

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 539.1

На правах рукописи

ЧЕХОНИНА АЛЁНА АЛЕКСАНДРОВНА

**ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН С ПРИМЕНЕНИЕМ ФОРМАЛИЗМА
ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ Z -БОЗОНА С
ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант

_____ А. Е. Семушин

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН С ПРИМЕНЕНИЕМ ФОРМАЛИЗМА ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС

Студент _____ А. А. Чехонина

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант _____ А. Е. Семушин

Рецензент,
к.ф.-м.н. _____ И. В. Елецких

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1 Экспериментальная установка	7
1.1 Большой адронный коллайдер	7
1.2 Детектор АТЛАС	9
1.2.1 Специальная система координат и кинематические переменные	10
1.2.2 Внутренний детектор и центральный соленоид	12
1.2.3 Калориметрическая система	13
1.2.4 Мюонный спектрометр и тороидальные магниты	14
1.2.5 Система триггеров и отбор данных	15
2 Теоретическое введение	17
2.1 Стандартная модель	17
2.1.1 Калибровочный сектор	17
2.1.2 Фермионный сектор	19
2.1.3 Механизм Хиггса	20
2.1.4 Юкавский сектор	21
2.1.5 Лагранжиан Стандартной модели	22
2.1.6 Элементарные частицы	22
2.2 Поиск аномальных взаимодействий	24
2.2.1 Эффективная теория поля	24
2.2.2 Формализм вершинной функции	25
2.2.3 Унитарность S -матрицы и клиппинг	27
3 Процесс рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и методы его моделирования	30
3.1 Исследуемый процесс	30
3.2 Программное обеспечение	32

3.2.1	Монте-Карло моделирование	32
3.2.2	Обработка данных	33
4	Статистические модели	34
4.1	Теоретические погрешности	35
4.1.1	Погрешности, связанные с партонами функциями рас- пределения и константой сильного взаимодействия	35
4.1.2	Погрешности от вариации масштабов ренормализации и факторизации	36
4.1.3	Погрешности от Монте-Карло моделирования	36
4.2	Экспериментальные погрешности	36
4.3	Определение сигнальной и контрольных областей	37
4.4	Функция максимального правдоподобия	38
4.5	Фитирование в контрольных областях	39
5	Оценка теоретического сечения	41
5.1	Оценка интегрального сечения	42
5.2	Оценка дифференциальных сечений	42
5.3	Электрослабые поправки	46
6	Методика постановки пределов	50
6.1	Амплитуда с одним ненулевым коэффициентом связи	50
6.2	Амплитуда с двумя ненулевыми коэффициентами связи	50
6.3	Метод декомпозиции	51
6.4	Линейные пределы	52
6.5	Тестовая статистика	53
7	Результаты	55
7.1	Получение пределов в упрощенной модели	55
7.2	Получение пределов в полной модели	61
	Заключение	66
	Список литературы	68

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) элементарных частиц описывает электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия и является наиболее полно и точно подтвержденной теорией в физике элементарных частиц [1]. Предсказания СМ с высокой точностью согласуются с данными ускорительных экспериментов; самым ярким подтверждением стало открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере (БАК) [2]. Вместе с тем известен ряд наблюдаемых явлений, которые не находят объяснения в рамках СМ: существование темной материи, барионная асимметрия Вселенной, иерархия масс фермионов, а также осцилляции нейтрино, указывающие на их ненулевую массу [3]. Данные наблюдения говорят о том, что СМ — лишь часть более общей теории. Поиск ее проявлений, так называемой «новой физики», ведется двумя подходами: прямой заключается в детектировании рождения новых частиц, и косвенный — в анализе взаимодействий известных частиц на предмет отклонений от предсказаний СМ.

В настоящей работе используется косвенный подход: изучаются возможные аномальные взаимодействия трех нейтральных бозонов $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$, которые в СМ на древесном уровне запрещены, но могут возникать в теориях за пределами СМ. Для параметризации аномальных вкладов применяется формализм вершинной функции [4—6], который вводит набор безразмерных параметров h_i^V ($V = \gamma, Z$).

Для поиска аномальных взаимодействий нейтральных бозонов выбран процесс рождения Z -бозона с фотоном γ с последующим распадом $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Конечное состояние $\nu\bar{\nu}\gamma$ обладает рядом достоинств. Вероятность распада Z в нейтрино составляет $\approx 20\%$, что заметно выше, чем в заряженные лептоны (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ вместе дают $\approx 6.7\%$) [1]. Хотя адронный канал имеет большую вероятность ($\approx 70\%$), он сильно загрязнен фоном от многоструйных процессов, что существенно усложняет выделение сигнала.

В работе применен полный набор данных, набранных детектором АТЛАС во время второго сеанса работы БАК (2015–2018 гг.) при энергии pp -

столкновений $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Интегральная светимость составляет 140 фб^{-1} , что более чем втрое превышает объем данных, использованных в предыдущем измерении коллаборации АТЛАС [7].

Цель работы: поиск отклонений от Стандартной модели в процессе рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и разработка методики получения наиболее строгих ограничений на константы связи в формализме вершинной функции.

Для достижения цели решаются следующие **задачи**:

- 1) выполнить моделирование исследуемого процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ с использованием различных Монте-Карло генераторов;
- 2) оценить его интегральное и дифференциальные сечения на уровне истинных частиц, выполнить сравнение предсказаний в приближениях следующего за ведущим порядком квантовой хромодинамики (NLO QCD) и следующего за следующим за ведущим порядком квантовой хромодинамики (NNLO QCD) и следующего за ведущим порядком электрослабых взаимодействий (NLO EW), определить их статистические и систематические погрешности;
- 3) учесть наиболее значительные рассчитанные поправки и построить полную статистическую модель на основе метода максимального правдоподобия;
- 4) получить одномерные и двумерные ожидаемые и наблюдаемые пределы на коэффициенты h_3^V, h_4^V, h_5^V ;
- 5) проверить, не приводят ли значения коэффициентов, ограниченные полученными пределами, к нарушению унитарности S -матрицы.

1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В этой главе описывается конфигурация экспериментальной установки, используемая в 2015-2018 годах.

1.1 БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР

Ускорительный комплекс Европейской организации по ядерным исследованиям ЦЕРН представляет собой последовательность установок, каждая из которых увеличивает энергию пучка частиц по сравнению с предыдущей. Конечным звеном этой цепи является Большой адронный коллайдер (БАК) [8] — самый крупный ускоритель частиц в мире. БАК размещен в кольцевом тоннеле длиной 26.7 км, проложенном под землей на глубине от 45 до 170 м. БАК представляет собой кольцо из двух вакуумных труб, окруженных сверхпроводящими магнитами. Проектная энергия протон-протонных пучков в системе центра масс составляет $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

Пучок протонов, полученный путем ионизации газообразного водорода, разгоняют в линейном ускорителе до энергии 50 МэВ. Затем протоны инжектируют в промежуточный циклический ускоритель, который разгоняет полученный пучок до энергии 1 ГэВ. Последовательно инжектируя пучок в протонный синхротрон и протонный суперсинхротрон, энергию повышают до 25 ГэВ и 450 ГэВ соответственно. На финальной стадии пучки инжектируются в две вакуумные трубы БАК, по и против часовой стрелки, где они ускоряются до 6.5 ТэВ.

Управление пучками осуществляется системой сверхпроводящих магнитов. Основными типами являются 1232 главных дипольных магнита, работающих при 1.9 К и создающих магнитное поле 8.33 Тл для удержания протонов на орбите и 392 главных квадрупольных магнита, которые используют для фокусировки пучка.

Протоны циркулируют по кольцу БАК в виде сгустков. В проектных пара-

метрах каждый из двух встречных пучков состоит из 2808 сгустков, содержащих около 10^{11} протонов. Расстояние между сгустками во времени составляет 25 нс, что соответствует частоте 40 МГц. Однако в реальных условиях эксплуатации эти величины могут отличаться от проектных.

Пересечение пучков происходит в четырех участках кольца, где расположены основные детекторы частиц БАК — АТЛАС [9], ALICE [10], CMS [11] и LHCb [12]. Схема их расположения приведена на рисунке 1.1.

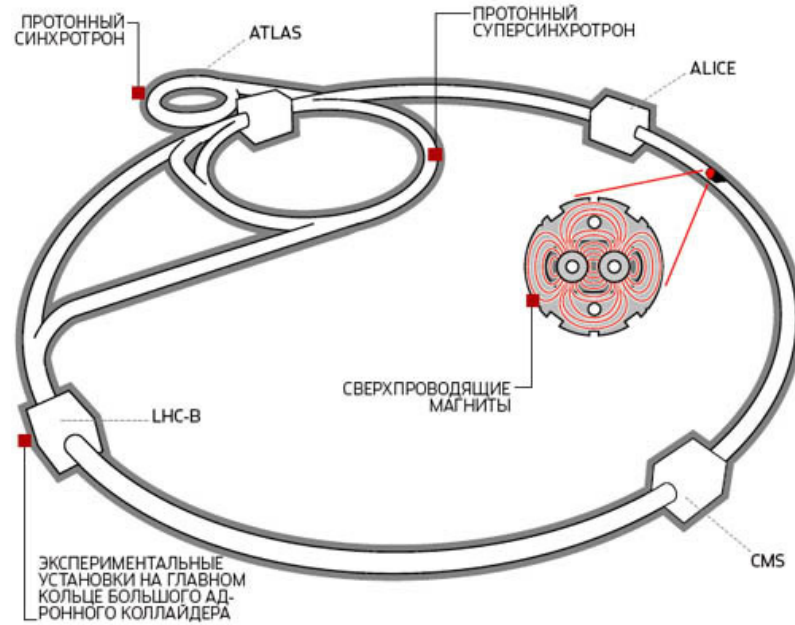


Рисунок 1.1 — Схема расположения основных детекторов частиц Большого адронного коллайдера и двух предускорителей

Светимость коллайдера является характеристикой его производительности. В простейшем случае лобового столкновения сгустков, когда плотность частиц в них подчиняется нормальному распределению, а поперечные размеры сгустка в области взаимодействия намного больше его продольной длины, мгновенная светимость для двух встречных пучков определяется следующим образом [8]:

$$L = \frac{N_1 N_2 f k}{4\pi \sigma_x \sigma_y}, \quad (1.1)$$

где N_1, N_2 — количество частиц в каждом сгустке, k и f — число сгустков и частота их столкновений, σ_x, σ_y — поперечные размеры сгустка в области взаимодействия.

Для анализа экспериментальных данных используется интегральная светимость — накопленное количество столкновений за все время эксперимента. Она

связана с числом событий и сечением взаимодействия соотношением [8]

$$\int L dt = \frac{N}{\sigma}, \quad (1.2)$$

где N — число наблюдаемых событий; σ — сечение исследуемого взаимодействия.

Первый запуск БАК произошел 10 сентября 2008 года. Последующая работа БАК разделена на многолетние сеансы набора данных, которые прерываются для модернизации и проверки ускорительной системы. Первый сеанс проводился с 2009 по 2013 год при пониженных энергиях, в системе центра масс, не превышающих $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Его основным результатом стало открытие бозона Хиггса [2]. Второй сеанс, позволивший более детально рассмотреть свойства частиц, длился с 2015 по 2018 год при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. 14 июня 2026 года завершился физический набор данных третьего сеанса с энергией двух пучков $\sqrt{s} = 13.6$ ТэВ. Общая интегральная светимость для детектора АТЛАС составила приблизительно 30 фб⁻¹ [13] и 140 фб⁻¹ [14] в первый и второй сеанс соответственно. Набранные детектором за третий сеанс данные соответствуют интегральной светимости более 300 фб⁻¹.

1.2 ДЕТЕКТОР АТЛАС

АТЛАС (от англ. A Toroidal LHC ApparatuS — «Тороидальный аппарат Большого адронного коллайдера») [9] представляет собой детектор частиц общего назначения на БАК. Среди детекторов для коллайдерных экспериментов он является самым крупным по объему в мире: цилиндрическая конструкция имеет длину 43 м, диаметр 22 м, массу 7000 т. Он размещен под землей на глубине 100 м. АТЛАС предназначен для регистрации продуктов протон-протонных столкновений при высоких значениях энергии и светимости. В число основных направлений исследований входят изучение свойств бозона Хиггса и топ-кварка, а также поиск частиц темной материи. АТЛАС включает следующие основные компоненты: внутренний детектор, электромагнитный и адронный калориметры, мюонный спектрометр и систему магнитов. Описанию этих компонентов посвящены последующие разделы. Схематический вид детектора АТЛАС изображен на рисунке 1.2.

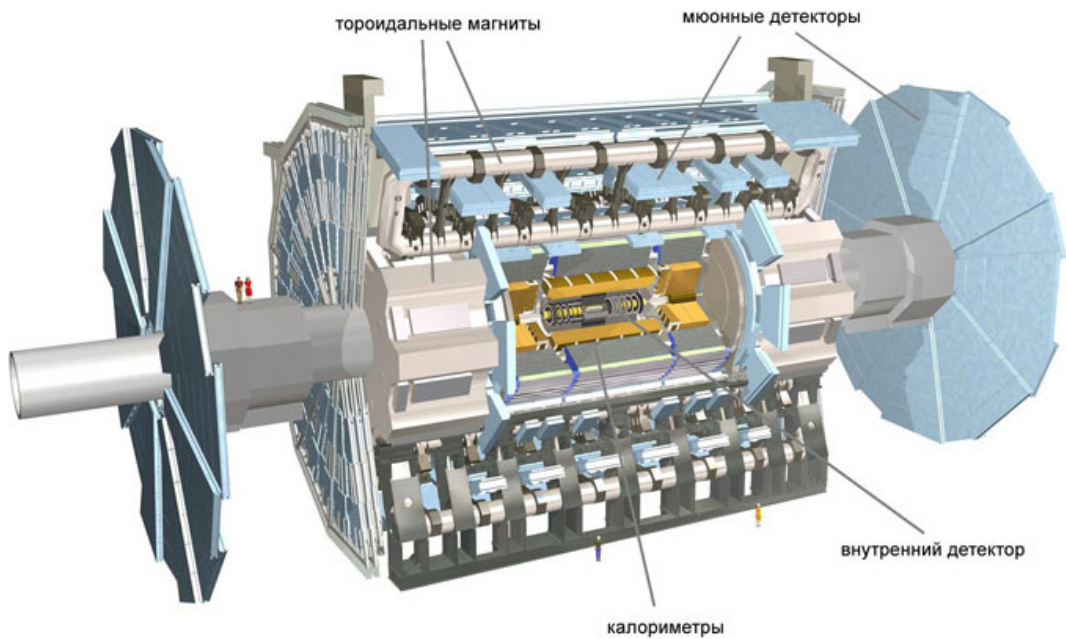


Рисунок 1.2 — Схема детектора АТЛАС в разрезе

1.2.1 СПЕЦИАЛЬНАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ И КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

В эксперименте АТЛАС для описания пространственного положения и импульсов частиц, рождающихся в протон-протонных столкновениях, применяется специальная система координат. Начало системы совпадает с точкой взаимодействия пучков и центром детектора. Положительное направление оси z соответствует движению пучка, циркулирующего в ускорителе против часовой стрелки. Ось x ориентирована горизонтально от точки взаимодействия к центру кольца БАК, ось y направляется вертикально вверх. Плоскость xy является поперечной по отношению к оси пучка.

Для описания направления движения частицы вводятся два угла. Полярный угол θ — это угол между вектором импульса частицы и положительным направлением оси z . Он принимает значения от 0 до π , где $\theta = 0$ соответствует движению вдоль положительного направления оси z , а $\theta = \pi$ — вдоль отрицательного. Азимутальный угол ϕ измеряется в поперечной плоскости xy от оси x ; его область значений $[0, 2\pi)$, причем при $\theta = \pi/2$ значение $\phi = 0$ соответствует движению вдоль положительной оси x , а $\phi = \pi/2$ — вдоль положительной оси y .

В физике высоких энергий вместо полярного угла θ принято использовать

переменную, называемую псевдобыстротой и определяемую соотношением

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (1.3)$$

Псевдобыстрота обладает свойством инвариантности разности $\Delta\eta$ между двумя частицами, рожденными в одном столкновении, относительно преобразований Лоренца вдоль оси пучка, то есть не зависит от движения наблюдателя вдоль z . Распределение событий по η является более равномерным по сравнению с распределением по θ . Угловое расстояние между двумя частицами в пространстве псевдобыстрота-азимутальный угол определяется как

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (1.4)$$

Поперечный импульс p_T и поперечная энергия E_T вычисляются по формулам

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (1.5)$$

$$E_T = E \sin \theta. \quad (1.6)$$

Эти величины инвариантны относительно преобразований Лоренца вдоль оси z . Для безмассовых частиц, например фотонов, выполняется равенство $E_T = p_T$.

Закон сохранения импульса в поперечной плоскости требует, чтобы векторная сумма поперечных импульсов всех частиц, родившихся в столкновении, была равна нулю. Если в детекторе регистрируются не все продукты взаимодействия — наблюдается нарушение баланса. Количественно это нарушение описывается недостающим поперечным импульсом $\vec{p}_T^{\text{miss}} = \{p_x^{\text{miss}}, p_y^{\text{miss}}\}$. Его можно найти, измерив компоненты импульса p_x и p_y конечных частиц. Модуль этого вектора называется недостающей поперечной энергией $E_T^{\text{miss}} = |\vec{p}_T^{\text{miss}}|$. Наличие ненулевого E_T^{miss} служит экспериментальным признаком рождения частиц, не взаимодействующих с веществом детектора, например нейтрино.

1.2.2 ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР И ЦЕНТРАЛЬНЫЙ СОЛЕНОИД

Внутренний детектор эксперимента АТЛАС [15] представляет собой трекингую систему, расположенную на расстоянии 3.3 см от оси протонных пучков и первой регистрирующую заряженные частицы, рождающиеся при столкновениях. Детектор имеет компактные размеры: диаметр 2.1 м, длина 6.2 м. В его состав входят три подсистемы: пиксельный детектор, полупроводниковый трековый детектор и трековый детектор переходного излучения.

Пиксельный детектор является самым внутренним и наиболее гранулярным элементом. Он состоит из четырех цилиндрических слоев, содержащих более 92 млн кремниевых пикселей. Размер пикселя внутреннего слоя составляет 50×250 мкм², в трех внешних слоях — 50×400 мкм². Пиксели объединены в модули, к которым непосредственно подключена считывающая электроника. В центральной цилиндрической части установлено 1736 модулей, в каждой из двух торцевых частей — по 288 модулей. Общая площадь чувствительной области достигает 1.9 м². Пространственное разрешение составляет 10 мкм в поперечной плоскости $r - \phi$ для всех слоев, вдоль оси пучков z — 60 мкм для внутреннего слоя и 115 мкм для внешних. Такая точность позволяет определять вершину взаимодействия и начальный импульс частиц.

Пиксельный детектор окружает еще один полупроводниковый трековый детектор, выполненный на основе микроstriпов, также предназначенный для восстановления траекторий заряженных частиц. Он содержит 4088 модулей, объединяющих 6 млн микроstriпов. Точность измерения координаты в поперечной плоскости $r - \phi$ составляет 17 мкм. В центральной цилиндрической части этого детектора расположены четыре слоя модулей, в каждой торцевой части по 9 дисков с аналогичными модулями. Общая площадь кремниевых сенсоров равна 60 м².

