$

Так как $p_b > p_{s+b}$, получаемые с помощью данного метода пределы по построению хуже, чем получаемые с помощью предыдущего метода. Однако метод CL_{s+b} в некоторых случаях может вести себя некорректно и выдавать нелогичные результаты. С помощью метода CL_s удастся избежать этих проблем.

Для рассмотрения методов была написана программа, получающая пределы всеми 3 методами, используя упрощенную модель. В качестве примера показаны результаты для f_{T0} . На рисунке 5.3 показаны распределения для гипотезы $s + b$. Видно, что они достаточно хорошо совпадают с распределением χ_1^2 . Отсюда следует, что асимптотические пределы являются хорошим приближением в данной задаче. Справа показаны зависимость $\lambda(f)$, из которой извлекаются асимптотические пределы. На рисунке 5.4 показаны распределения для обеих гипотез для разных значений коэффициента: $f = 0.2$, $f = 0.5$ и $f = 0.8$. На рисунке 5.5 показан точечный график зависимости всех p-value от коэффициента, откуда можно извлечь CL_{s+b} и CL_s пределы.

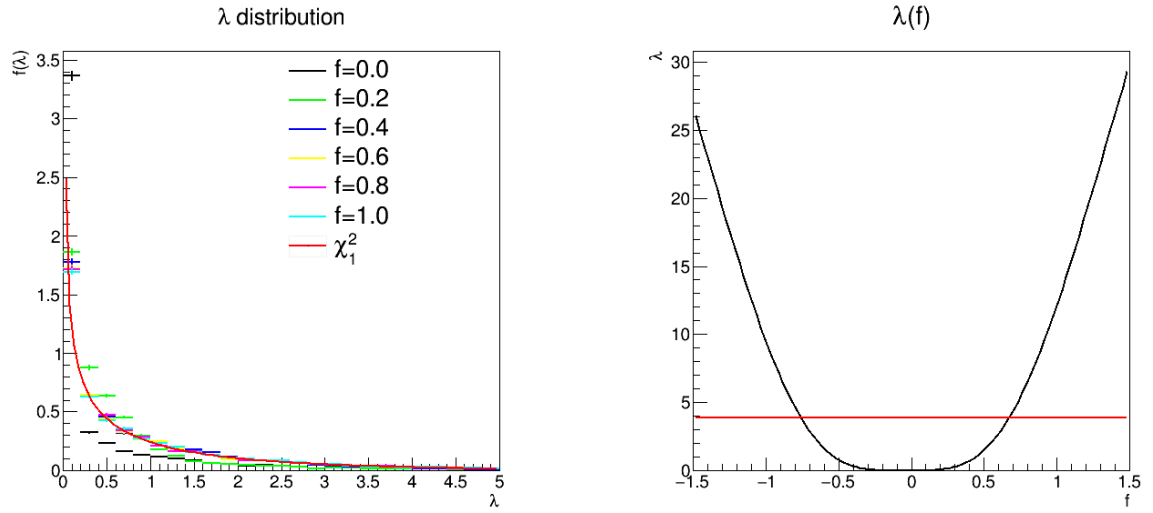


Рисунок 5.3 — Распределения тестовой статистики (слева), показывающие, что условия теоремы Уилкса выполняются, и график $\lambda(f)$ (справа), из которого можно извлечь асимптотические пределы