Трековый детектор переходного излучения является внешней подсистемой внутреннего детектора. Он состоит приблизительно из 350 тысяч тонкостенных дрейфовых трубок диаметром 4 мм. В центре каждой трубки натянута позолоченная вольфрамовая проволока толщиной 30 мкм. Между стенкой трубки, которая является катодом, и анодной проволокой поддерживается напряжение порядка нескольких киловольт. Заряженные частицы проходя через трубки, заполненные газовой смесью, ионизируют ее, что приводит к возникновению электрического

сигнала. Трубки чередуются с полипропиленовыми слоями-радиаторами, в которых при пролете заряженной частицы генерируется переходное излучение (ПИ). ПИ возникает при пересечении заряженной частицей границы сред, диэлектрические проницаемости которых различны. Поглощаясь в газе, фотоны ПИ дают дополнительный сигнал, который отсекается высоким порогом дискриминации 6 кэВ, тогда как ионизационные потери регистрируют по низкому порогу 300 эВ. Эффект ПИ позволяет разделять электроны и пионы. В центральной цилиндрической части трубки длиной 144 см сгруппированы в 96 модулей, образующих три слоя. На торцах установлено 40 дисков, содержащих около 250 тыс. трубок длиной 39 см. Данный детектор добавляет к каждому треку в среднем 30 двумерных измерений в области $|\eta| < 2.0$. Точность измерения координаты в поперечной плоскости $r - \phi$ составляет 0.13 мм.

Вокруг внутреннего трекового детектора расположен центральный соленоид — сверхпроводящий магнит. Его длина составляет 5.8 м, диаметр — 2.56 м, толщина — 4.5 см при массе магнита более 5 т. Сверхпроводящий кабель из ниобия и титана общей длиной 9 км интегрирован в алюминиевые пластины, которые обеспечивают необходимую механическую жесткость конструкции. При токе 7.73 кА соленоид создает аксиальное магнитное поле с индукцией 2 Тл. Малая толщина и невысокая плотность материала соленоида практически не искажают траекторию заряженных частиц. Измерение кривизны треков позволяет определить отношение импульса к заряду в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$.

1.2.3 КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Назначением калориметрической системы является измерение энергии частиц путем полного их поглощения. Калориметры должны надежно удерживать электромагнитные и адронные ливни и ограничивать проникновение частиц в мюонную систему. Электромагнитный и адронный калориметры [9] расположены вокруг центрального соленоида. Они выполнены по гетерогенной схеме, то есть в них чередуются слои поглотителя и активного детектирующего вещества. Поглотитель — это материал, в котором частица инициирует электромагнитный или адронный ливень вторичных частиц. Слои поглотителя выполнены в виде структуры «аккордеон», что позволяет исключить беспрепятственный пролет частиц. При взаимодействии с детектирующим веществом заряженные частицы

ионизируют его, создавая электрический сигнал.

Ближайший к внутреннему детектору калориметр — электромагнитный. Его длина составляет 6.4 м, а толщина 53 см. В цилиндрической области поглотителем служит свинец, а активным веществом является жидкий аргон. Поддержание аргона в жидком состоянии достигается охлаждением его до -184°C . На торцах электромагнитные модули имеют толщину 0.632 м и радиус 2.077 м.

Внешнюю часть калориметрической системы образует адронный калориметр. Он состоит из трех модулей: центральный модуль имеет длину 5.6 м, два расширенных модуля — 2.6 м. Поглощающим материалом является сталь, а детектирующим материалом — около 420 тыс. сцинтилляционных плиток. При прохождении заряженных частиц сцинтилляторы генерируют вспышки света, которые преобразуются в электрический ток. На торцах адронные модули представляют два колеса толщиной 0.8 м и 1.0 м с радиусом 2.09 м. В этих модулях поглотителем является медь, детектирующим веществом — жидкий аргон.

Внутри колес помещен передний калориметр, имеющий три модуля радиусом 0.455 м и толщиной 0.450 м каждый. Первый модуль является электромагнитным калориметром и в качестве поглотителя использована медь, последующие — адронные, поглотителем является вольфрам. Активной средой во всех модулях остается жидкий аргон.

1.2.4 МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР И ТОРОИДАЛЬНЫЕ МАГНИТЫ

Мюонный спектрометр [9] предназначен для идентификации и измерения импульсов мюонов, энергии которых достаточно для преодоления калориметрической системы. Спектрометр является внешним слоем детектора АТЛАС, восстанавливающим траектории мюонов в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$. Он включает четыре типа детекторных систем: тонко-зазорные камеры (TGC), резистивные пластинчатые камеры (RPC), мониторируемые дрейфовые трубки (MDT), катодные стриповые камеры (CSC). Первые два типа относятся к триггерным системам.

Мониторируемые дрейфовые трубки представляют собой алюминиевые трубки диаметром 30 мм и длиной от 0.85 до 6.5 м, заполненные газовой смесью. При прохождении мюона через трубку происходит ионизация газа. Образовавшиеся электроны дрейфуют к центральной проволоке, индуцируя электрический

сигнал. Данные детекторы регистрируют координаты мюона с разрешением около 83 мкм [16]. Общее количество алюминиевых трубок превышает 354 тыс. Они уложены в несколько слоев и образуют 1171 камеру для точного восстановления траекторий мюонов. В области $2.0 < |\eta| < 2.7$ координаты измеряются катодными стриповыми камерами (CSC), которые обеспечивают устойчивость к высоким нагрузкам.

Триггерные детекторы с малым временем отклика (RPC и TGC) служат для быстрого формирования сигналов, поступающих в систему триггера первого уровня. В центральной области детектора ($|\eta| < 1.05$) размещены резистивные пластинчатые камеры (RPC): это две параллельные пластиковые пластины, между которыми создается разность электрических потенциалов, а объем заполняется газом. RPC имеют 380 000 каналов считывания и работают при напряженности поля 5000 В/мм. В торцевых областях ($1.05 < |\eta| < 2.4$) установлены тонкозазорные камеры (TGC), в которых между двумя катодными пластинами натянуты параллельные проволоки диаметром 50 мкм, служащие анодами; пространство между пластинами заполнено газом. TGC насчитывают 440 000 каналов. В обоих типах камер регистрация мюонов основана на ионизации газа и последующем формировании электрического сигнала.

Для измерения импульса и знака заряда мюонов используется тороидальная магнитная система [9], окружающая мюонный спектрометр. Магниты выполнены из сверхпроводящих катушек, которые создают магнитное поле напряженностью до 4 Тл. Для этого их охлаждают до температуры около 4.7 К. Система включает три тороида: один центральный и два торцевых. Центральный тороид имеет длину 25.3 м, внешний диаметр 20.1 м, состоит из восьми отдельных катушек, содержит более 56 км сверхпроводящего провода (на основе алюминия, ниобия-титана и меди) и имеет массу около 830 т. Рабочий ток, протекающий по катушкам, составляет 20.5 кА. Каждый торцевой тороид имеет длину 5.0 м, внешний диаметр 10.7 м, также состоит из восьми катушек. Масса каждого торцевого тороида — 240 т, длина сверхпроводящего провода — 13 км.

1.2.5 СИСТЕМА ТРИГГЕРОВ И ОТБОР ДАННЫХ

Регистрация данных в эксперименте АТЛАС осуществляется с помощью двухуровневой системы триггеров [17], предназначенной для отбора событий,

представляющих физический интерес, в условиях высокой интенсивности столкновений. Частота пересечений протонных пучков составляет 40 МГц. Детектор регистрирует до 1.7 млрд столкновений протонов в секунду. Суммарный поток данных превышает 60 миллионов мегабайт в секунду, что делает необходимым применение эффективной системы отбора.

Первый уровень триггера реализован аппаратно на базе электроники. Решение о сохранении события данным триггером принимается менее чем за 2.5 мкс. В течение этого времени данные события хранятся в буферах памяти. В результате частота событий, передаваемых на следующий уровень, снижается до величины менее 100 кГц. Кроме того, триггер первого уровня обеспечивает идентификацию областей интереса — областей детектора с признаками высокоэнергетичной частицы. Это ускоряет последующую обработку данных.

Второй уровень — триггер высокого уровня, реализованный программно на основе вычислительной сети из примерно 40 тысяч процессорных ядер. Время анализа одного события составляет порядка 200 мкс. В рамках модернизации к третьему сеансу набора данных программный код был переработан для многопоточного режима, что позволило сократить потребление оперативной памяти на поток с 1.5 ГБ до менее чем 200 МБ.

Алгоритмы реконструкции включают как детальный анализ в пределах областей интереса, так и сканирование всех областей детектора для регистрации адронных струй и измерения недостающей поперечной энергии. Для идентификации электронов, τ -лептонов, предварительного отбора адронных струй, образованных b -кварками и реконструкции недостающей поперечной энергии применяются методы машинного обучения.

В итоге триггер второго уровня отбирает около 1000 событий в секунду и передает их в систему хранения данных для последующего автономного анализа.

2 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

2.1 СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Стандартная модель (СМ) является наиболее точной и проверенной теорией элементарных частиц [1], описывающей три фундаментальных взаимодействия: электромагнитное, слабое и сильное.

В основе СМ лежит неабелева теория полей Янга–Миллса с калибровочной группой $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Квантовая хромодинамика (КХД) — теория сильных взаимодействий — основана на калибровочной группе $SU(3)_C$, где индекс C означает цветовой заряд. Теория Вайнберга–Салама–Глэшоу, объединяющая электромагнитное и слабое взаимодействия, строится на основе калибровочной группы $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Индекс L указывает, что $SU(2)_L$ действует только на левые фермионы, а Y обозначает гиперзаряд. При низких энергиях симметрия спонтанно нарушается до классической электродинамики $U(1)_{\text{эм}}$, в результате чего $W^\pm$ и Z -бозоны, а также фермионы приобретают массу, фотон остается безмассовым.

2.1.1 КАЛИБРОВОЧНЫЙ СЕКТОР

Группа $U(1)_Y$ имеет один генератор $Y/2$. Этот генератор эрмитов и коммутирует сам с собой, поэтому группа абелева. Ей соответствует одно калибровочное поле B_μ с константой связи g' .

В группе $SU(2)_L$ имеются три генератора $\sigma_i/2$, где σ_i ($i = 1, 2, 3$) — матрицы Паули. Они эрмитовы, бесследны и удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$\left[\frac{\sigma_i}{2}, \frac{\sigma_j}{2} \right] = i\epsilon_{ijk} \frac{\sigma_k}{2}, \quad (2.1)$$

где ϵ_{ijk} — антисимметричный тензор Леви-Чивиты. Поскольку генераторы не коммутируют, $SU(2)_L$ является неабелевой группой. Каждому генератору соот-

ветствует калибровочное поле W_μ^i с константой связи g .

Генераторами $SU(3)_C$ служат матрицы $\lambda_i/2$, где λ_i ($i = 1, \dots, 8$) — матрицы Гелл-Манна. Они также эрмитовы, бесследны и удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$\left[\frac{\lambda_i}{2}, \frac{\lambda_j}{2} \right] = i f_{ijk} \frac{\lambda_k}{2}, \quad (2.2)$$

где f_{ijk} — структурные константы группы $SU(3)$, антисимметричны и отличны от нуля. Ненулевые коммутаторы указывают на то, что $SU(3)_C$ также является неабелевой группой. Восьми генераторам соответствуют восемь глюонных полей G_μ^i с константой связи g_s .

Тензоры напряженностей полей имеют вид [18]:

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k, \quad (2.3)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.4)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.5)$$

После спонтанного нарушения симметрии физическими бозонами электро-слабого сектора являются $W^\pm$, Z и фотон [18]:

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp i W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad Z_\mu = \frac{g W_\mu^3 - g' B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A_\mu = \frac{g' W_\mu^3 + g B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.6)$$

Лагранжиан калибровочных полей имеет вид [18]:

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}. \quad (2.7)$$

Здесь первые два члена относятся к электрослабому сектору, третий — к сильно-му. Лагранжиан описывает кинетическую энергию калибровочных полей, а для неабелевых групп $SU(2)_L$ и $SU(3)_C$ также их самовзаимодействия.

2.1.2 ФЕРМИОННЫЙ СЕКТОР

Материя представлена тремя поколениями фермионов. Левые поля образуют дублеты по $SU(2)_L$, правые — синглеты. Для одного поколения имеем:

$$q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \ell_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad u_R, d_R, e_R,$$

где q_L — левый дублет кварков, ℓ_L — левый дублет лептонов; u_R, d_R — правые верхние и нижние кварки, e_R — правый заряженный лептон. Правые нейтрино ν_R в минимальной модели отсутствуют.

Фермионный лагранжиан содержит только кинетические члены с ковариантными производными [18]:

$$\mathcal{L}_f = \sum_{\text{поколения}} \left(\bar{q}_L i \not{D} q_L + \bar{\ell}_L i \not{D} \ell_L + \bar{u}_R i \not{D} u_R + \bar{d}_R i \not{D} d_R + \bar{e}_R i \not{D} e_R \right), \quad (2.8)$$

где $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$, а γ^μ — матрицы Дирака. Массовые члены запрещены из-за киральности, т.е. из-за того, что левые и правые поля преобразуются по-разному относительно $SU(2)_L$. Для каждого поля ковариантная производная D_μ записывается следующим образом.

$$D_\mu q_L = \left(\partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + ig' Y B_\mu \right) q_L, \quad (2.9)$$

$$D_\mu \ell_L = \left(\partial_\mu + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + ig' Y B_\mu \right) \ell_L, \quad (2.10)$$

$$D_\mu u_R = \left(\partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + ig' Y B_\mu \right) u_R, \quad (2.11)$$

$$D_\mu d_R = \left(\partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + ig' Y B_\mu \right) d_R, \quad (2.12)$$

$$D_\mu e_R = (\partial_\mu + ig' Y B_\mu) e_R. \quad (2.13)$$

Здесь σ^i — матрицы Паули, λ^a — матрицы Гелл-Манна, g_s, g, g' — константы связи, соответствующие калибровочным группам $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ и $U(1)_Y$ соответственно.

2.1.3 МЕХАНИЗМ ХИГГСА

Для генерации масс калибровочных бозонов $W^\pm$, Z и фермионов в теорию вводится комплексный скалярный дублет с потенциалом [19]:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \mu^2 > 0, \lambda > 0, \quad (2.14)$$

где μ^2 и λ — параметры теории. При $\mu^2 > 0$ потенциал имеет форму «мексиканской шляпы» (рис. 2.1). Он достигает минимума не при $\phi = 0$, а на окружности ненулевых значений поля, что приводит к спонтанному нарушению электрослабой симметрии. Вакуумное среднее поля Хиггса определяется из условия минимума:

$$\langle \phi^\dagger \phi \rangle = \frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}, \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \approx 246 \text{ ГэВ}. \quad (2.15)$$

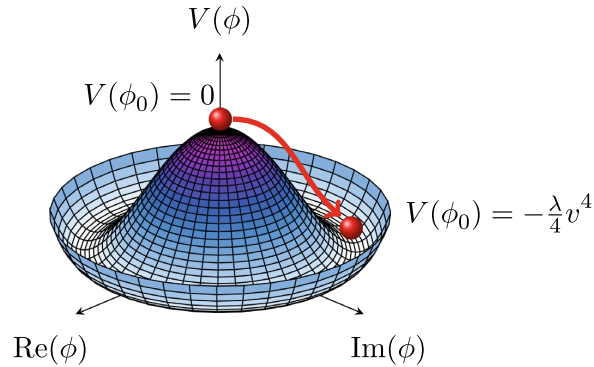


Рисунок 2.1 — Схематическое изображение потенциала Хиггса. Вакуумное среднее v соответствует минимуму на окружности

Выбирая унитарную калибровку, поле ϕ можно записать в виде

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

где v — вакуумное среднее поля Хиггса, а $h(x)$ — физическое скалярное поле Хиггса. Кинетический член для поля ϕ имеет вид $(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi$, где D_μ — ковариантная производная, включающая взаимодействие с калибровочными полями W_μ^i

и B_μ групп $SU(2)_L$ и $U(1)_Y$:

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + ig' Y B_\mu \right) \phi, \quad (2.17)$$

здесь σ^i — матрицы Паули, g и g' — константы связи.

После подстановки вакуумного среднего v в кинетический член возникают квадратичные по калибровочным полям слагаемые, которые интерпретируются как массовые члены для $W^\pm$ и Z -бозонов:

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2} v}{2} = \frac{m_W}{\cos \theta_W}, \quad (2.18)$$

где θ_W — угол Вайнберга. Фотон A_μ остается безмассовым, поскольку комбинация полей, соответствующая электромагнетизму, не взаимодействует с вакуумным средним. Масса бозона Хиггса выражается через параметры потенциала:

$$m_h = \sqrt{2\mu^2} = \sqrt{2\lambda} v, \quad (2.19)$$

и экспериментально равна 125 ГэВ.

Лагранжиан хиггсовского сектора записывается как [18; 19]

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.20)$$

2.1.4 ЮКАВСКИЙ СЕКТОР

Массы фермионов возникают благодаря юкавским связям с дублетом Хиггса. Для трех поколений лагранжиан Юкавы имеет вид [18; 19]

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{m,n=1}^3 \left(\Gamma_{mn}^e \bar{L}_L^m \phi e_R^n + \Gamma_{mn}^d \bar{Q}_L^m \phi d_R^n + \Gamma_{mn}^u \bar{\phi} u_R^n \right) + \text{h.c.}, \quad (2.21)$$

где $\tilde{\phi} = i\sigma^2 \phi^\dagger$, а $\Gamma^u, \Gamma^d, \Gamma^e$ — матрицы юкавских констант связи. Индексы m, n нумеруют поколения.

После нарушения симметрии, когда $\phi^0 \rightarrow (v+h)/\sqrt{2}$, появляются массовые

матрицы:

$$M^u = \Gamma^u \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad M^d = \Gamma^d \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad M^e = \Gamma^e \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.22)$$

Диагонализация массовых матриц приводит к массовым собственным состояниям кварков и лептонов. Несовпадение базисов для u - и d -кварков порождает матрицу смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, а в лептонном секторе (при наличии правых нейтрино) возникает матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты.

2.1.5 ЛАГРАНЖИАН СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Полный лагранжиан СМ, инвариантный относительно $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ может быть записан в развернутой форме [18—21]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{СМ}} = & -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \\ & + i\bar{L}_L^n \not{D} L_L^n + i\bar{e}_R^n \not{D} e_R^n + i\bar{Q}_L^n \not{D} Q_L^n + i\bar{u}_R^n \not{D} u_R^n + i\bar{d}_R^n \not{D} d_R^n + \\ & + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) + \mu^2 |\phi|^2 - \lambda |\phi|^4 - \\ & - \left(\Gamma_{mn}^e \bar{L}_L^m \phi e_R^n + \Gamma_{mn}^d \bar{Q}_L^m \phi d_R^n + \Gamma_{mn}^u \tilde{\phi} u_R^n + \text{h.c.} \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

или в компактном виде

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_Y, \quad (2.24)$$

где $\mathcal{L}_G$ описывает свободные калибровочные поля и их самовзаимодействия, $\mathcal{L}_\psi$ описывает свободные фермионы и их взаимодействия с калибровочными бозонами, $\mathcal{L}_\phi$ — свободный бозон Хиггса, его взаимодействие с калибровочными бозонами и их массы, а $\mathcal{L}_Y$ — взаимодействие фермионов с бозоном Хиггса и массы фермионов.

2.1.6 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Фундаментальные частицы СМ можно разделить на две большие группы: бозоны и фермионы. Бозонами называют частицы с целым значением спина. К ним относятся фотон, глюон, W -бозон, Z -бозон и бозон Хиггса. Фермионами на-

зываются частицы с полуцелыми значениями спина. К фермионам СМ относятся лептоны и шесть кварков u, d, s, c, b, t . Лептонами являются электрон e^- , мюон μ , τ -лептон и три нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Лептоны и кварки предполагаются бесструктурными (фундаментальными) частицами. Кварки, в отличие от лептонов, участвуют в сильных взаимодействиях, являются составными частями адронов и в свободном виде не наблюдаются. На рис. 2.2 приведена классификация фундаментальных частиц СМ.

	I поколение	II поколение	III поколение	
Лептоны	Электрон e^- $m = 0.511 \text{ МэВ}$ $Q = -1, s = \frac{1}{2}$	Мюон μ^- $m = 105.7 \text{ МэВ}$ $Q = -1, s = \frac{1}{2}$	Тау-лептон τ^- $m = 1777 \text{ МэВ}$ $Q = -1, s = \frac{1}{2}$	Фотон γ $m = 0$ $Q = 0, s = 1$
	Электронное нейтрино ν_e $m < 0.8 \text{ эВ}$ $Q = 0, s = \frac{1}{2}$	Мюонное нейтрино ν_μ $m < 0.19 \text{ МэВ}$ $Q = 0, s = \frac{1}{2}$	Тау-нейтрино ν_τ $m < 18.2 \text{ МэВ}$ $Q = 0, s = \frac{1}{2}$	Глюон g $m = 0$ $Q = 0, s = 1$
				W-бозон $W^\pm$ $m = 80.37 \text{ ГэВ}$ $Q = \pm 1, s = 1$
Кварки	Верхний u $m = 2.16 \text{ МэВ}$ $Q = +\frac{2}{3}, s = \frac{1}{2}$	Очарованный c $m = 1.27 \text{ ГэВ}$ $Q = +\frac{2}{3}, s = \frac{1}{2}$	Истинный t $m = 172.7 \text{ ГэВ}$ $Q = +\frac{2}{3}, s = \frac{1}{2}$	Z-бозон Z^0 $m = 91.19 \text{ ГэВ}$ $Q = 0, s = 1$
	Нижний d $m = 4.7 \text{ МэВ}$ $Q = -\frac{1}{3}, s = \frac{1}{2}$	Странный s $m = 93.5 \text{ МэВ}$ $Q = -\frac{1}{3}, s = \frac{1}{2}$	Прелестный b $m = 4.18 \text{ ГэВ}$ $Q = -\frac{1}{3}, s = \frac{1}{2}$	Скалярный бозон Бозон Хиггса H^0 $m = 125.2 \text{ ГэВ}$ $Q = 0, s = 0$

Рисунок 2.2 — Классификация элементарных частиц

Более подробная классификация элементарных частиц строится на квантовых числах. Три из них связывает формула Гелл-Манна–Нишиджимы [21]:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.25)$$

где Q — электрический заряд, T_3 — проекция слабого изоспина, которая сохраняется в электрослабых взаимодействиях в силу симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Электрон, мюон и τ -лептон имеют заряд $Q = -1$, нейтрино электрически нейтральны. Кварки u, c, t имеют заряд $+2/3$, а d, s, b — заряд $-1/3$ (в единицах элементарного заряда $e > 0$). Согласно квантовой теории поля каждой частице соответствует

античастица. Частица и античастица имеют одинаковые массу, спин, время жизни (следствие CPT -теоремы), но противоположные знаки зарядов. Истинно нейтральные частицы (фотон, Z -бозон, бозон Хиггса) являются сами себе античастицами.

2.2 ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

При рассмотрении модельно-независимого подхода к аномальным взаимодействиям необходимо учитывать ряд фундаментальных принципов: теория должна воспроизводить СМ в соответствующем пределе; расширение должно быть достаточно общим, чтобы охватить любую физику за пределами СМ; должны соблюдаться калибровочная симметрия $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ и Лоренц-инвариантность; расширенная теория должна удовлетворять аксиомам унитарности и аналитичности S -матрицы.

В конце 1970-х годов были предложены два концептуальных подхода для описания возможных проявлений «новой физики»: эффективная теория поля (ЭТП) [22; 23] и формализм вершинной функции (ФВФ) [24–26]. Первый подход основан на добавлении в лагранжиан операторов высокой размерности, построенных из полей СМ и сохраняющих ее калибровочные симметрии. Один оператор обычно описывает множество различных аномальных вершин, что затрудняет выделение конкретного взаимодействия. Вторым подход непосредственно параметризует отдельную трехбозонную вершину. В современных работах уделяется внимание согласованию ФВФ с операторами в рамках ЭТП [5; 27].

2.2.1 ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

В ЭТП любое расширение СМ может быть параметризовано эффективным лагранжианом

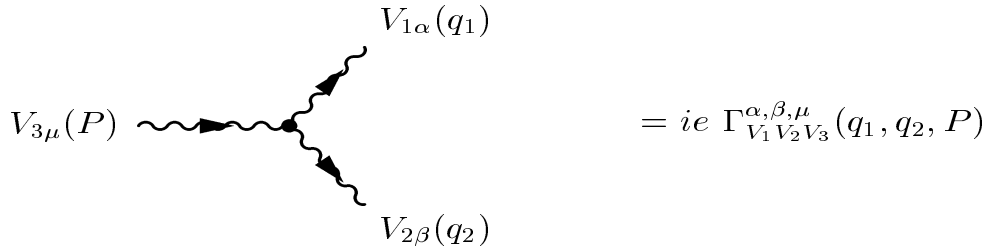
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{СМ}} + \sum_{d>4} \sum_j \frac{c_j}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_j^d, \quad (2.26)$$

где $\mathcal{O}_j^d$ — оператор размерности d , построенный из полей СМ, Λ — масштаб новой физики, c_j — коэффициенты Вильсона. В пределе $\Lambda \rightarrow \infty$ эффективный лагранжиан сводится к СМ. При энергиях много ниже Λ доминируют операторы наименьшей размерности [6].

Важно отметить, что нейтральные тройные калибровочные связи впервые возникают только на уровне операторов размерности $d = 8$ [5]. Операторы размерности 6 не дают вклада в вершины $ZZ\gamma$, $Z\gamma\gamma$ и ZZZ .

2.2.2 ФОРМАЛИЗМ ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ

В данной работе основное внимание уделяется формализму вершинной функции, который позволяет исследовать конкретные вершины взаимодействий. Наиболее общее правило Фейнмана для вершины взаимодействия трех калибровочных бозонов $V_1 V_2 V_3$ показано на рисунке 2.3.



$$V_{3\mu}(P) \text{ --- } V_{1\alpha}(q_1) \text{ and } V_{2\beta}(q_2) = ie \Gamma_{V_1 V_2 V_3}^{\alpha, \beta, \mu}(q_1, q_2, P)$$

Рисунок 2.3 — Диаграмма Фейнмана для общей вершины $V_1 V_2 V_3$

Вершинная функция взаимодействия трех векторных бозонов Z, γ, V , где V — γ или Z , имеет следующий вид [4; 5; 27]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = & \frac{i(P^2 - m_V^2)}{m_Z^2} \left\{ h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \right. \\ & + \frac{h_2^V}{m_Z^2} P^\alpha [(P q_2) g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta] - \left(h_3^V + h_5^V \frac{P^2}{m_Z^2} \right) \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^V}{m_Z^2} P^\alpha \epsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{1\sigma} + \\ & \left. + \frac{h_6^V}{m_Z^2} P^2 [q_2^\alpha g^{\mu\beta} - q_2^\mu g^{\alpha\beta}] \right\}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

где q_1, q_2, P — импульсы Z, γ и V ; V — фотон или Z -бозон, находящийся вне массовой поверхности, в то время как два других бозона находятся на массовой поверхности; $\epsilon^{\mu\beta\rho\sigma}$ — символ Леви-Чивиты (антисимметричный псевдотензор); $g^{\alpha\beta}$ — метрический тензор; h_i^V — параметры тройной вершины ($i = \overline{1, 6}$), m_Z —

масса Z -бозона. До сих пор величина коэффициентов h_i^V неизвестна. Величины h_i^V — параметры взаимодействия, коэффициенты связи — являются безразмерными. Члены с параметрами h_1^V, h_2^V, h_6^V нарушают CP -инвариантность, тогда как члены с h_3^V, h_4^V, h_5^V сохраняют ее. Дополнительный множитель i введен для того, чтобы связанный с ним эффективный лагранжиан «новой физики» был эрмитовым; его знак является условностью [4].

В традиционной версии ФВФ [4] использовались только $h_1^V, h_2^V, h_3^V, h_4^V$. Однако для правильного согласования с операторами размерности 8 в ЭТП требуется введение дополнительных коэффициентов h_5^V и h_6^V [27].

Подход с использованием вершинных функций является аналогом лагранжева подхода в импульсном пространстве. Аномальная добавка к эффективному лагранжиану имеет следующий вид [4; 5; 27]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \frac{e}{m_Z^2} \Bigg\{ & - [h_1^\gamma \partial^\sigma A_{\sigma\mu} + h_1^Z \partial^\sigma Z_{\sigma\mu}] Z_\beta A^{\mu\beta} - \\ & - \left[\frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho A_{\rho\mu} + \frac{h_2^Z}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta (\partial^2 + m_Z^2) Z_\mu \right] Z^\alpha A^{\mu\beta} - \\ & - [h_3^\gamma \partial_\sigma A^{\sigma\rho} + h_3^Z \partial_\sigma Z^{\sigma\rho}] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} + \\ & + \left[\frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} \partial^2 \partial^\sigma A^{\rho\alpha} + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} (\partial^2 + m_Z^2) \partial^\sigma A^{\rho\alpha} \right] Z_\sigma \tilde{A}_{\rho\alpha} - \\ & - \left[\frac{h_5^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_5^Z}{m_Z^2} (\partial^2 + m_Z^2) \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} - \\ & - \left[\frac{h_6^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_6^Z}{m_Z^2} (\partial^2 + m_Z^2) \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha A_{\rho\alpha} \Bigg\}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

где $\tilde{A}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} A^{\rho\sigma}$ с $A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, и аналогично для тензора напряженности поля Z -бозона.

Формализм вершинной функции может приводить к недопустимому росту амплитуд с энергией. Это приводит к нарушению унитарности S -матрицы, если значения коэффициентов связи h_i^V не удовлетворяют определенным ограничениям, которые будут рассмотрены в разделе 2.2.3.

2.2.3 УНИТАРНОСТЬ S -МАТРИЦЫ И КЛИППИНГ

S -матрица, задающая амплитуды вероятности перехода квантовой системы из начального состояния в далеком прошлом ($t \rightarrow -\infty$) в конечное состояние в далеком будущем ($t \rightarrow \infty$), обладает свойством унитарности:

$$SS^\dagger = S^\dagger S = 1, \quad (2.29)$$

то есть сумма вероятностей перехода из начального состояния во все возможные конечные состояния равна единице. Для выделения части S -матрицы, отвечающей взаимодействию, вводится инвариантная амплитуда $\mathcal{T}$ [19]:

$$S = 1 + i\mathcal{T}. \quad (2.30)$$

В данной работе [28] были получены амплитуды для четырех коэффициентов связи при различных комбинациях спиральностей λ_Z и λ_γ :

$$h_4^\gamma : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = -\frac{\sqrt{2}Qe^2}{8m_Z^5} \sqrt{\hat{s}}(\hat{s} - m_Z^2)^2 (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (2.31)$$

$$h_5^\gamma : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}Qe^2}{4m_Z^5} \hat{s}^{3/2} (\hat{s} - m_Z^2) (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (2.32)$$

$$h_5^\gamma : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}} \begin{pmatrix} -- & -+ \\ +- & ++ \end{pmatrix} = \frac{Qe^2}{2m_Z^4} \hat{s}(\hat{s} - m_Z^2) \sin\theta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

$$h_4^Z : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}(T_3 - Qs_W^2)e^2}{8c_W s_W m_Z^2} \hat{s}^{1/2} (\hat{s} - m^2)^2 (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (2.34)$$

$$h_5^Z : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}(T_3 - Qs_W^2)e^2}{4c_W s_W m_Z^2} \hat{s}^{3/2} (\hat{s} - m^2) (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (2.35)$$

$$h_5^Z : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}} \begin{pmatrix} -- & -+ \\ +- & ++ \end{pmatrix} = \frac{(T_3 - Qs_W^2)e^2}{2m_Z^4 s_W c_W} \hat{s}(\hat{s} - m_Z^2) \sin\theta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Здесь s_f и $s_{\bar{f}}$ — спиральность начального фермиона и антифермиона; e — элементарный электрический заряд; Q — электрический заряд начального фермиона (в единицах e); m_Z — масса Z -бозона; $\sqrt{\hat{s}}$ — энергия в системе центра масс исходных частиц; θ — угол рассеяния в системе центра масс между направлением

начального фермиона и направлением вылета фотона; $(s_W, c_W) = (\sin\theta_W, \cos\theta_W)$ — синус и косинус угла Вайнберга; $T_3 = \pm 1/2$ — проекция изоспина для левых фермионов, $T_3 = 0$ — для правых фермионов.

Из оптической теоремы [19], которая следует из унитарности S -матрицы, и разложения амплитуды по парциальным волнам выводятся ограничения на парциальные амплитуды [5; 29]: $|\operatorname{Re} a_J| \leq 1/2$ и $|a_J| < 1/2$. Для процесса $f\bar{f} \rightarrow Z\gamma$ в ультрарелятивистском пределе ненулевой вклад дает только волна $J = 1$. Подставляя амплитуды 2.31–2.36 в парциальную амплитуду a_J и требуя выполнения ограничений, приходим к следующим границам унитарности на коэффициенты h_4^V и h_5^V :

$$|h_4^Z| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_4^\gamma| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}, \quad (2.37)$$

$$|h_5^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_5^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}. \quad (2.38)$$

Границы унитарности для коэффициентов h_3^V и h_1^V получены в работе [27]:

$$|h_{3,1}^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{3/2}}, \quad |h_{3,1}^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{3/2}}. \quad (2.39)$$

Здесь $v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2} \approx 246$ ГэВ — вакуумное среднее поля Хиггса (G_F — константа Ферми). Значения коэффициентов h_i^V , не удовлетворяющие условиям 2.37, 2.38, 2.39, приводят к нарушению унитарности. Чтобы при получении пределов на эти коэффициенты не учитывались заведомо нефизические области параметров, применяется метод клиппинга. Клиппинг заключается в том, что аномальный вклад в сечение выключается при энергиях выше некоторой границы:

$$\sqrt{\hat{s}} > E_{\text{clip}}. \quad (2.40)$$

Здесь E_{clip} называется энергией клиппинга. Для получения результатов выбирают несколько значений E_{clip} и для каждого находят пределы. При $E_{\text{clip}} = \infty$ результатом окажутся пределы, нарушающие унитарность, а при $E_{\text{clip}} = 0$ пределы поставить невозможно. В данном анализе $\sqrt{\hat{s}}$ — инвариантная масса системы ней-

трино, антинейтрино и фотона: $\sqrt{\hat{s}} = m_{\nu\bar{\nu}\gamma}$. Тогда условие 2.40 принимает вид:

$$m_{\nu\bar{\nu}\gamma} > E_{\text{clip}}. \quad (2.41)$$

Стоит отметить, что в процедуре восстановления унитарности предсказания Стандартной модели и экспериментальные данные остаются неизменными.

3 ПРОЦЕСС РОЖДЕНИЯ $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ И МЕТОДЫ ЕГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1 ИССЛЕДУЕМЫЙ ПРОЦЕСС

В настоящей работе исследуется процесс рождения $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ в протон-протонных столкновениях на Большом адронном коллайдере [7]. Подобные исследования применяются для проверки электрослабого сектора Стандартной модели, а также для поиска проявлений «новой физики», например, аномальных взаимодействий Z -бозонов с фотонами.

Конечное состояние $\nu\bar{\nu}\gamma$ в рамках СМ может быть получено при рождении фотона и Z -бозона с последующим распадом Z -бозона на нейтрино. Этот процесс иллюстрируется диаграммой Фейнмана в низшем порядке теории возмущений, представленной на рисунке 3.1 (а). Пример диаграммы Фейнмана, содержащей аномальное трехбозонное взаимодействие калибровочных бозонов Z и γ , приведен на рисунке 3.1 (б). Такое взаимодействие запрещено в СМ, однако может возникать в теориях, расширяющих Стандартную модель.

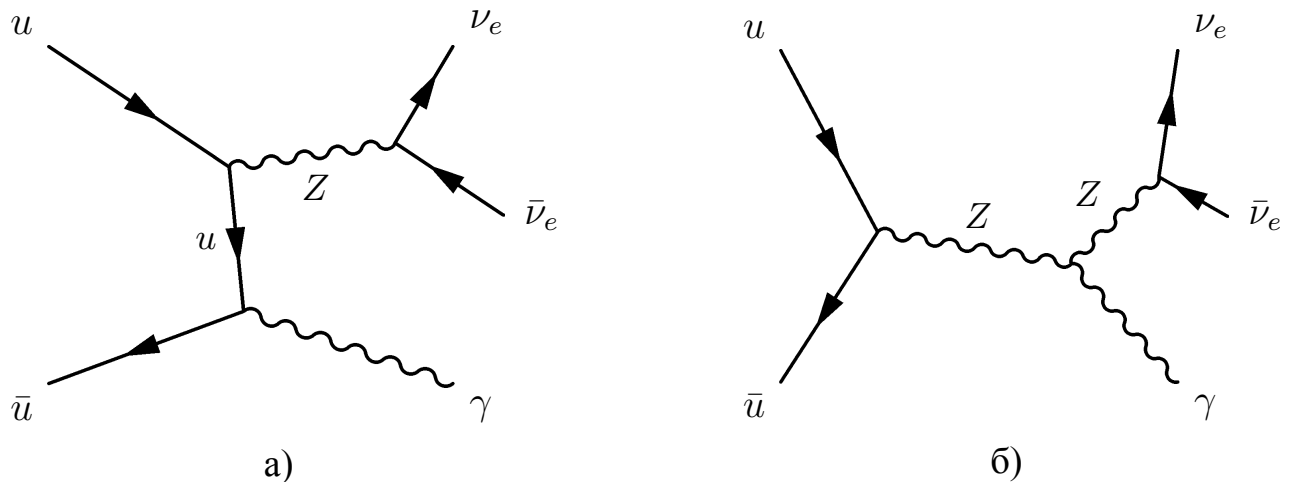


Рисунок 3.1 — Диаграммы Фейнмана рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$: (а) в рамках СМ; (б) за пределами СМ — включает в себя аномальную вершину $ZZ\gamma$

Изучение процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ обладает рядом преимуществ по сравнению с каналами распада Z -бозона на адроны или заряженные лептоны. С одной стороны, канал с адронами в конечном состоянии характеризуется значительным многоструйным фоном, что снижает чувствительность к аномальным взаимодействиям. С другой стороны, высокая вероятность распада Z -бозона в нейтрино (по сравнению с распадом на заряженные лептоны) позволяет исследовать рождение $Z\gamma$ в области больших поперечных энергий фотона E_T^γ , где чувствительность данного процесса к бозонным взаимодействиям возрастает [7].