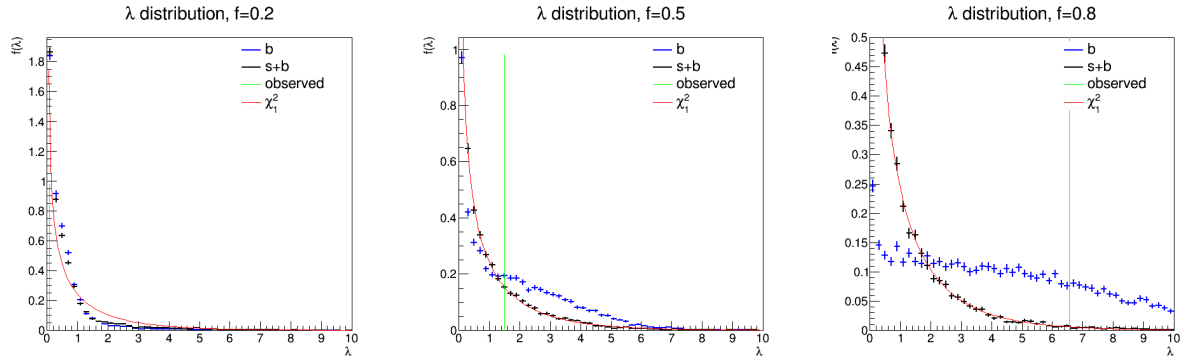


Рисунок 5.4 — Распределения тестовой статистики для двух гипотез для разных значений коэффициента

5.4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для получения результатов была выбрана поддерживаемая программа `eft-fun`, которая может работать с большим количеством параметров и получать асимптотические пределы. Для региона с $P_T^\gamma > 150$ ГэВ были получены наиболее верные ожидаемые пределы на основании всех погрешностей и официальных наборов. Результаты приведены в таблице 5.1.

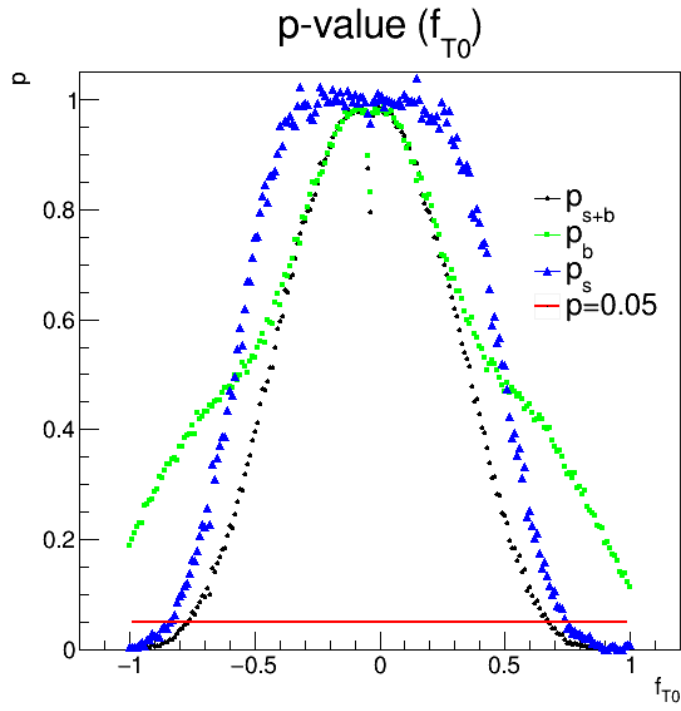


Рисунок 5.5 — Все 3 p-value, из которых можно извлечь пределы CL_{s+b} и CL_s

Таблица 5.1 — Полученные пределы для полной модели в регионе $p_T^\gamma > 150$ ГэВ

Коэффициент	Пределы
f_{T0}	(-0.540 ; 0.497)
f_{T5}	(-0.523 ; 0.569)
f_{T8}	(-0.341 ; 0.341)
f_{T9}	(-0.736 ; 0.736)
f_{M0}	(-21.7 ; 22.2)
f_{M1}	(-40.1 ; 39.7)
f_{M2}	(-8.84 ; 8.70)

6. УНИТАРНОСТЬ ПРЕДЕЛОВ И МЕТОД УЧЕТА РОСТА ФОНОВ

6.1. НАРУШЕНИЕ УНИТАРНОСТИ И КЛИППИНГ

В квантовой теории S -матрицей называется перекрытие начального и конечного асимптотических состояний [11]. Суммарная вероятность всех возможных переходов между этими состояниями должна быть равна единице. Отсюда следует условие унитарности S -матрицы:

$$SS^+ = 1. \quad (6.1)$$

Одним из важных следствий этого условия является оптическая теорема.