Фоновые процессы в данном исследовании характеризуются конечным состоянием, содержащим фотон и недостающий поперечный импульс, подобно сигнальному процессу $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$. Основными источниками фона являются:

- $W\gamma$ — рождение W -бозона с фотоном и распад W на нейтрино и заряженный лептон. Чтобы имитировать сигнал, в котором нет заряженных частиц, лептон не должен детектироваться. Это возможно, если лептон оказывается за пределами чувствительной области детектора. Если рождается τ -лептон, распадающийся на электрон или мюон, то они могут иметь энергию ниже порога регистрации.
- $t\bar{t}\gamma$ — фон, в котором W -бозон, образованный при распаде одного или двух t -кварков, распадается по каналу, описанному в предыдущем пункте;
- $\gamma + \text{jet}$ — рождение фотона совместно со струями, при котором значительная величина недостающего поперечного импульса E_T^{miss} возникает вследствие ограниченного разрешения калориметра при измерении энергии струй;
- $Z(\nu\bar{\nu})j$ — рождение Z -бозона в нейтринном канале в ассоциации со струями, при этом струя ошибочно идентифицируется как фотон ($\text{jet} \rightarrow \gamma$);
- $W(e\nu)$, t , $t\bar{t}$ — фоны, связанные с ошибочной идентификацией электрона как фотона ($e \rightarrow \gamma$). В данном случае в результате распада t -кварка рождается W -бозон, который распадается на $e\nu$;
- $W(\tau\nu)$ — фон, в котором τ -лептон распадается на адроны, и адронная струя ошибочно идентифицируется как фотон ($\text{jet} \rightarrow \gamma$);
- $Z(l\bar{l}) + \gamma$ — рождение фотона и Z -бозона, при котором Z распадается на лептоны, которые могут не детектироваться: их энергия может оказаться ниже порога регистрации, они могут вылететь в узкий конус к оси пучка или пройти вне чувствительного объема детектора.

3.2 ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

3.2.1 МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ

Генераторы событий на основе метода Монте-Карло (МК) являются основным инструментом для получения теоретических предсказаний в физике высоких энергий. Они позволяют последовательно моделировать процессы адронизации и развитие партонного ливня. Моделирование осуществляется в три этапа.

Первый этап — партонный уровень — заключается в вычислении квадрата модуля амплитуды рассеяния и генерации событий в соответствии с полученным распределением вероятностей. В зависимости от требуемой точности расчет может выполняться в ведущем порядке (LO), следующем за ведущим (NLO) или следующим за следующим за ведущим (NNLO) по константе связи. В данной работе основным генератором партонного уровня является MadGraph5_aMC@NLO [30], поскольку он предоставляет возможность генерировать процессы с индивидуальными порядками по каждому параметру взаимодействия, т.е. реализовать метод декомпозиции. В работе также применяются результаты моделирования в генераторах Sherpa [31; 32] и Powheg Box [33], которые позволяют вычислять партонный уровень в квантовой хромодинамике (QCD) с точностью NLO и NNLO соответственно. Для учета электрослабых поправок (EWK) на уровне NLO используется генератор MoCaNLO [34].

Второй этап — уровень адронизации — включает моделирование развития партонного ливня и процессов адронизации. Партонный ливень описывает последовательное расщепление родительского партона на несколько дочерних, а адронизация — превращение образовавшихся цветных частиц в адроны. Основным генератором, используемым на данном этапе, является Pythia8 [35] и Herwig [36]. События, полученные после этого этапа, называют событиями истинного уровня («truth level»). Кроме того, встроенными средствами для моделирования ливня и адронизации обладает и генератор Sherpa.

Третий этап — уровень реконструкции — заключается в моделировании отклика детектора. Для этого применяются генератор Delphes3 [37], обеспечивающий быструю и приближенную реконструкцию, а также Geant4 [38], позволяющий выполнить полную симуляцию детектора АТЛАС.

3.2.2 ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Обработка данных в работе выполняется с использованием пакета ROOT [39]. ROOT представляет собой набор объектно-ориентированных библиотек и программ для анализа данных, написанных на языке C++. Пакет включает средства для статистического исследования данных, а также обладает возможностями разработки и графического представления результатов.

Для построения параметрической модели, описывающей возможные отклонения от Стандартной модели, использовались различные программы, основанные на библиотеках RooFit [40], RooStats [41], HistFactory [42]. Данный подход позволяет учитывать линейные и квадратичные вклады по коэффициентам связи в рамках рассматриваемого формализма, а также устанавливать одномерные и двумерные ограничения на параметры. Функционал дает возможность включать в анализ большое количество теоретических и экспериментальных неопределенностей. При этом погрешности могут быть применены выборочно к предсказаниям СМ, к линейным членам, к квадратичным членам или ко всем компонентам одновременно. Становится возможным отдельно учитывать статистические и систематические неопределенности каждого фонового процесса.

4 СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

В работе используются две модели: упрощенная и полная. В упрощенной статистической модели систематическая погрешность принята равной 10%, что является типичным значением для подобных исследований [7]. В данной модели используемые наборы событий для сигнального процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и для процесса рождения $W(l\nu)\gamma$, вносящего наибольший вклад в фон, получены в версии Sherpa 2.2.2. Упрощенная модель используется для различных проверок.

Полная статистическая модель включает в себя всю информацию о сигнальном и фоновых процессах, о всех статистических и систематических погрешностях. Она используется для получения окончательных результатов. В полной модели используются наборы событий процессов рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $W(l\nu)\gamma$, полученные в более новой версии Sherpa 2.2.11. Аномальные вклады получены в генераторе MadGraph5_aMC@NLO 2.9.9. Используемые в данной работе наборы событий для других фоновых процессов [7] смоделированы в следующих генераторах:

- MadGraph5_aMC@NLO 2.6.2: процесс рождения $Z(\nu\bar{\nu})j$
- MadGraph5_aMC@NLO 2.3.3: процесс рождения $t\bar{t}\gamma$,
- Sherpa 2.2.11: процесс рождения $W(\tau\nu)$;
- Sherpa 2.2.1: процессы рождения $W(e\nu)$, $Z(\nu\bar{\nu})$, $Z(e\bar{e})$;
- Sherpa 2.2.2: процесс рождения $Z(\ell\bar{\ell})\gamma$;
- Sherpa 2.1: рождение фотона совместно со струями (γ +jet);
- Powheg Box v2: процессы рождения одиночного t -кварка и $t\bar{t}$.

Обе статистические модели используют полную симуляцию детектора АТЛАС, выполненную с помощью пакета Geant4. В расчетах применяется интегральная светимость данных, набранных во втором сеансе работы АТЛАС (2015–2018 гг.), которая составляет 140 фб^{-1} . Детальное описание построения полной статистической модели приведено в следующих разделах.

4.1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

4.1.1 ПОГРЕШНОСТИ, СВЯЗАННЫЕ С ПАРТОННЫМИ ФУНКЦИЯМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И КОНСТАНТОЙ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Следуя рекомендациям группы PDF4LHC [43], для набора партонных функций распределения (Parton Distribution Functions, PDF) NNPDF3.0 NLO учитываются внутренние неопределенности PDF и константы сильного взаимодействия α_s . Для оценки внутренней неопределенности партонной функции распределения используется ансамбль из 100 вариаций PDF. Каждая вариация дает число событий X_i . Неопределенность вычисляется следующим образом:

- 1) Вычисляются X_i для всех $i = 1 \dots 100$ вариаций.
- 2) Отрицательные значения заменяются нулями: если $X_i < 0$, то $X_i = 0$.
- 3) Значения упорядочиваются по возрастанию: $X^1 \leq X^2 \leq \dots \leq X^{99} \leq X^{100}$.
- 4) Неопределенность на уровне достоверности 68% вычисляется по формуле:

$$\delta^{\text{PDF}} X = \frac{X^{84} - X^{16}}{2}. \quad (4.1)$$

Неопределенность от альтернативных наборов PDF оценивается путем вычисления выходов событий с использованием альтернативного набора MSHT20 [44] для процессов рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD и $W\gamma$ QCD, а также набора MMHT2014 [45] для остальных процессов. За неопределенность принимается наибольшее отклонение от номинального выхода.

Для оценки неопределенности константы сильного взаимодействия α_s используются дополнительные наборы PDF с верхним и нижним значениями α_s относительно центральной величины, рекомендованной PDG [1]. Неопределенность $\delta^{\alpha_s} X$ вычисляется аналогичным образом, после чего полная неопределенность, обусловленная совместным влиянием PDF и α_s , определяется квадратичным суммированием:

$$\delta^{\text{PDF}+\alpha_s} X = \sqrt{(\delta^{\text{PDF}} X)^2 + (\delta^{\alpha_s} X)^2}. \quad (4.2)$$

4.1.2 ПОГРЕШНОСТИ ОТ ВАРИАЦИИ МАСШТАБОВ РЕНОРМАЛИЗАЦИИ И ФАКТОРИЗАЦИИ

Систематическая неопределенность, обусловленная неучтенными поправками высших порядков теории возмущений, оценивается путем вариации масштаба ренормализации μ_R и масштаба факторизации μ_F оценивается по схеме семиточечной вариации относительно номинального значения μ_0 :

$$(\mu_R, \mu_F) \in \{(2, 2), (2, 1), (1, 2), (1, 1), (1, 1/2), (1/2, 1), (1/2, 1/2)\} \cdot \mu_0. \quad (4.3)$$

В качестве систематической неопределенности принималось максимальное отклонение числа событий от номинального значения, полученного при $\mu_R = \mu_F = \mu_0$.

4.1.3 ПОГРЕШНОСТИ ОТ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Погрешность моделирования оценивается как разница между альтернативным и номинальным выходами событий:

$$\delta^{\text{модель}} X = |X^{\text{альтерн.}} - X^{\text{номинал.}}|.$$

Для процессов рождения $Z\gamma$ QCD и $W\gamma$ QCD оценена неопределенность, связанная с моделированием матричных элементов и партонного ливня. Номинальным является моделирование с использованием Sherpa 2.2.11 Альтернативные наборы событий получены с помощью MadGraph5_aMC@NLO+Pythia 8. Для процессов рождения $Z\gamma$ EWK и $t\bar{t}\gamma$ оценивается неопределенность, связанная с выбором модели партонного ливня. Номинальные наборы событий получены с помощью MadGraph5_aMC@NLO + Pythia 8. В качестве альтернативы используется MadGraph5_aMC@NLO+Herwig 7.13. Из-за малого вклада процессов рождения $W\gamma$ EWK и $Z(\ell\ell)\gamma$ их неопределенности моделирования не учитываются.

4.2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ

Полная интегральная светимость данных второго сеанса работы АТЛАС (2015–2018 г.) определена с погрешностью 0.83% [14]. Первичные измерения про-

ведены с помощью детектора LUCID-2 [46], а дополнительные — с использованием внутреннего детектора и калориметров.

Эффективность однофотонного триггера `HLT_g140_loose` измерена в зависимости от калиброванного поперечного импульса p_T лидирующего фотона. Для всех отобранных в данном анализе фотонов эффективность триггера составляет не менее 98.5%, поэтому можно считать, что эффективность триггера равна 100% со систематической неопределенностью 1.5%.

Другими основными экспериментальными источниками систематических погрешностей являются:

- погрешности энергетических шкал и разрешений электронов, фотонов и адронных струй, поперечной недостающей энергии;
- погрешности шкалы импульса и разрешения мюонов;
- погрешности масштабирующих коэффициентов, корректирующих в моделировании эффективности реконструкции, идентификации и изоляции электронов, мюонов, фотонов, тау-лептонов и эффективностей подавления адронных струй от наложенных взаимодействий протон-протонных взаимодействий;
- погрешность, связанная с наложением нескольких протон-протонных взаимодействий (pile-up).

Систематические погрешности рассматриваются как функции поперечного импульса фотона. Некоторые из них имеют нелинейную зависимость и изменяют форму распределения. Другие имеют линейную зависимость, не меняют форму распределения и рассматриваются как нормировка.

Отдельно учитываются систематические погрешности определения фонов, оцененных по данным. К ним относятся неопределенности, связанные с ошибочной идентификацией электронов ($e \rightarrow \gamma$) и струй ($jet \rightarrow \gamma$) как фотонов.

4.3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИГНАЛЬНОЙ И КОНТРОЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Сигнальная область (СО) определяется критериями отбора, соответствующими конечному состоянию $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$. Критерии отбора приведены в таблице 4.1, где N_γ , N_μ , N_e , N_τ , N_{jet} — количество фотонов, мюонов и электронов, τ -лептонов,

адронных струй соответственно; j_1 — лидирующая струя; $E_T^{\text{miss}} \text{ significance}^1$ — значимость, отделяющая события с верной величиной потерянной поперечной энергии от событий с неверно определенной величиной в результате неполной реконструкции адронных струй; ph_z_point — значение координаты z фотона при пересечении его трека с осью z по отношению к установленной главной вершине; E_T^{cone20} , p_T^{cone20} — энергосодержание в калориметре и суммарный поперечный импульс в треке внутри конуса раствором $\Delta R = 0.2$ соответственно, здесь трек фотона является осью конуса.

Таблица 4.1 — Критерии отбора событий для сигнального процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, применяемые на уровне реконструкции

$N_\gamma = 1$ $ \text{ph_z_point} < 250 \text{ мм}$ $p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$ $(N_\mu + N_e + N_\tau) = 0$ $E_T^{\text{miss}} > 130 \text{ ГэВ}$ $E_T^{\text{miss}} \text{ significance} > 11$ $(E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma) < 0, \quad p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$ $\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.6, \quad \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.3$
Инклюзивный случай: $N_{\text{jet}} \geq 0$ Эксклюзивный случай: $N_{\text{jet}} = 0$

Контрольная область $W\gamma$ (КО) определяется теми же отборами, что и СО, но с инверсией лептонного вето: требуется хотя бы один заряженный лептон ($N_\mu + N_e \geq 1$). А для определения КО γj инвертируется значимость потерянной поперечной энергии $E_T^{\text{miss}} \text{ significance} < 11$.

4.4 ФУНКЦИЯ МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОПОДОБИЯ

В модели предусмотрены два свободных нормировочных коэффициента: $\mu_{W\gamma}$ — применяется к фоновым процессам рождения $W(\ell\nu)\gamma$ и $t\bar{t}\gamma$; $\mu_{\gamma j}$ — применяется к фону $\gamma + jet$. Функция правдоподобия для процедуры фитирования в

¹ $E_T^{\text{miss}} \text{ significance}$ определяется как $S^2 = \frac{|\vec{E}_T^{\text{miss}}|^2}{\sigma_L^2(1-\rho_{LT}^2)}$, где σ_L — продольная компонента разрешения детектора ($\sigma_L^2 = \sigma_{L,\text{hard}}^2 + \sigma_{L,\text{soft}}^2$), ρ_{LT} — коэффициент корреляции между продольным и поперечным направлениями.

контрольных областях имеет вид:

$$\mathcal{L}(\mu_{W\gamma}, \mu_{\gamma j}, \theta) = \prod_r \left[\prod_i^{\text{bins} \in r} \text{Pois}(N_i^{\text{data}} | \nu_i^b(\mu_{W\gamma}, \mu_{\gamma j}, \theta)) \right] \cdot \prod_k^{\text{nuis. par.}} \mathcal{L}(\theta_k), \quad (4.4)$$

где N_i^{data} — наблюдаемое число событий в бине i ; ν_i^b — ожидаемое число фоновых событий, зависящее от нормировочных коэффициентов и подстроечных параметров θ ; $\mathcal{L}(\theta_k)$ — функции правдоподобия, отражающие ограничения на θ_k . Все параметры определяются совместно в процедуре фитирования, описанной в следующем разделе.

4.5 ФИТИРОВАНИЕ В КОНТРОЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ

При фитировании в контрольных областях $W\gamma$ и γj сигнальная область исключается из рассмотрения. Цель данного этапа — оценить нормировочные коэффициенты фоновых процессов: $\mu_{W\gamma}$ для процессов рождения $W\gamma$ и $t\bar{t}\gamma$, а также $\mu_{\gamma j}$ для фона $\gamma + jet$. Полученные значения коэффициентов нормализации фона составляют: $\mu_{W\gamma} = 1.10 \pm 0.19$, $\mu_{\gamma j} = 0.80 \pm 0.18$, где неопределенность включает как статистическую, так и систематическую составляющие. Кроме того, в ходе этого этапа определяются значения подстроечных параметров. Их полученные значения и погрешности приведены на рисунке 4.1.

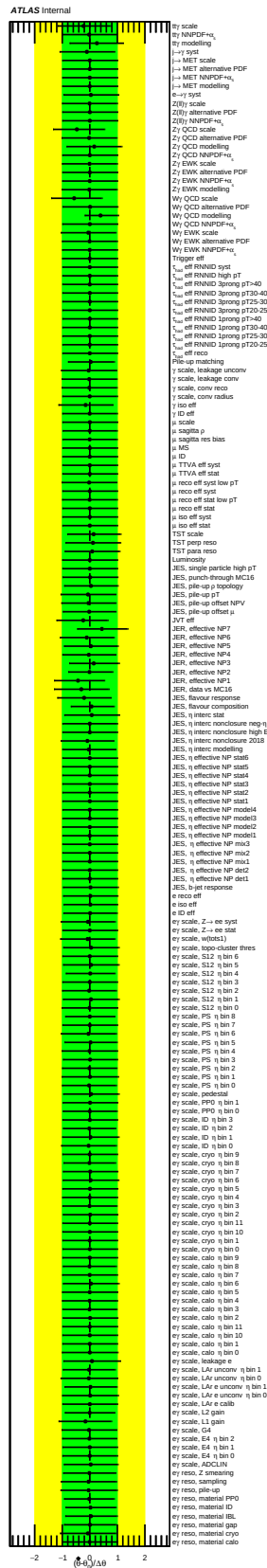


Рисунок 4.1 — Значения и погрешности подстроечных параметров, полученные в результате фита в контрольных областях

5 ОЦЕНКА ТЕОРЕТИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ

Перед началом поиска аномальных взаимодействий в процессе рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ необходимо убедиться в корректности его моделирования в рамках Стандартной модели. В данном анализе в качестве основного генератора событий используется Sherpa 2.2.11, в котором процесс рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ моделируется в приближении следующего за ведущим порядком NLO теории возмущений с учетом партонных ливней NLO(QCD)+PS.

Для оценки влияния перехода к следующему за следующим ведущему порядку NNLO предсказания Sherpa 2.2.11 сравниваются с результатами моделирования Powheg Box, который реализует точность NNLO(QCD)+PS. Кроме того, для оценки эффекта от обновления версии генератора привлекаются данные предыдущей версии Sherpa 2.2.2, использовавшейся в более раннем исследовании [7].

Интегральное и дифференциальные сечения рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ получены на истинном уровне. На данном уровне использовались критерии отбора событий, приведенные в таблице 5.1.

Таблица 5.1 — Критерии отбора событий для моделирования процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ на истинном уровне

Фотоны	$N_\gamma = 1, E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}, \eta < 2.37$
Струи	$ \eta < 4.5, p_T > 50 \text{ ГэВ}, \Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
Нейтрино	$E_T^{\text{miss}} > 130 \text{ ГэВ}$

Для оценки теоретических сечений в данном случае рассматривалась систематическая неопределенность оценивается путем вариации масштаба ренормализации μ_R и масштаба факторизации μ_F . Согласно предыдущим исследованиям [47—51], именно эта вариация вносит доминирующий вклад в неопределенность для подобных процессов. Вклад от вариации партонных функций распределения (PDF) и константы связи α_s существенно меньше. Поскольку оценка этой относительно небольшой неопределенности требует значительных вычис-

лительных ресурсов, в данной работе она не проводится.

Статистическая погрешность моделирования вычислена методом взвешенных сумм [52] по формуле:

$$\Delta\sigma = \sqrt{\sum_i w_i^2}, \quad (5.1)$$

где w_i — веса отдельных событий.