При использовании эффективной теории поля (или других теорий с размерной константой связи) унитарность S -матрицы нарушается [15]. Это проявляется в неограниченном росте сечения процессов, содержащих только вершину, на которую влияет физика за рамками СМ, с ростом s -инварианта этого процесса. В данном исследовании таким процессом является рассеяние векторных бозонов с бозонами Z и γ в конечном состоянии. Диаграмма такого процесса представлена на рисунке 6.1.

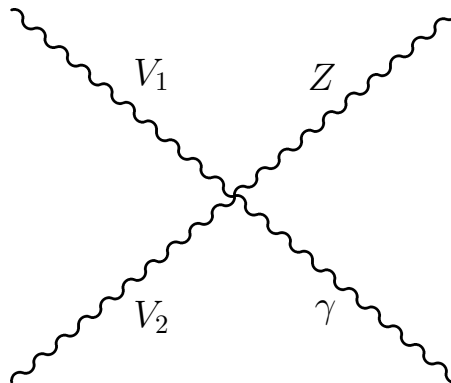


Рисунок 6.1 — Диаграмма Фейнмана процесса рассеяния векторных бозонов с бозонами Z и γ в конечном состоянии. Бозонами V_1 и V_2 могут быть любые из $W^\pm$, Z , γ с условием сохранения заряда в вершине.

В полученных ранее пределах не учтено нарушение унитарности S -

матрицы, поэтому они называются неунитаризованными. Полученные таким образом пределы являются нефизическими. Существуют несколько способов унитаризации пределов [29]. Рекомендваемым методом является клиппинг.

Обозначим за $\hat{s}$ s -инвариант для процесса рассеяния векторных бозонов (чтобы не путать с s -инвариантом для протон-протонных столкновений в течение второго сеанса работы БАК: $\sqrt{s} = 13$ ТэВ). Основной идеей клиппинга является выключение вклада новой физики при

$$\sqrt{\hat{s}} > E_{\text{clip}}. \quad (6.2)$$

Энергия E_{clip} называется энергией клиппинга. Для представления результатов выбираются несколько (4-5) значений E_{clip} , для каждого из которых находятся пределы. В данном исследовании s -инвариант процесса рассеяния векторных бозонов сводится к инвариантной массе Z -бозона с фотоном:

$$\sqrt{\hat{s}} = m_{Z\gamma}. \quad (6.3)$$

Таким образом, условие 6.2 сводится к условию

$$m_{Z\gamma} > E_{\text{clip}}. \quad (6.4)$$

Унитаризацию пределов необходимо производить на финальной стадии работы. Для проверки и изучения работы метода была произведена унитаризация пределов на коэффициент f_{T0} для двух вариантов региона поиска аномальных вершин: $p_T^\gamma > 150$ ГэВ и $p_T^\gamma > 600$ ГэВ.

Под выключением вклада новой физики понимается отбрасывание всех событий, связанных с новой физикой, удовлетворяющих условию 6.4. Таким образом, это условие влияет на интерференционный и квадратичный члены, т.е. на сигнальные веса w_1 и w_2 . На рисунке 6.2 представлены распределения по инвариантной массе Z -бозона с фотоном $m_{Z\gamma}$ для данных членов.

Этот рисунок позволяет наглядно увидеть, сколько событий будет отброшено при той или иной энергии клиппинга. Очевидно, что при $E_{\text{clip}} = \infty$ получатся обычные неунитаризованные пределы, а при $E_{\text{clip}} = \infty$ сигнальные веса w_1 и w_2 обращаются в нуль и получение пределов становится

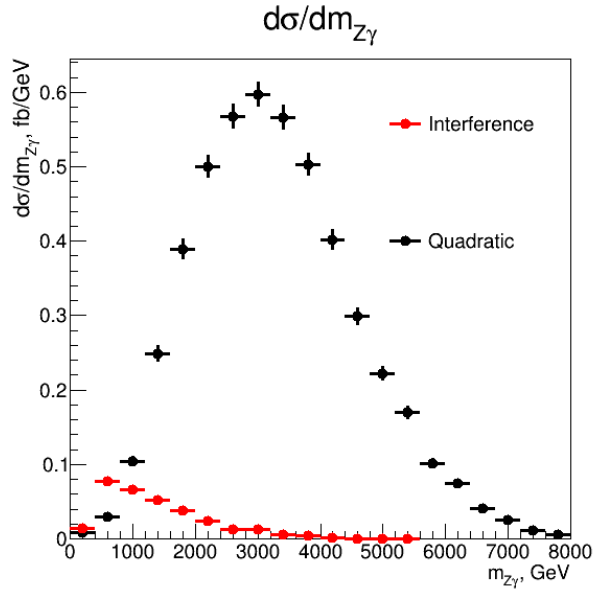


Рисунок 6.2 — Распределения по инвариантой массе Z -бозона с фотоном $m_{Z\gamma}$ для интерференционного и квадратичного членов, $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$.

невозможным. Для представления результатов были выбраны следующие значения энергии клиппинга: 1 ТэВ, 2 ТэВ, 4 ТэВ, 6 ТэВ, 8 ТэВ. На рисунке 6.3 представлены распределения по поперечному импульсу фотона для интерференционного и квадратичного членов для каждого значения энергии клиппинга. Затем по методике, изложенной ранее, были получены сигнальные веса для всех значений энергии клиппинга и соответствующие пределы на f_{T0} . Полученные результаты приведены в таблице 6.1.

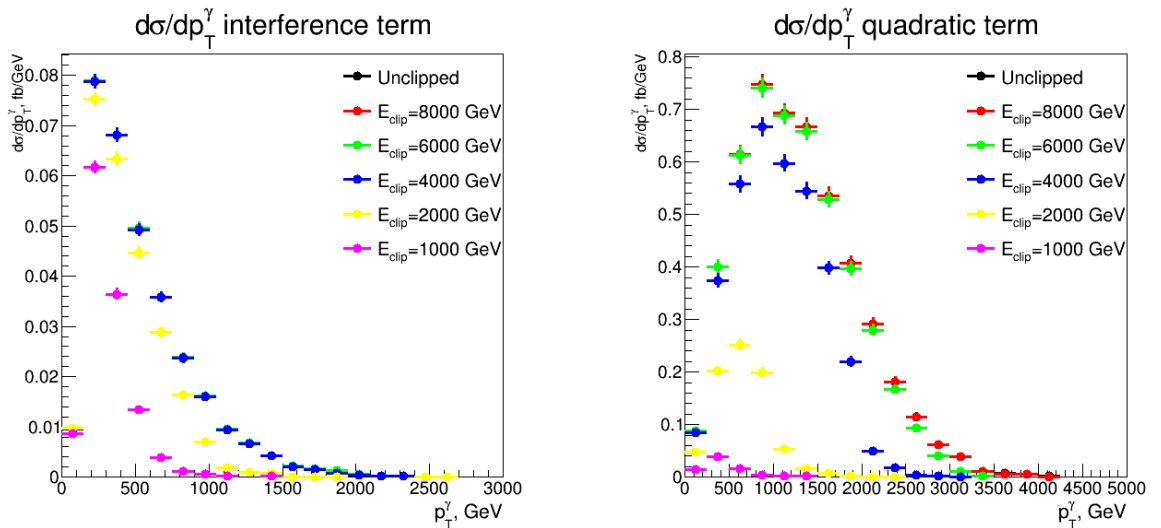


Рисунок 6.3 — Распределения по поперечному импульсу фотона p_T^γ для разных значений энергии клиппинга: интерференционный член (слева) и квадратичный член (справа), $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$.