5.1 ОЦЕНКА ИНТЕГРАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Интегральное сечение вычисляется как сумма весов событий в сигнальной области, определенной в 5.1:

$$\sigma = \sum_i w_i. \quad (5.2)$$

Полученный результат следует разделить на общее число смоделированных событий. Результат оценки интегрального сечения процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, смоделированного в Powheg Box на уровне NNLO(QCD)+PS, составляет:

$$109.2 \pm 0.5 \text{ (стат.)} \pm 6.2 \text{ (сист.) фб.} \quad (5.3)$$

Для сравнения, на уровне NLO(QCD)+PS в Sherpa 2.2.2 и Sherpa 2.2.11 получены значения 117.2 фб и 104.9 фб соответственно. Полученные значения интегрального сечения от Powheg Box и Sherpa 2.2.11 совпадают в пределах статистических и систематических погрешностей. Это указывает на то, что переход к следующему порядку теории возмущений не приводит к значимому изменению предсказаний, и моделирование с использованием Sherpa 2.2.11 является достаточно точным для дальнейшего анализа.

5.2 ОЦЕНКА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Дифференциальные сечения процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ определены как функции следующих восьми кинематических переменных: поперечный импульс фотона E_T^γ , недостающая поперечная энергия E_T^{miss} , число струй N_{jets} , псевдобыстрота фотона η_γ , поперечные импульсы лидирующей и сублидирующей струй $p_T^{j_1}$, $p_T^{j_2}$, азимутальный угол между лидирующей и сублидирующей струями

$|\Delta\phi(j_1, j_2)|$ и азимутальный угол между Z -бозоном и лидирующей струей $|\Delta\phi(Z, j)|$. Дифференциальное сечение по переменной x в i -м бине вычисляется как сумма весов событий, попадающих в этот бин, деленная на ширину бина:

$$\frac{d\sigma}{dx_i} = \frac{1}{\Delta x_i} \sum_{j \in \text{bin } i} w_j, \quad (5.4)$$

где Δx_i — ширина i -го бина, w_j — вес j -го события, нормированный таким образом, что сумма весов по всем событиям дает полное сечение процесса. Полученные дифференциальные сечения представлены на рисунках 5.1 и 5.2.

В данной работе используется схема разбиения на бины, обеспечивающая приблизительно равномерное их заполнение. Если это невозможно, в каждом бине набирается статистика, достаточная для контроля погрешностей. Учтены статистическая и систематическая погрешности. На верхних панелях рисунков 5.1 и 5.2 приведены оцененные дифференциальные сечения процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, полученные с помощью трех генераторов: Sherpa 2.2.2 и 2.2.11 (NLO(QCD)+PS), Powheg Box (NNLO(QCD)+PS). На нижних панелях показано отношение предсказаний генератора Powheg Box к предсказаниям Sherpa 2.2.11.

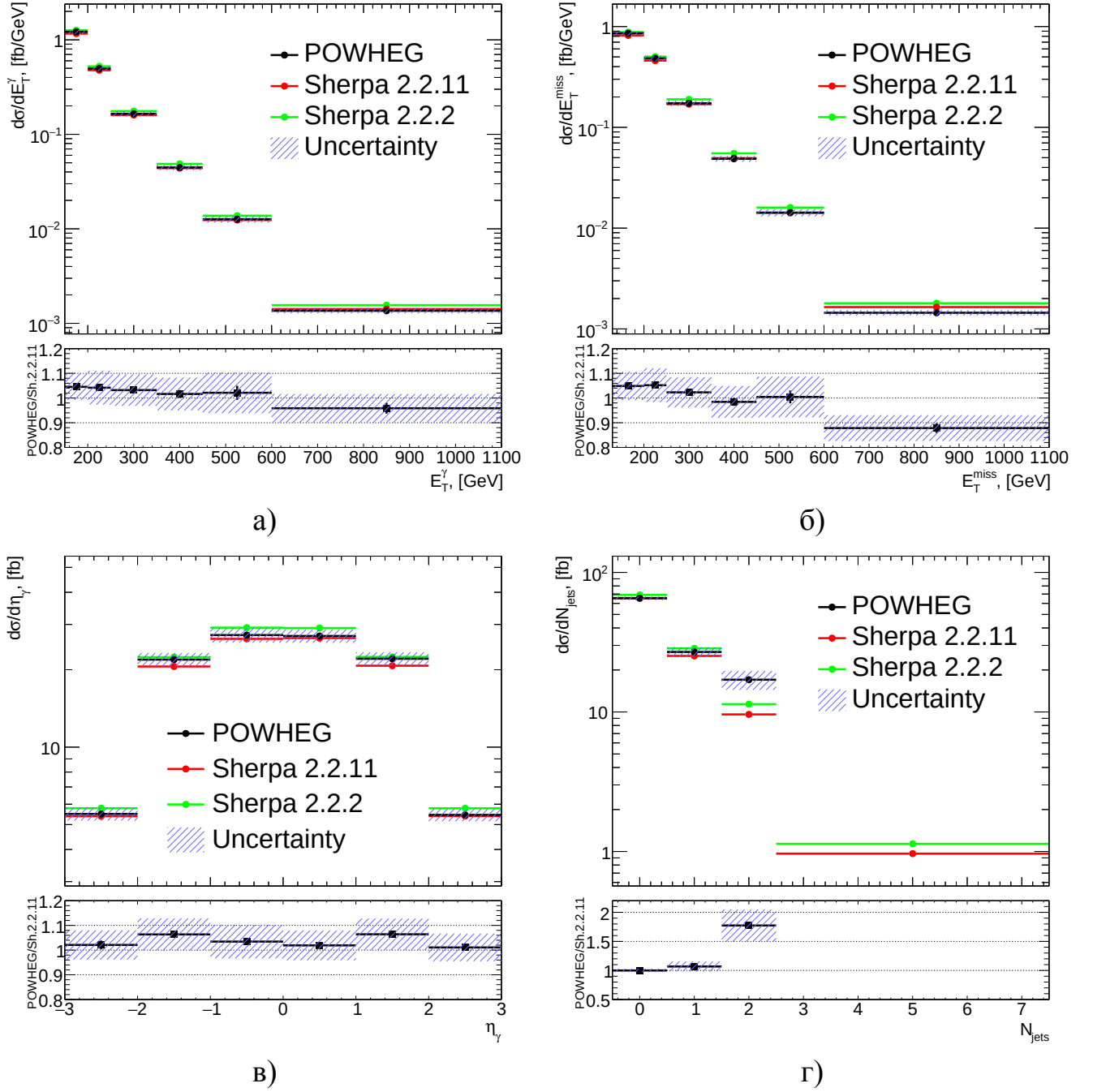


Рисунок 5.1 — На верхних графиках приведены дифференциальные сечения процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ по переменным: а) поперечный импульс фотона, б) недостающая поперечная энергия, в) псевдобыстрота фотона, г) число струй. На нижних — отношения предсказаний Powheg Box к Sherpa 2.2.11. Учтены статистические и систематические погрешности

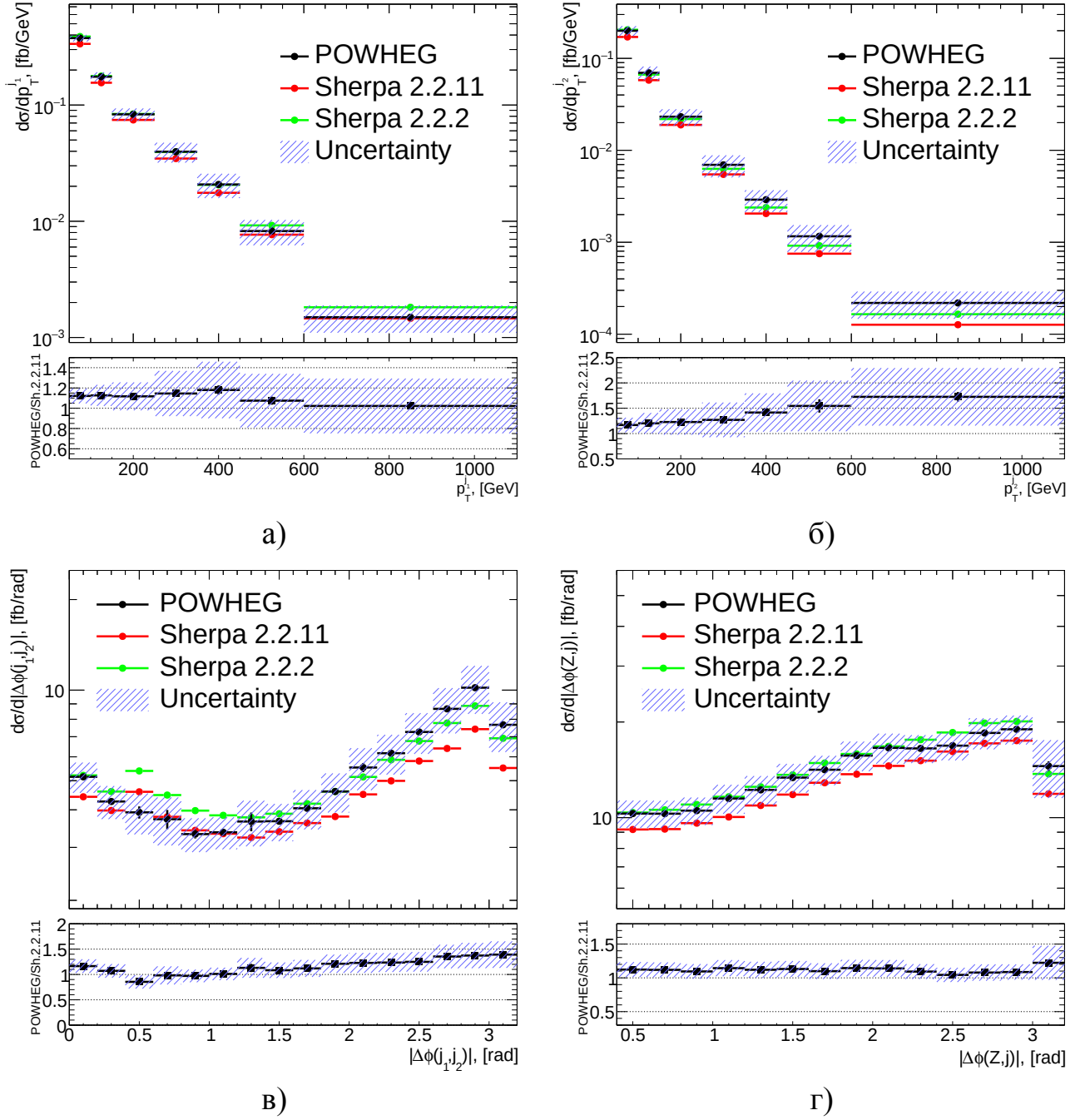


Рисунок 5.2 — На верхних графиках приведены дифференциальные сечения процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ по переменным: а), б) поперечные импульсы лидирующей и сублидирующей струй, в) азимутальный угол между лидирующей и сублидирующей струями, г) азимутальный угол между Z -бозоном и лидирующей струей. На нижних — отношения предсказаний Powheg Box к Sherpa 2.2.11. Учтены статистические и систематические погрешности

Для всех рассмотренных кинематических переменных результаты трех генераторов демонстрируют схожее поведение в пределах статистических и систематических погрешностей. Отношение предсказаний Powheg Box к предсказаниям Sherpa 2.2.11 в большинстве бинов близко к единице, что подтверждает со-

гласованность моделирования в разных порядках теории возмущений (NNLO и NLO) и в разных генераторах. Отклонение от единицы могут объясняться внесением дополнительных поправок от NNLO по отношению к NLO. Некоторое резкое отклонение от единицы, наблюдающееся в последнем бине распределения по недостающей поперечной энергии E_T^{miss} , связано с различиями в моделировании адронных струй: в Powheg Box жесткий процесс моделировался с числом адронных струй не превышающих двух, тогда как в Sherpa учитывалось большее количество адронных струй. Аналогичная причина объясняет различия в распределениях по числу струй N_{jets} .

5.3 ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ

В предыдущей части были рассмотрены поправки квантовой хромодинамики (QCD). Однако для процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ важны также электрослабые (EW) поправки, связанные с обменом виртуальными γ , W , Z бозонами в петлевых диаграммах. В предыдущих экспериментальных исследованиях [7; 53] такие поправки не учитывались. В настоящей работе они впервые вычислены с помощью генератора MoCaNLO. Поскольку в данном генераторе пока отсутствует моделирование адронных струй, процесс был смоделирован без их учета. Критерии отбора фотонов и требования к недостающему поперечному импульсу приведены в таблице 5.1. Полученные интегральные сечения составляют:

$$\sigma_{\text{LO}} = 21.459 \pm 0.009 \text{ (стат.)} \pm 0.269 \text{ (сист.) фб}, \quad (5.5)$$

$$\sigma_{\text{NLO EW}} = 19.409 \pm 0.009 \text{ (стат.)} \pm 0.288 \text{ (сист.) фб}. \quad (5.6)$$

Систематическая погрешность рассчитана с помощью семиточечной вариации шкал, описанной в разделе 4.1.2. Для количественного учета электрослабых эффектов в сигнальном процессе вычислен K -фактор, равный отношению сечения, полученного в следующем ведущем электрослабом порядке (NLO EW), к сечению в ведущем порядке (LO):

$$K = \frac{\sigma_{\text{NLO EW}}}{\sigma_{\text{LO}}} = 0.90465 \pm 0.00005 \text{ (стат.)} \pm 0.00211 \text{ (сист.)}. \quad (5.7)$$

Значения $\sigma_{\text{NLO EW}}$ и σ_{LO} получены из одного набора событий Монте-Карло, значит их статистические и систематические погрешности коррелированы, поэтому относительная погрешность K -фактора вычисляется по формуле вычитания относительных погрешностей [54]:

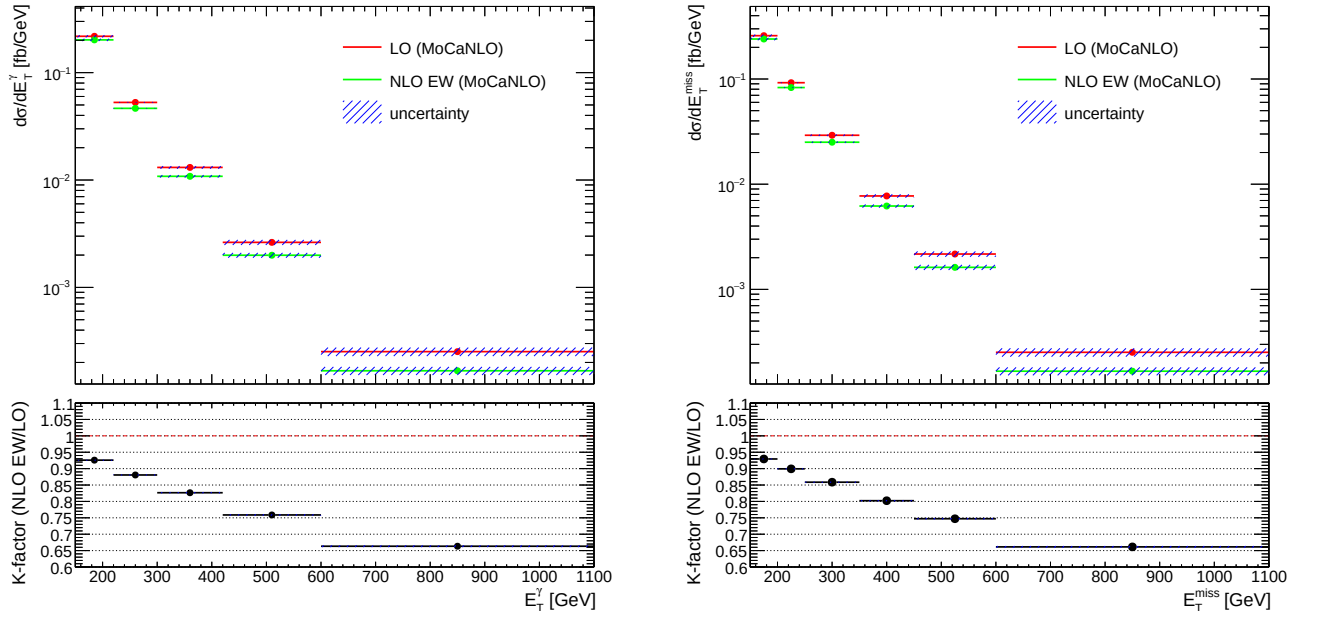
$$\frac{\delta K}{K} = \left| \frac{\delta \sigma_{\text{NLO EW}}}{\sigma_{\text{NLO EW}}} - \frac{\delta \sigma_{\text{LO}}}{\sigma_{\text{LO}}} \right|. \quad (5.8)$$

На рис. 5.3 приведены дифференциальные сечения процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, вычисленные в ведущем (LO) и в следующем за ведущим электрослабом (NLO EW) порядках теории возмущений, в зависимости от следующих переменных: поперечный импульс фотона E_T^γ , недостающий поперечный импульс E_T^{miss} и псевдобыстрота фотона η_γ . На нижних панелях каждого графика показан K -фактор. Указаны статистическая и систематическая погрешности моделирования.

Из представленных распределений видно, что оба сечения E_T^γ и E_T^{miss} монотонно убывают с ростом соответствующей переменной. Это обусловлено кинематикой процесса в ведущем порядке: в системе центра масс исходных партонов фотон и Z -бозон рождаются с равными по модулю и противоположно направленными поперечными импульсами, поскольку в конечном состоянии отсутствуют другие частицы. Следовательно, в лабораторной системе поперечный импульс фотона E_T^γ и недостающий поперечный импульс E_T^{miss} от распада $Z(\nu\bar{\nu})$ совпадают.

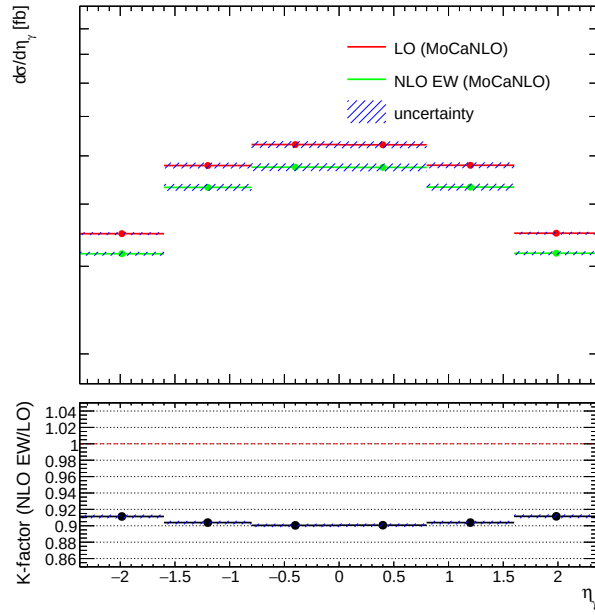
В области больших значений E_T^γ K -фактор уменьшается примерно до 0.6. Такое поведение обусловлено судаковскими двойными логарифмами $\sim \ln^2(\hat{s}/m_Z^2)$, которые возникают в виртуальных поправках к амплитуде и приводят к отрицательному вкладу в сечение. При малых p_T^γ вклад логарифмов мал, и K -фактор близок к единице. В распределении по псевдобыстроте фотона η_γ K -фактор практически постоянен и составляет примерно 0.9, что отражает интегральный K -фактор.

Полученный K -фактор применяется для перевзвешивания событий сигнального процесса, смоделированного в Sherpa 2.2.11 (NLO(QCD)+PS), с целью учета электрослабых поправок, отсутствующих в номинальном наборе. Поскольку зависимость K -фактора от поперечной энергии фотона E_T^γ наиболее сильна, перевзвешивание выполняется дифференциально по этой переменной (смотри



а)

б)



в)

Рисунок 5.3 — Дифференциальные сечения процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ в LO и NLO EW приближениях в зависимости от а) поперечного импульса фотона E_T^γ , б) недостающей поперечной энергии E_T^{miss} и в) псевдобыстроты фотона η_γ . На нижних панелях показан K -фактор; погрешности не превышают размера маркеров

рисунок 5.4).

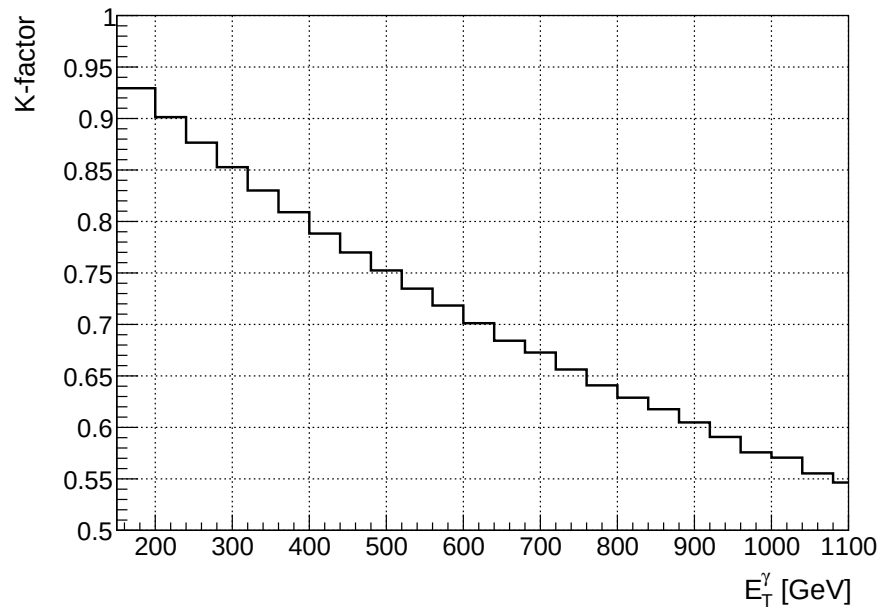


Рисунок 5.4 — K -фактор как функция поперечной энергии фотона E_T^γ в процессе рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

6 МЕТОДИКА ПОСТАНОВКИ ПРЕДЕЛОВ

6.1 АМПЛИТУДА С ОДНИМ НЕНУЛЕВЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ СВЯЗИ

В формализме вершинной функции амплитуда процесса с учетом одного ненулевого коэффициента связи h_i записывается как

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + h_i \mathcal{A}_i, \quad (6.1)$$

где $\mathcal{A}_{\text{SM}}$ — вклад Стандартной модели, $\mathcal{A}_i$ — вклад от аномальной вершины. Квадрат модуля амплитуды принимает вид [27]

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i \cdot 2 \operatorname{Re}(\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i) + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2. \quad (6.2)$$

Таким образом, сечение процесса содержит три компоненты: стандартную (СМ), интерференционную (линейную по h_i) и квадратичную (пропорциональную h_i^2). Пределы на коэффициент h_i в данном случае называют одномерными [7].

6.2 АМПЛИТУДА С ДВУМЯ НЕНУЛЕВЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ СВЯЗИ

Если одновременно ненулевыми являются два параметра h_i и h_j , то квадрат амплитуды содержит дополнительные слагаемые:

$$\begin{aligned} |\mathcal{A}|^2 = & |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2 + h_j^2 |\mathcal{A}_j|^2 + h_i 2 \operatorname{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_j 2 \operatorname{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_j + \\ & + h_i h_j 2 \operatorname{Re} \mathcal{A}_i^\dagger \mathcal{A}_j. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Последнее слагаемое, пропорциональное $h_i h_j$, называется перекрестным. Соответствующие пределы на коэффициенты называют двумерными [7].

6.3 МЕТОД ДЕКОМПОЗИЦИИ

Метод декомпозиции заключается в том, что для каждого слагаемого в формулах (6.2) или (6.3) отдельно, путем Монте-Карло моделирования, генерируются наборы событий. На рис. 6.1 в качестве примера показано распределение по поперечной энергии фотона для коэффициента $h_1^Z = 0.01$. На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона для каждого слагаемого квадрата модуля амплитуды процесса отдельно, для суммы всех слагаемых и распределение, полученное без применения декомпозиции. На нижней гистограмме приведено отношение суммы слагаемых к распределению с полной амплитудой. В пределах статистических погрешностей отношение распределений, полученных с использованием метода декомпозиции и напрямую, согласуется с единицей, что указывает на корректность работы метода.

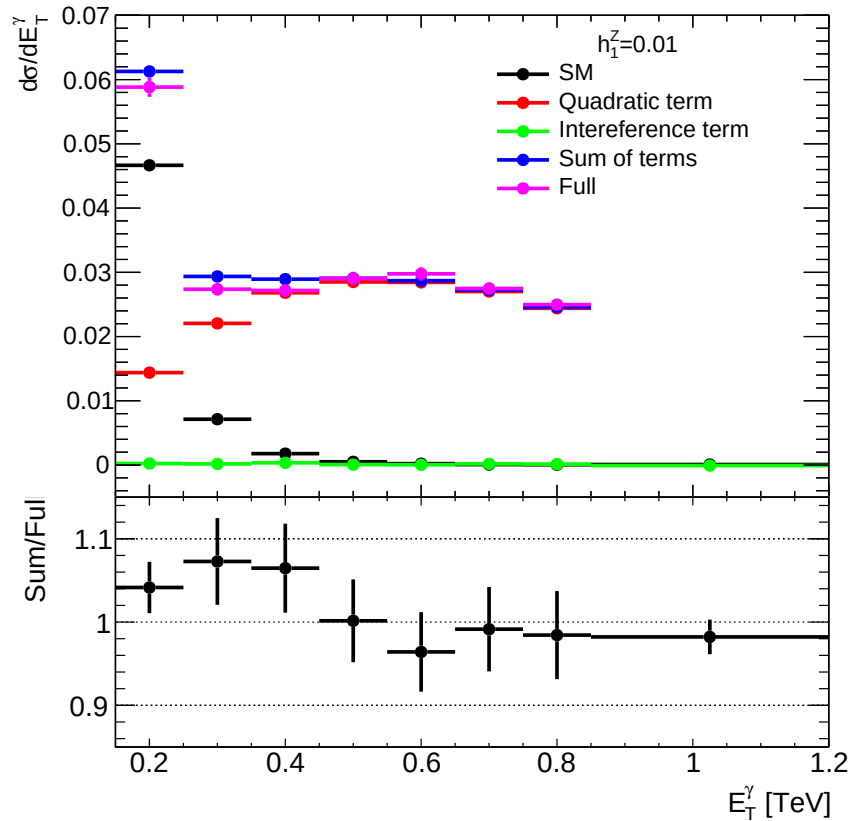


Рисунок 6.1 — На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона с применением метода декомпозиции (для членов квадратичного, линейного, отвечающего СМ и их суммы) для коэффициента $h_1^Z = 0.01$. На нижней гистограмме показано отношение распределения, полученного при использовании метода декомпозиции и без него

6.4 ЛИНЕЙНЫЕ ПРЕДЕЛЫ

В рамках ЭТП квадрат модуля амплитуды в общем виде можно представить в виде следующей суммы:

$$|\mathcal{A}|^2 = \underbrace{|\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2}_{\text{член СМ}} + \underbrace{\sum_{d>4} \sum_i \frac{c_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} 2 \operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i^{(d)} \right)}_{\text{интерференционные (линейные) члены}} + \underbrace{\sum_{d>4} \sum_i \frac{(c_i^{(d)})^2}{\Lambda^{2(d-4)}} |\mathcal{A}_i^{(d)}|^2}_{\text{квадратичные члены}} \quad (6.4)$$

В выражении 6.4 $\mathcal{A}_{\text{SM}}$ обозначает амплитуду в рамках СМ, а $\mathcal{A}_i^{(d)}$ — вклад в амплитуду от i -го оператора размерности d , умноженный на соответствующий коэффициент Вильсона $c_i^{(d)}$, Λ — масштаб новой физики.

Параметры вершинной функции h_i^V связаны с коэффициентами Вильсона c_i соотношением $h_i^V \sim c_i v^2 / \Lambda^4$ [5], где v — вакуумное среднее поля Хиггса, т.е. нейтральные тройные калибровочные взаимодействия впервые возникают на уровне операторов размерности 8. В этом случае интерференционный член имеет порядок $1/\Lambda^4$, квадратичные члены — порядок $1/\Lambda^8$. При этом важно отметить, что интерференционные члены от операторов размерности 12 также имеют порядок $1/\Lambda^8$, однако ни они, ни интерференционные члены от операторов размерности 10 (порядок $1/\Lambda^6$) не рассматриваются в данной работе. Пропущенные члены могут уменьшить или даже полностью сократить квадратичный вклад. В связи с этим при постановке пределов на параметры h_i^V целесообразно рассмотреть два подхода.

В первом подходе (линейно-квадратичном) учитываются как интерференционные члены порядка $1/\Lambda^4$, так и квадратичные члены порядка $1/\Lambda^8$. Этот подход потенциально дает более сильные ограничения в тех случаях, когда квадратичный вклад доминирует над интерференционным.

Во втором подходе (линейном) сохраняются только интерференционные члены. Линейные пределы обладают двумя важными свойствами. Во-первых, они консервативны: отбрасывание положительных квадратичных вкладов заведомо не завышает получаемые ограничения на коэффициенты связи. Во-вторых, они обеспечивают предсказательную полноту в ведущем порядке, поскольку интерференционный член ($1/\Lambda^4$) является лидирующим, тогда как члены порядка ($1/\Lambda^8$) относятся к следующим поправкам.

Кроме того, эффективная теория поля представляет собой низкоэнергетическое приближение некоторой более фундаментальной теории — ультрафиолетового завершения [22]. Величина квадратичных членов существенно зависит от деталей этого завершения, например, от наличия новых резонансов или сильной связи. Напротив, линейные члены определяются исключительно интерференцией со СМ. Пренебрежение квадратичными членами приводит к пределам, не зависящим от неизвестных деталей УФ-физики, и, следовательно, применимым к максимально широкому классу теорий за пределами СМ.

6.5 ТЕСТОВАЯ СТАТИСТИКА

Для построения доверительных интервалов на параметры связи в данной работе используется тестовая статистика, основанная на функции правдоподобия:

$$t_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (6.4)$$

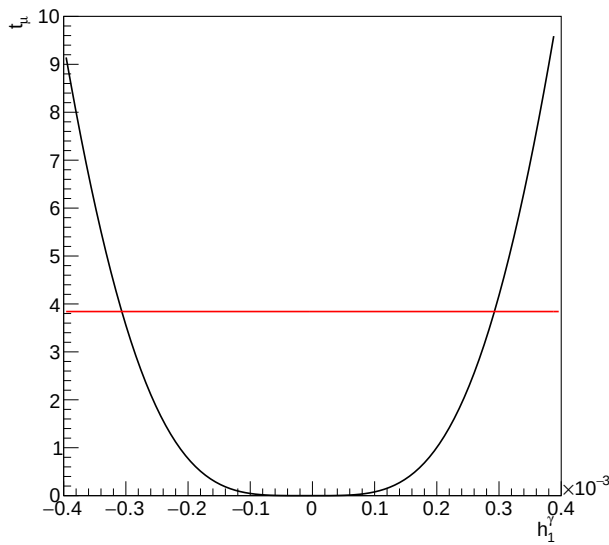
где μ — вектор параметров интереса (в одномерном случае — один коэффициент связи), θ — вектор параметров, отвечающих за неопределенности, $L(\mu, \theta)$ — функция правдоподобия. В знаменателе функция правдоподобия достигает глобального максимума при значениях параметров $\hat{\mu}, \hat{\theta}$; в числителе — локального максимума при фиксированном значении параметра интереса μ (с соответствующими оценками $\hat{\theta}(\mu)$). Функция правдоподобия содержит в себе информацию о статистической модели. Более детально используемые статистические модели рассматриваются в разделе 4.

Согласно теореме Уилкса [55], распределение статистики t_μ для одного параметра интереса асимптотически стремится к χ^2 с одной степенью свободы. Это позволяет использовать известные квантили χ^2 -распределения для построения доверительных интервалов.

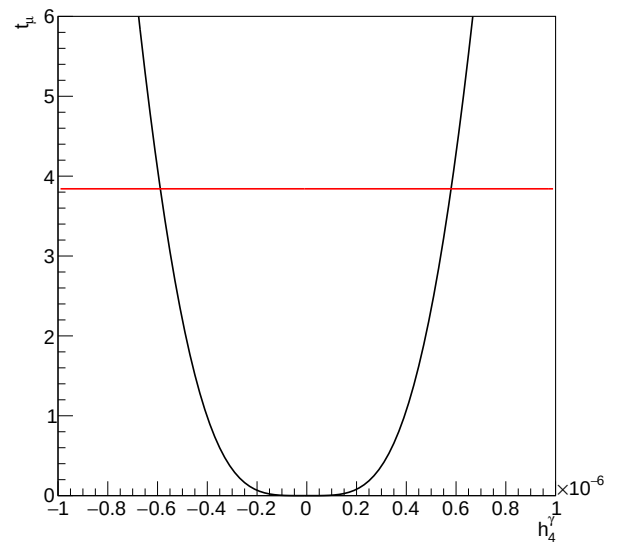
В данной работе для получения пределов используется уровень доверия $\alpha = 0.95$. Значение квантиля χ_1^2 для одного параметра при таком уровне доверия составляет 3.84. Одномерные пределы (границы доверительного интервала) определяются из условия $t_\mu^{\text{obs}} = 3.84$, где t_μ^{obs} — наблюдаемое значение тестовой статистики для конкретного значения коэффициента связи μ .

Для иллюстрации процедуры постановки одномерных пределов на рис. 6.2

представлены графики зависимости наблюдаемого значения тестовой статистики от коэффициентов связи h_1^γ и h_4^γ .



а)



б)

Рисунок 6.2 — Зависимость тестовой статистики (черная кривая) от коэффициента связи: а) h_1^γ , б) h_4^γ . При построении функции правдоподобия для левого рисунка использована сигнальная область с обрезанием по поперечной энергии фотона $E_T^\gamma > 700$ ГэВ, для правого — $E_T^\gamma > 900$ ГэВ. Пересечение кривой с горизонтальной линией (квантиль $\chi_1^2 = 3.84$) определяет границы для доверительного интервала 95%

7 РЕЗУЛЬТАТЫ

7.1 ПОЛУЧЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ В УПРОЩЕННОЙ МОДЕЛИ

В рамках упрощенной модели получены предварительные результаты. Рассмотрены коэффициенты h_3^V , h_4^V , h_5^V , поскольку, как показано в предыдущем исследовании [28], пределы для этих коэффициентов совпадают с пределами для h_1^V , h_2^V , h_6^V .

Результаты получены на основе распределения с измененной схемой биннинга по сравнению с используемой при оценке дифференциальных сечений (см. раздел 5). Область высоких поперечных импульсов фотона наиболее значима для детектирования аномальных вкладов, поэтому изменение биннинга направлено на усиление эффектов в последнем бине распределения по поперечной энергии фотона E_T^γ .

Для определения оптимальной нижней границы последнего бина применен метод оптимизации, при котором функция правдоподобия строится с использованием одного бина, включающего события сигнальной области с дополнительным ограничением по E_T^γ . Результаты исследования (таблица 7.1) показывают, что оптимальный порог лежит в диапазоне $1.15 < E_T^\gamma < 1.35$ ТэВ. Таким образом, в используемом биннинге левая граница последнего интервала выбрана равной 1.15 ТэВ, что гарантирует полное включение области максимальной чувствительности к аномальным вкладам.

Таблица 7.1 — Пределы на h_3^γ и h_4^Z с использованием одного оптимизированного бина выше установленного порога (ТэВ) на энергию

Порог [ТэВ]	h_3^γ	h_4^Z
0.75	$(-3.0, 3.1) \times 10^{-4}$	$(-3.4, 3.4) \times 10^{-7}$
0.95	$(-2.5, 2.6) \times 10^{-4}$	$(-2.5, 2.5) \times 10^{-7}$
1.05	$(-2.4, 2.4) \times 10^{-4}$	$(-2.3, 2.2) \times 10^{-7}$
1.15	$(-2.4, 2.4) \times 10^{-4}$	$(-2.1, 2.1) \times 10^{-7}$
1.25	$(-2.4, 2.4) \times 10^{-4}$	$(-2.0, 1.9) \times 10^{-7}$
1.35	$(-2.4, 2.4) \times 10^{-4}$	$(-1.9, 1.9) \times 10^{-7}$
1.45	$(-2.5, 2.5) \times 10^{-4}$	$(-1.8, 1.8) \times 10^{-7}$
1.55	$(-2.7, 2.7) \times 10^{-4}$	$(-1.9, 1.9) \times 10^{-7}$

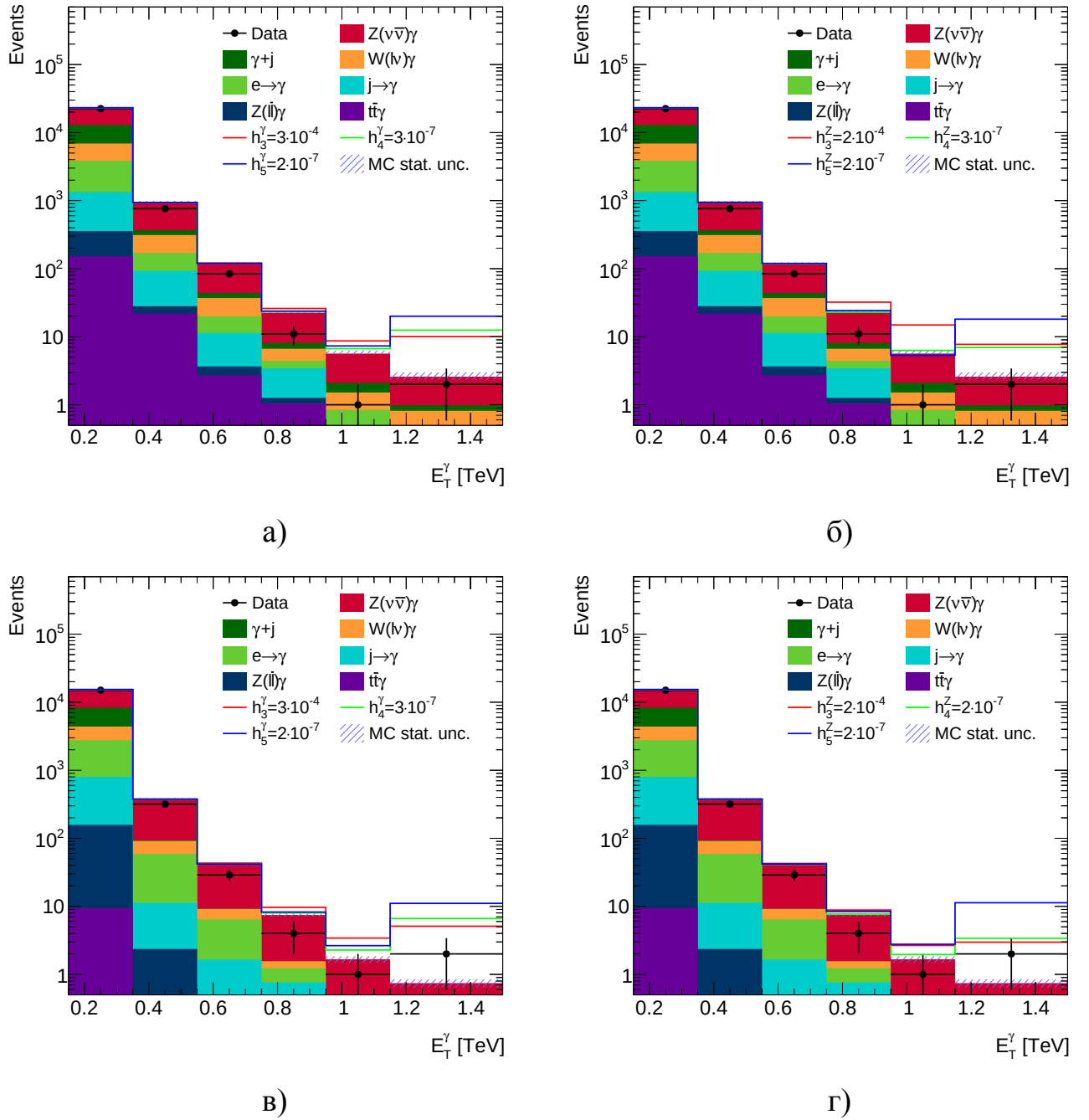


Рисунок 7.1 — Распределения по поперечной энергии фотона с указанием всех фонов (вклад каждого фона в сумму обозначен соответствующим цветом), а также аномальных вкладов (обозначены сплошными линиями). Инклюзивный случай (а,б), эксклюзивный случай (в,г)

Распределения по поперечной энергии фотона приведены на рисунках 7.1. На основе указанных распределений построена функция правдоподобия и получены одномерные пределы, определенные в разделе 6.1. Результаты приведены в таблице 7.2, где представлены ожидаемые пределы для инклюзивного и эксклюзивного случаев, определенных в таблице 4.1. Как видно из таблицы, инклюзивный случай позволяет получить более строгие пределы на коэффициенты связи,

поэтому он выбран для получения окончательных результатов.