Таблица 6.1 — Унитаризованные с помощью клиппинга пределы на f_{T0} для двух регионов поиска аномальных вершин: $p_T^\gamma > 150$ ГэВ и $p_T^\gamma > 600$ ГэВ (использованы неофициальные Монте-Карло наборы)

$E_{\text{clip}}, \text{ ГэВ}$	$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$			$p_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$		
	w_1	w_2	f_{T0}	w_1	w_2	f_{T0}
∞	148.9	3.30	(-0.636; 0.593)	158.0	1.50	(-0.220; 0.202)
8000	148.6	3.30	(-0.639; 0.588)	158.0	1.50	(-0.220; 0.202)
6000	144.0	3.30	(-0.643; 0.599)	151.9	1.50	(-0.225; 0.204)
4000	107.2	3.28	(-0.754; 0.692)	108.5	1.47	(-0.268; 0.239)
2000	23.7	2.64	(-1.65; 1.42)	16.3	0.816	(-0.708; 0.604)
1000	2.27	1.29	(-5.54; 4.43)	0.617	0.0848	(-3.53; 3.22)
0	0	0	—	0	0	—

6.2. МЕТОД УЧЕТА РОСТА ФОНОВ

В настоящее время не удастся найти физику за пределами СМ. Удастся только поставить пределы, что и делается в данной работе. И чем ближе пределы к 0, тем ближе мир к новой физике. Поэтому необходимо учесть все факторы при получении пределов, чтобы сделать их как можно точнее и лучше.

Если некоторая константа связи эффективной теории в природе не равна нулю, то она будет давать изменять не только сигнальный процесс, но и некоторые фоновые. Среди фоновых процессов, присутствующих в данной работе, влиянию рассматриваемых операторов могут быть подвержены $W\gamma\text{EWK}$ и $Z(l\bar{l})\gamma$. Таким образом, можно улучшить пределы, учтя влияние операторов эффективной теории поля на фоновые процессы.

Для оценки данного влияния были сгенерированы соответствующие фоновые наборы на партонном уровне, а затем, накладывая ограничения на фазовое пространство, соответствующие региону поиска, и производя перенормировку наборов, симулируя уровень реконструкции, были получены грубые оценки для сигнальных весов в области $p_T^\gamma > 150$ ГэВ. Результаты сигнальных весов представлены в таблице 6.2.

Полученные сигнальные веса изменяют сигнальные веса, в которых учитывается только сигнальный процесс. Используя упрощенную статистическую модель, были получены пределы без учета фонов и с учетом фонов для коэффициента f_{T0} , эти пределы представлены в таблице 6.3.

Таблица 6.2 — Сигнальные веса для фонов

Фон	Интерференционный член	Квадратичный член
$W\gamma\text{EWK}$	-0.461 ± 0.299	11.5 ± 1.5
$Z(l\bar{l})\gamma$	0.107 ± 0.031	2.78 ± 0.16