Таблица 7.2 — Ожидаемые одномерные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma, h_5^\gamma, h_5^Z$

Коэф.	Инклюзивный случай	Эксклюзивный случай
h_3^γ	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.2 \times 10^{-4})$	$(-2.3 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.0 \times 10^{-4}, 2.1 \times 10^{-4})$	$(-2.1 \times 10^{-4}, 2.1 \times 10^{-4})$
h_4^γ	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$
h_4^Z	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$
h_5^γ	$(-1.0 \times 10^{-7}, 1.0 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$
h_5^Z	$(-8.9 \times 10^{-8}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Двумерные пределы, определенные в разделе 6.2, приведены на рисунке 7.2. Области допустимых значений для пар коэффициентов (h_3^V, h_4^V) и (h_3^V, h_5^V) ограничены эллипсами, а для пары (h_4^V, h_5^V) — прямыми линиями, что означает, что они являются линейно зависимыми. Из рисунка 7.2 следует, что пределы, полученные в инклюзивном случае, являются более строгими по сравнению с эксклюзивным случаем, что согласуется с результатами для одномерных пределов.

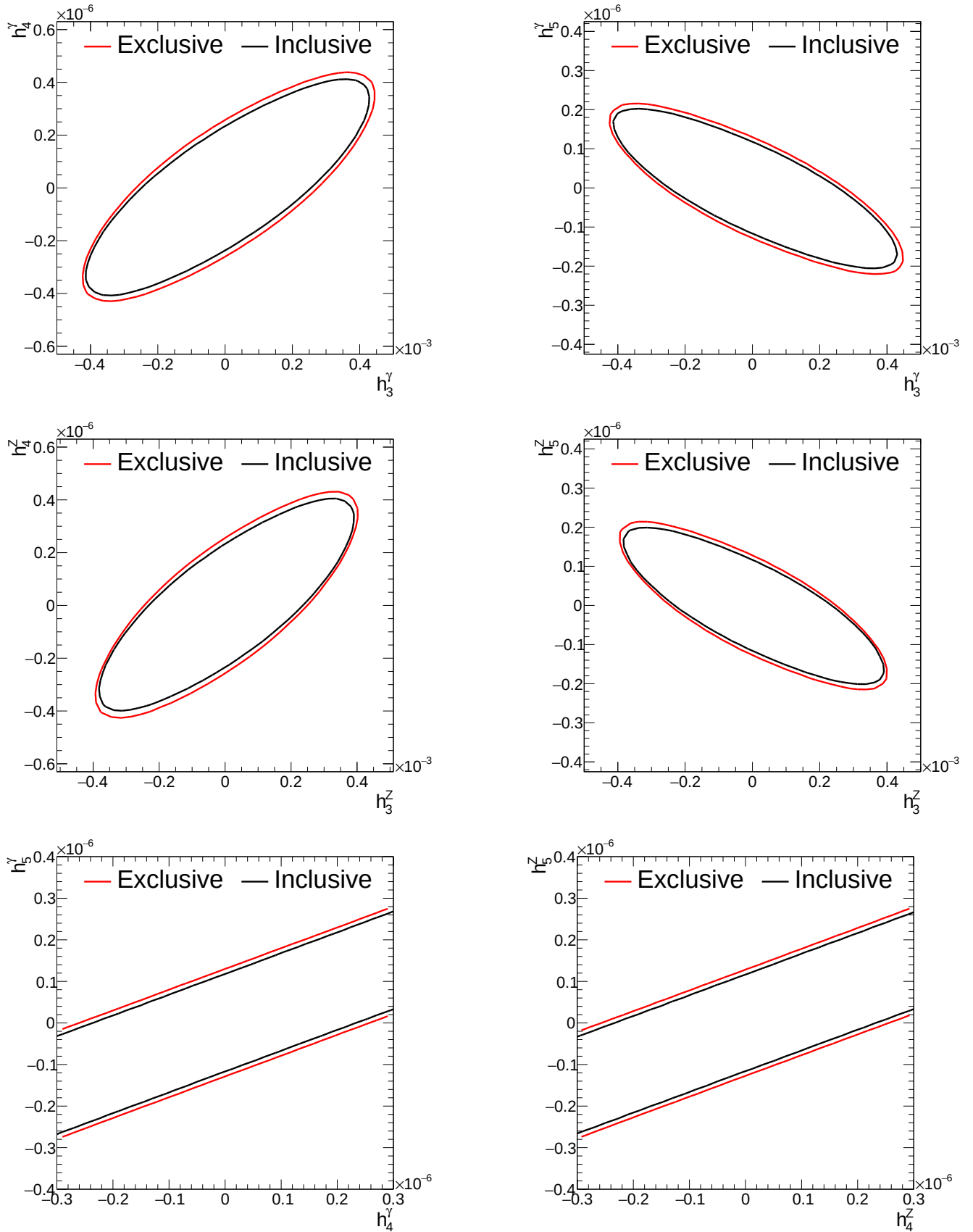


Рисунок 7.2 — Двумерные пределы на коэффициенты (слева направо и сверху вниз): (h_3^γ, h_4^γ) , (h_3^γ, h_5^γ) , (h_3^Z, h_4^Z) , (h_3^Z, h_5^Z) , (h_4^γ, h_5^γ) , (h_4^Z, h_5^Z) . Красным цветом показан эксклюзивный случай, черным — инклюзивный

Полученные пределы проверены на соблюдение условий унитарности с помощью формул, приведенных в главе 2.2.3. Для коэффициента h_3^γ унитарность нарушается при энергии 18 ТэВ, для h_3^Z — при 17 ТэВ. Указанные энергии превышают энергию центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, в рамках которой проводится анализ. Следовательно, коэффициенты связи h_3^V не приводят к нарушению унитарности в условиях эксперимента АТЛАС.

Для коэффициентов h_4^γ и h_4^Z энергия, при которой начинает нарушаться унитарность, равна 11 ТэВ и 10 ТэВ соответственно, для h_5^γ и h_5^Z — 11 ТэВ и 10 ТэВ. Из распределений по переменной $m_{Z\gamma}$ для интерференционного и квадратичного слагаемых, представленных на рисунке 7.3, следует, что вклад аномальных вершин при таких энергиях пренебрежимо мал. Применение клиппинга в данном случае не изменит пределы.

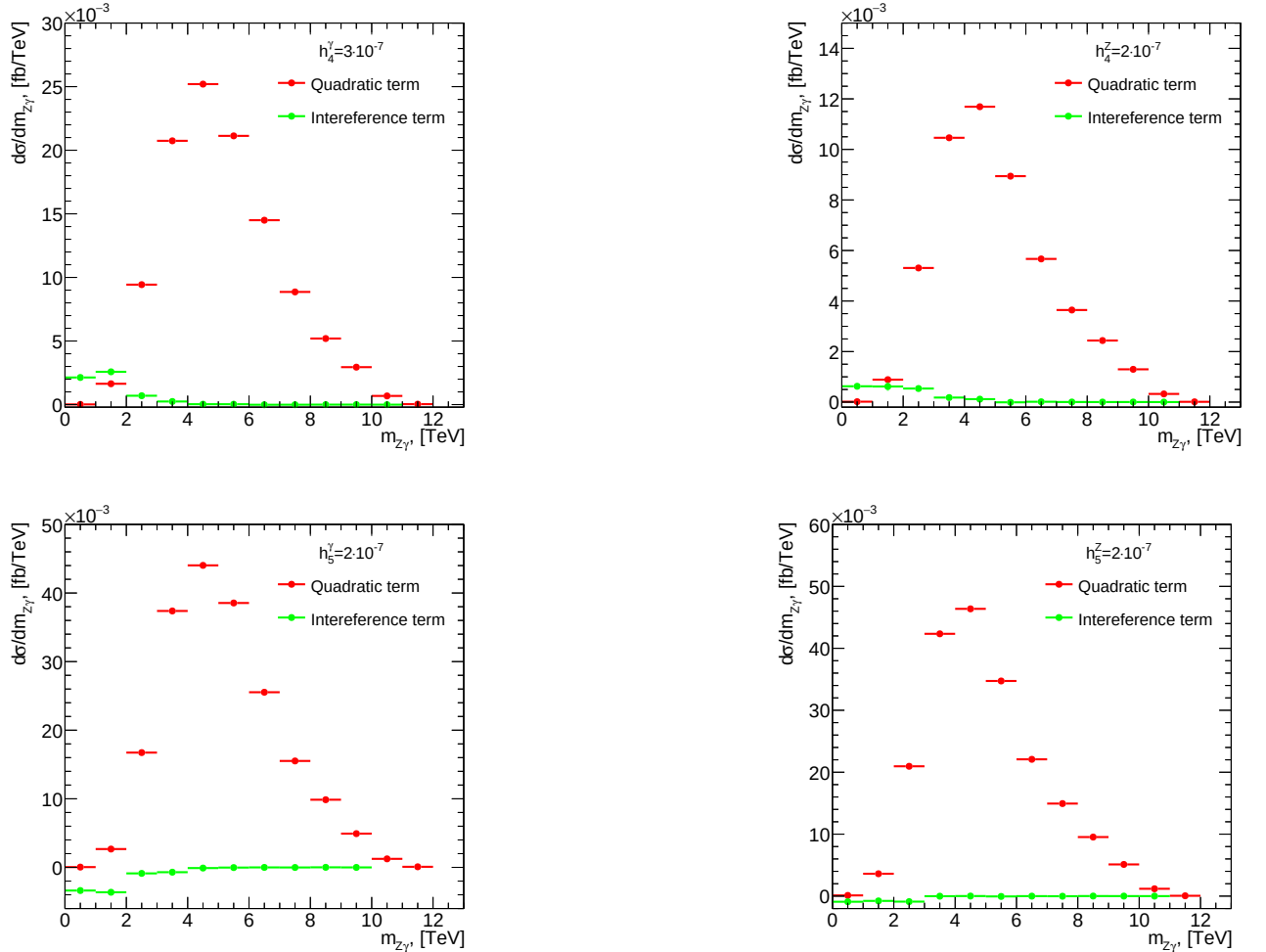


Рисунок 7.3 — Распределение по $m_{Z\gamma}$ для коэффициентов связи: h_4^γ , h_4^Z , h_5^γ , h_5^Z

7.2 ПОЛУЧЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ В ПОЛНОЙ МОДЕЛИ

Окончательные результаты получены в полной статистической модели, описанной в разделе 4. В отличие от упрощенной модели, здесь учтены: все экспериментальные систематические погрешности; использованы наборы событий процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, полученные в более современной версии Монте-Карло генератора (Sherpa 2.2.11 вместо 2.2.2), учтен полученный в разделе 5.3 K -фактор.

При получении окончательных результатов выбран инклюзивный случай (без отбора по числу струй, $N_{\text{jet}} \geq 0$), поскольку в предварительном исследовании (раздел 7.1) он привел к более строгим ограничениям. Инклюзивный случай позволяет сохранить большую часть сигнальных событий, особенно в области высоких поперечных энергий фотона, где аномальные вклады максимальны.

Полученные распределения по поперечной энергии фотона в сигнальной области приведены на рисунке 7.4. На каждом графике цветными гистограммами показаны ожидаемые вклады от различных фоновых процессов и сигнала, а пунктирными линиями — предсказания при ненулевых аномальных коэффициентах связи h_3^V , h_4^V , h_5^V , взятых на уровне наблюдаемых одномерных пределов.

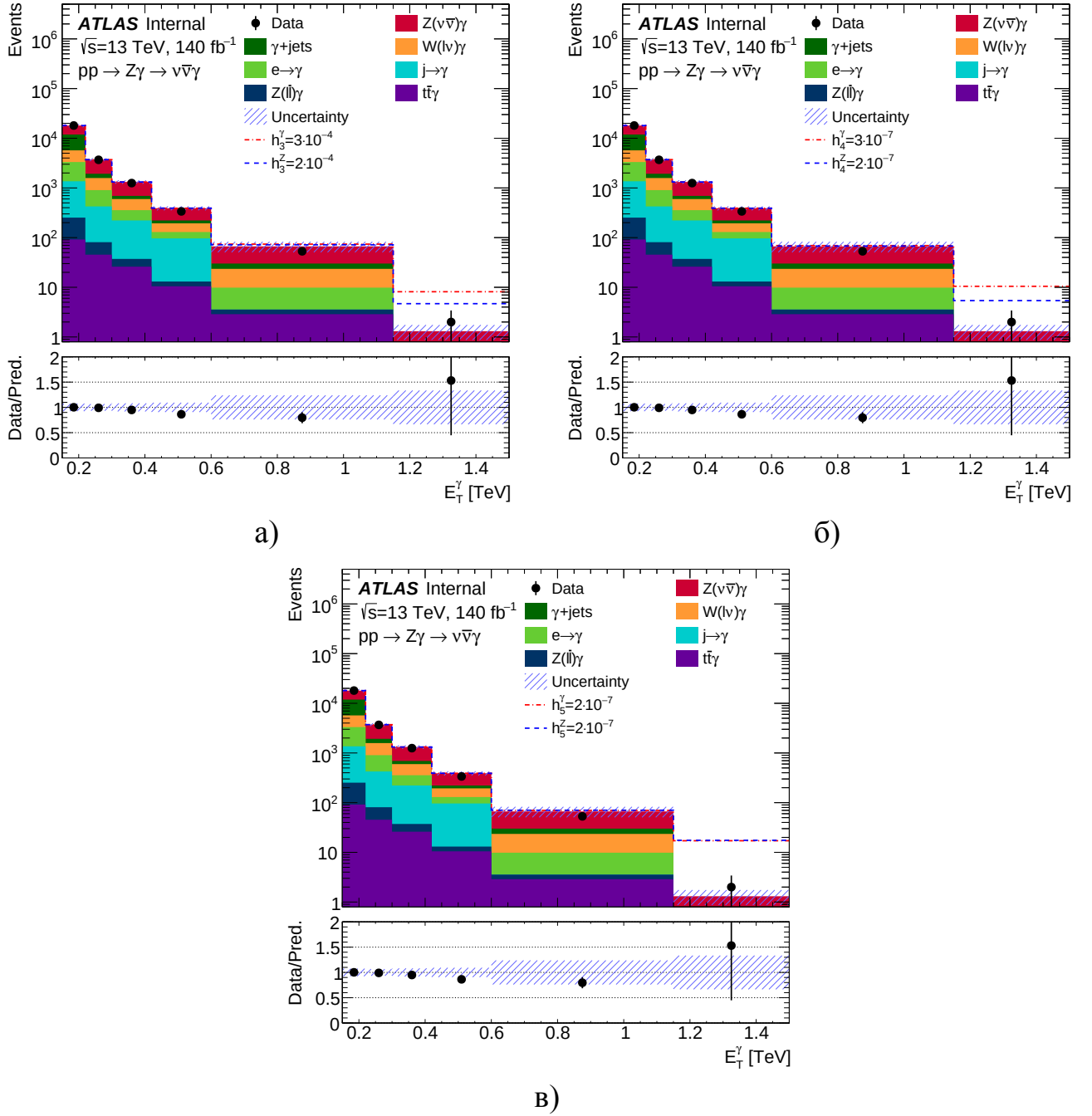


Рисунок 7.4 — Распределения по поперечной энергии фотона с указанием всех фонов (вклад каждого фона в сумму обозначен соответствующим цветом), а также аномальных вкладов (пунктирные линии): а) h_3^γ ; б) h_4^V ; в) h_5^V

На основе данных распределений построена функции правдоподобия для определения одномерных ожидаемых и наблюдаемых пределов на коэффициенты связи h_3^γ , h_3^Z , h_4^γ , h_4^Z , h_5^γ , h_5^Z с доверительной вероятностью 95%. Определение одномерного предела приведено в разделе 6.1. Сравнение ожидаемых пределов (таблицы 7.2 и 7.3) показывает, что учет систематических неопределенностей, K -фактора и измененного биннинга практически не меняет пределы на h_3^γ , h_3^Z , h_4^γ , h_4^Z и незначительно сужает пределы на h_5^γ и h_5^Z (относительное изменение не

превышает 10%).

Пределы, представленные в таблице 7.3, получены стандартным методом, учитывающим как интерференционные (линейные), так и квадратичные члены в разложении квадрата амплитуды процесса (см. раздел 6.1). Наблюдаемые пределы для всех коэффициентов незначительно шире ожидаемых. Расхождение пределов объясняется флуктуацией данных относительно предсказания. Полученные ограничения в 1.5–2 раза превосходят предыдущие результаты АТЛАС [7], что обусловлено увеличением интегральной светимости данных приблизительно в 4 раза. По сравнению с недавними результатами CMS [56] наблюдается улучшение для коэффициентов h_3^γ , h_4^γ и h_4^Z , что делает полученные в данной работе ограничения наиболее строгими в мире на сегодняшний день.

Таблица 7.3 — Ожидаемые и наблюдаемые одномерные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_3^\gamma, h_3^Z, h_4^\gamma, h_4^Z, h_5^\gamma, h_5^Z$ в сравнении с опубликованными пределами АТЛАС [7] и CMS [56].