Таблица 6.3 — Пределы на f_{T0}

Без учета фонов	$[-0.558; 0.515]$
С учетом фонов	$[-0.542; 0.502]$

Таким образом, учитывая влияние операторов эффективной теории на фоны, удалось улучшить пределы на несколько процентов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучались аномальные четверные бозонные вершины на примере процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном. Аномальные вершины — проявления новой физики, не предсказываемые СМ — добавляются в теорию с помощью модельнонезависимого подхода эффективной теории поля, что позволяет осуществлять косвенный поиск новой физики. Поиск новой физики с помощью EFT заключается в получении значений констант связи данной теории — коэффициентов при операторах высшей размерности. В данном случае постановка точных значений коэффициентов невозможна ввиду большого количества фоновых процессов. Поэтому в данной работе рассматривается получение ограничений на значения коэффициентов при операторах высшей размерности. В аномальные четверные бозонные вершины наибольший вклад вносят операторы размерности 8. По этой причине для изучения были выбраны 7 операторов размерности 8. Исследование было продолжено, опираясь на полученные ранее результаты. Была произведена обработка официальных наборов, в результате чего были извлечены наиболее точные сигнальные веса. Эти веса были использованы для получения наиболее точных ожидаемых пределов, используя наиболее точную и полную статистическую модель, включающую в себя 117 параметров, соответствующих систематическим ошибкам. В дальнейшем необходимо произвести оптимизацию региона фазового пространства, в котором получают пределы, с целью получения более точных пределов. Для получения пределов использовалась программа, использующая асимптотический метод. В данной работе было показано, что асимптотический метод является хорошим приближением в данной задаче. Также были рассмотрены другие, более точные статистические методы. Базируясь на полученных результатах, в рамках данного исследования можно получить точнейшие в мире пределы для некоторых операторов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. — 2012. — Vol. B716. — P. 1–29. — arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](#).
2. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC / S. Chatrchyan [et al.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 716. — P. 30–61. — arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
3. *Higgs P. W.* Broken symmetries, massless particlees and gauge fields // Physics Letters. — 1964. — Vol. 12, no. 2. — P. 132–133.
4. *Емельянов В. М.* Стандартная модель и её расширения. — М. : Физматлит, 2007.
5. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // Journal of Instrumentation. — 2008. — Vol. 3, no. 08. — S08001–S08001.
6. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
7. The CMS Experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08004.
8. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
9. The LHCb Detector at the LHC / J. Alves A. Augusto [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08005.
10. *Гольданский В. И., Никитин Ю. П., Розенталь И. Л.* Кинематические методы в физике высоких энергий. — М. : Наука, 1987.
11. *Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. — Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.

12. *Емельянов В. М., Белоцкий К. М.* Лекции по основам электрослабой модели и новой физике. — М. : МИФИ, 2007.
13. *Хелзен Ф., Мартин А.* Кварки и лептоны: Введение в физику частиц. — М. : Мир, 1987.
14. *Éboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C.* Classifying the bosonic quartic couplings // *Phys. Rev.* — 2016. — Vol. D93, no. 9. — P. 093013. — arXiv: [1604.03555 \[hep-ph\]](#).
15. *Degrande C.* A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions // *JHEP.* — 2014. — Vol. 02. — P. 101. — arXiv: [1308.6323 \[hep-ph\]](#).
16. *Li S.* 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. — arXiv: [1709.00089 \[hep-ex\]](#).
17. A standard format for Les Houches Event Files / J. Alwall [et al.] // *Computer Physics Communications.* — 2007. — Vol. 176, no. 4. — P. 300–304. — ISSN 0010-4655.
18. Generic User Process Interface for Event Generators / E. Boos [et al.]. — 2001. — arXiv: [hep-ph/0109068 \[hep-ph\]](#).
19. Release Note - VBFNLO 2.7.0 / J. Baglio [et al.]. — 2014. — arXiv: [1404.3940 \[hep-ph\]](#).
20. *Rauch M.* Vector-Boson Fusion and Vector-Boson Scattering. — 2016. — arXiv: [1610.08420 \[hep-ph\]](#).
21. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [et al.] // *JHEP.* — 2014. — Vol. 07. — P. 079. — arXiv: [1405.0301 \[hep-ph\]](#).
22. 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 / M. Aaboud [et al.] // *JHEP.* — 2017. — Vol. 07. — P. 107. — arXiv: [1705.01966 \[hep-ex\]](#).

23. 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 / A. M. Sirunyan [et al.]. — 2020. — arXiv: [2002.09902](https://arxiv.org/abs/2002.09902) [[hep-ex](#)].
24. ROOT. — <https://root.cern.ch>.
25. TGClm. — <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TGClmPackage>.
26. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, no. 3. — P. 030001.
27. Measurement of the electroweak $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ production cross section in pp Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS Detector : tech. rep. / E. Soldatov [et al.] ; CERN. — Geneva, 2019. — ATL-COM-PHYS-2019–1351.
28. *Wilks S.* The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses // Annals Math. Statist. — 1938. — Vol. 9, no. 1. — P. 60–62.
29. Recommendations from the Anomalous Gauge Coupling Taskforce : tech. rep. / B. E. Lindquist [et al.] ; CERN. — Geneva, 2017. — ATL-COM-PHYS-2017–433.