Коэф.	Ожидаемые	Наблюдаемые	Опубликованные пределы	
			АТЛАС (36.1 фб ⁻¹)	CMS (138 фб ⁻¹)
$h_3^\gamma \times 10^{-4}$	(-2.2, 2.2)	(-2.4, 2.6)	(-3.7, 3.7)	(-3.4, 3.5)
$h_3^Z \times 10^{-4}$	(-2.0, 2.1)	(-2.4, 2.4)	(-3.2, 3.3)	(-2.2, 2.2)
$h_4^\gamma \times 10^{-7}$	(-2.0, 1.9)	(-2.4, 2.3)	(-4.4, 4.3)	(-6.8, 6.8)
$h_4^Z \times 10^{-7}$	(-1.9, 1.9)	(-2.4, 2.3)	(-4.5, 4.4)	(-4.1, 4.2)
$h_5^\gamma \times 10^{-8}$	(-9.6, 9.9)	(-12, 12)	—	—
$h_5^Z \times 10^{-8}$	(-9.5, 9.7)	(-11, 12)	—	—

В таблице 7.4 приведены линейные пределы (linear-only), определение которых дано в разделе 6.4. Как видно из таблицы, такие пределы оказываются слабее на 1–2 порядка по сравнению с пределами из таблицы 7.3. Причина заключается в том, что в СМ доминируют поперечные поляризации Z -бозона, тогда как аномальные вклады дают вклад преимущественно в продольные поляризации. Из-за этого интерференция между СМ-вкладом и аномальной амплитудой мала.

Полученные в полной модели пределы проверены на соблюдение условий унитарности по формулам, приведенным в главе 2.2.3. Для коэффициента h_3^γ унитарность нарушается при энергии 17 ТэВ, для h_3^Z — при 15 ТэВ. Эти значения превышают энергию центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, в рамках которой проводится анализ. Следовательно, коэффициенты h_3^V не нарушают унитарность в условиях

эксперимента АТЛАС.

Для коэффициентов h_4^γ и h_4^Z энергия нарушения унитарности составляет 10 ТэВ и 9 ТэВ соответственно, для h_5^γ и h_5^Z — также 10 ТэВ и 9 ТэВ. Из распределений по переменной $m_{Z\gamma}$ для интерференционного и квадратичного слагаемых, представленных на рисунке 7.3, следует, что вклад аномальных вершин при таких энергиях пренебрежимо мал. Применение клиппинга в данном случае не изменит пределы, поэтому полученные пределы можно считать физическими.

Таблица 7.4 — Ожидаемые и наблюдаемые линейные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_3^\gamma, h_3^Z, h_4^\gamma, h_4^Z, h_5^\gamma, h_5^Z$

Коэф.	Ожидаемые	Наблюдаемые
h_3^γ	$(-4.3, 4.0) \times 10^{-3}$	$(-1.5, 7.3) \times 10^{-3}$
h_3^Z	$(-16.6, 2.1) \times 10^{-3}$	$(-11.1, 2.4) \times 10^{-3}$
h_4^γ	$(-2.1, 6.5) \times 10^{-6}$	$(-2.0, 7.7) \times 10^{-6}$
h_4^Z	$(-5.1, 23.5) \times 10^{-6}$	$(-5.0, 26.5) \times 10^{-6}$
h_5^γ	$(-4.6, 1.5) \times 10^{-6}$	$(-5.2, 1.5) \times 10^{-6}$
h_5^Z	$(-9.8, 2.8) \times 10^{-6}$	$(-9.2, 2.8) \times 10^{-6}$

Двумерные пределы, определение которым дано в разделе 6.2, получены с доверительной вероятностью 95%. Результаты приведены на рисунке 7.5. Пределы на коэффициенты (h_3^V, h_4^V) , (h_3^V, h_5^V) ограничены эллипсами. Коэффициенты h_4^V и h_5^V являются линейно зависимыми, поэтому их двумерные пределы выглядят как две параллельные прямые. Зеленые и желтые полосы погрешностей на двумерных контурах показывают ожидаемую статистическую флуктуацию в $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ соответственно. Они получены путем генерации 10000 псевдоэкспериментов в упрощенной модели с установленными одномерными пределами для каждого из псевдоэкспериментов. Для минимизации вычислений в данных расчетах использовалась упрощенная статистическая модель. Отношение дисперсии распределения пределов к медианному значению интерпретируется как относительная ожидаемая статистическая флуктуация и переносится на двумерные контуры. Эта относительная флуктуация составляет около 22% для каждого коэффициента.

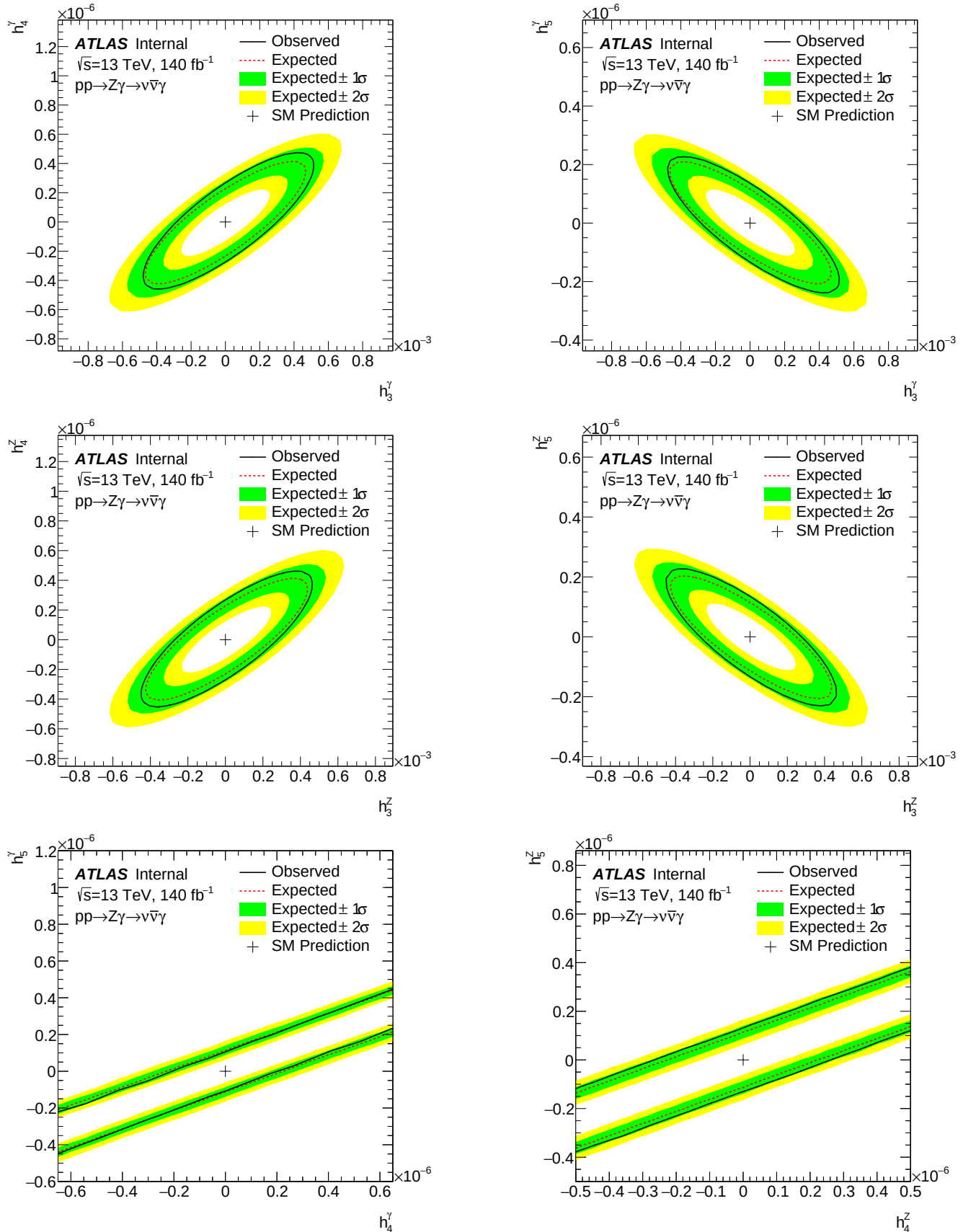


Рисунок 7.5 — Двумерные пределы на коэффициенты (слева направо и сверху вниз): (h_3^γ, h_4^γ) , (h_3^γ, h_5^γ) , (h_3^Z, h_4^Z) , (h_3^Z, h_5^Z) , (h_4^γ, h_5^γ) , (h_4^Z, h_5^Z)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ выполнено на основе полного набора данных второго сеанса работы эксперимента АТЛАС с интегральной светимостью 140 фб^{-1} при энергии pp -столкновений $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$. Моделирование сигнального процесса и основных фонов осуществлялось с использованием различных Монте-Карло генераторов с полной симуляцией детектора.

Проведена оценка интегрального и дифференциальных сечений процесса на истинном уровне. Впервые для данного процесса вычислены электрослабые поправки следующего за ведущим порядком (NLO EW) с помощью генератора MoCaNLO. Интегральный K -фактор составил $K = 0.90465 \pm 0.00005 \text{ (стат.)} \pm 0.00211 \text{ (сист.)}$. В области больших поперечных энергий фотона E_T^γ K -фактор уменьшается до ≈ 0.6 . Сравнение предсказаний, полученных в приближениях NLO QCD (Sherpa 2.2.11) и NNLO QCD (Powheg Box), показало их согласие в пределах статистических и систематических погрешностей, что свидетельствует о незначительности вкладов от следующего порядка теории возмущений и корректности моделирования в выбранном порядке.

Определена наиболее чувствительная к аномальным взаимодействиям кинематическая переменная — поперечная энергия фотона E_T^γ . Оптимизация бининга позволила установить нижнюю границу последнего интервала на уровне 1.15 ТэВ , что обеспечивает максимальную чувствительность к аномальным вкладам.

Построена полная статистическая модель на основе метода максимального правдоподобия с учетом всех экспериментальных и теоретических систематических погрешностей. Получены одномерные и двумерные ожидаемые и наблюдаемые пределы на коэффициенты h_3^V, h_4^V, h_5^V ($V = \gamma, Z$) с доверительной вероятностью 95%. Полученные одномерные пределы существенно превосходят предыдущие результаты коллаборации АТЛАС, основанные на частичном наборе данных второго сеанса с интегральной светимостью 36.1 фб^{-1} . Увеличение объема данных почти в 4 раза, а также учет электрослабых поправок и полной

систематической неопределенности позволили улучшить ограничения на коэффициенты h_3^V , h_4^V , h_5^V в 1.5–2 раза в зависимости от параметра. По сравнению с недавним анализом CMS, выполненным на сопоставимой интегральной светимости 138 фб^{-1} , полученные пределы являются более строгими для коэффициентов h_3^γ , h_4^γ , h_4^Z . Для коэффициента h_3^Z результат $(-2.4, 2.4) \times 10^{-4}$ близок к пределу CMS $(-2.2, 2.2) \times 10^{-4}$. Таким образом, для большинства рассмотренных коэффициентов установлены наиболее строгие на сегодняшний день ограничения.

Построены двумерные доверительные области для пар коэффициентов. Области для пар (h_3^V, h_4^V) и (h_3^V, h_5^V) имеют форму эллипсов. Для пары (h_4^V, h_5^V) доверительные области представляют собой узкие полосы, что свидетельствует о линейной зависимости между этими коэффициентами.

Проверка полученных пределов на соблюдение условий унитарности S -матрицы показала, что значения коэффициентов h_3^V не приводят к нарушению унитарности в области энергий, рассматриваемых в данном анализе.

Таким образом, разработанная методика постановки ограничений в формализме вершинной функции и полученные наиболее строгие на сегодняшний день пределы на коэффициенты h_3^V , h_4^V , h_5^V могут быть использованы для дальнейшего ограничения параметров теорий, расширяющих Стандартную модель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Review of Particle Physics / R. L. Workman [et al.] // Prog. Theor. Exp. Phys. — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
2. 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. B. — 2012. — Vol. 716. — P. 1–29. — arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](#).
3. *Haxton W. C., Hamish Robertson R. G., Serenelli A. M.* Solar Neutrinos: Status and Prospects // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 2013. — Vol. 51. — P. 21–61. — arXiv: [1208.5723 \[astro-ph.SR\]](#).
4. *Gounaris G. J., Layssac J., Renard F. M.* Signatures of the anomalous Z_γ and ZZ production at the lepton and hadron colliders // Phys. Rev. D. — 2000. — T. 61. — C. 073013. — arXiv: [hep-ph/9910395](#).
5. *Ellis J., He H.-J., Xiao R.-Q.* Probing neutral triple gauge couplings at the LHC and future hadron colliders // Phys. Rev. D. — 2023. — Vol. 107, no. 3. — P. 035005. — arXiv: [2206.11676 \[hep-ph\]](#).
6. *Degrande C.* A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions // JHEP. — 2014. — T. 02. — C. 101. — arXiv: [1308.6323 \[hep-ph\]](#).
7. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple gauge-boson couplings / M. Aaboud [et al.] // JHEP. — 2018. — Vol. 12. — P. 010. — arXiv: [1810.04995 \[hep-ex\]](#).
8. LHC Machine // JINST / ed. by L. Evans, P. Bryant. — 2008. — Vol. 3. — S08001.
9. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [и др.] // JINST. — 2008. — T. 3. — S08003.

10. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
11. The CMS Experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08004.
12. The LHCb Detector at the LHC / A. A. Alves Jr. [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08005.
13. Operation and performance of the ATLAS Tile Calorimeter in Run 1 / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Vol. 78, no. 12. — P. 987. — arXiv: [1806.02129 \[hep-ex\]](#).
14. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2023. — Vol. 83, no. 10. — P. 982. — arXiv: [2212.09379 \[hep-ex\]](#).
15. Alignment of the ATLAS Inner Detector in Run-2 / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Vol. 80, no. 12. — P. 1194. — arXiv: [2007.07624 \[hep-ex\]](#).
16. *Kroha H., Fakhrutdinov R., Kozhin A.* New High-Precision Drift-Tube Detectors for the ATLAS Muon Spectrometer // JINST / ed. by L. Shekhtman. — 2017. — Vol. 12, no. 06. — P. C06007. — arXiv: [1705.05656 \[physics.ins-det\]](#).
17. Performance of the ATLAS Trigger System in 2015 / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77, no. 5. — P. 317. — arXiv: [1611.09661 \[hep-ex\]](#).
18. *Langacker P.* The Standard Model and Beyond. — Taylor & Francis, 2017. — ISBN 978-1-4987-6322-6, 978-1-4987-6321-9, 978-0-367-57344-7, 978-1-315-17062-6.
19. *Peskin M. E., Schroeder D. V.* An Introduction to Quantum Field Theory. — Westview Press, 1995. — Reading, USA: Addison-Wesley (1995) 842 p.
20. *Степаньянц К. В.* Классическая теория поля : учебное пособие. — М.: Физматлит., 2009. — ISBN 978-5-9221-1082-2.
21. *Емельянов В. М.* Стандартная модель и ее расширения. — М.: Физматлит., 2007. — ISBN 978-5-9221-0830-0.
22. *Brivio I., Trott M.* The Standard Model as an Effective Field Theory // Phys. Rept. — 2019. — T. 793. — C. 1—98. — arXiv: [1706.08945 \[hep-ph\]](#).

23. Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian / B. Grzadkowski [et al.] // JHEP. — 2010. — Vol. 10. — P. 085. — arXiv: [1008.4884 \[hep-ph\]](#).
24. *Gounaris G. J., Layssac J., Renard F. M.* Signatures of the anomalous $Z\gamma$ and ZZ production at lepton and hadron colliders // Phys. Rev. D. — 2000. — T. 61, вып. 7. — C. 073013.
25. Probing the Weak Boson Sector in $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ / K. Hagiwara [et al.] // Nucl. Phys. B. — 1987. — Vol. 282. — P. 253–307.
26. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings / C. Degrande [et al.] // Annals Phys. — 2013. — Vol. 335. — P. 21–32. — arXiv: [1205.4231 \[hep-ph\]](#).
27. *Ellis J., He H.-J., Xiao R.-Q.* Probing Neutral Triple Gauge Couplings with $Z^*\gamma$ ($\nu\bar{\nu}\gamma$) Production at Hadron Colliders // Phys. Rev. D. — 2023. — Vol. 108, no. 11. — P. L111704. — arXiv: [2308.16887 \[hep-ph\]](#).
28. *Chekhonina A. A., Semushin A. E., Soldatov E. Y.* Studies of Neutral Triple Gauge Couplings Using Augmented Vertex Function Approach with $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ Production at the LHC // Phys. Atom. Nucl. — 2025. — T. 88, № 5. — C. 985—992.
29. *Dicus D. A., He H.-J.* Scales of fermion mass generation and electroweak symmetry breaking // Phys. Rev. D. — 2005. — Vol. 71. — P. 093009. — arXiv: [hep-ph/0409131](#).
30. 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 \[hep-ph\]](#).
31. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg [et al.] // JHEP. — 2009. — Vol. 02. — P. 007. — arXiv: [0811.4622 \[hep-ph\]](#).
32. Event Generation with Sherpa 2.2 / E. Bothmann [et al.] // SciPost Phys. — 2019. — Vol. 7, no. 3. — P. 034. — arXiv: [1905.09127 \[hep-ph\]](#).
33. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method // Journal of High Energy Physics. — 2007. — T. 2007, № 11. — C. 070.
34. MoCaNLO: a Monte Carlo integrator for NLO calculations / A. Denner [et al.]. — 2026. — arXiv: [2602.19842 \[hep-ph\]](#).

35. *Sjöstrand T.* The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future // Comput. Phys. Commun. — 2020. — Vol. 246. — P. 106910. — arXiv: [1907.09874 \[hep-ph\]](#).
36. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note / J. Bellm [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Vol. 76, no. 4. — P. 196. — arXiv: [1512.01178 \[hep-ph\]](#).
37. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment / J. de Favereau [et al.] // JHEP. — 2014. — Vol. 02. — P. 057. — arXiv: [1307.6346 \[hep-ex\]](#).
38. GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303.
39. ROOT: A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization / I. Antcheva [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2009. — Vol. 180. — P. 2499–2512. — arXiv: [1508.07749 \[physics.data-an\]](#).
40. *Verkerke W., Kirkby D.* The RooFit toolkit for data modeling. — 2003. — arXiv: [physics/0306116 \[physics.data-an\]](#).
41. The RooStats Project / L. Moneta [et al.]. — 2011. — arXiv: [1009.1003 \[physics.data-an\]](#).
42. HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats / K. Cranmer [et al.]. — 2012.
43. PDF4LHC recommendations for LHC Run II / J. Butterworth [et al.] // J. Phys. G. — 2016. — Vol. 43. — P. 023001. — arXiv: [1510.03865 \[hep-ph\]](#).
44. Parton distributions from LHC, HERA, Tevatron and fixed target data: MSHT20 PDFs / S. Bailey [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Vol. 81, no. 4. — P. 341. — arXiv: [2012.04684 \[hep-ph\]](#).
45. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs / L. A. Harland-Lang [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75, no. 5. — P. 204. — arXiv: [1412.3989 \[hep-ph\]](#).
46. The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS / G. Avoni [et al.] // JINST. — 2018. — Vol. 13, no. 07. — P07017.

47. *Lombardi D., Wieseemann M., Zanderighi G.* Advancing MiNNLO_{PS} to diboson processes: $Z\gamma$ production at NNLO+PS // JHEP. — 2021. — T. 06. — C. 095. — arXiv: [2010.10478 \[hep-ph\]](#).
48. *Lombardi D., Wieseemann M., Zanderighi G.* Anomalous couplings in $Z\gamma$ events at NNLO+PS and improving $\nu\nu\bar{\gamma}$ backgrounds in dark-matter searches // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 824. — P. 136846. — arXiv: [2108.11315 \[hep-ph\]](#).
49. *Saygin K.* NNLO QCD predictions of the asymmetry probe of the $Z\gamma$ pair-production process // Phys. Scripta. — 2024. — T. 99, № 2. — C. 025302. — arXiv: [2401.06404 \[hep-ph\]](#).
50. *Bagnaschi E., Deggrassi G., Gröber R.* Higgs boson pair production at NLO in the POWHEG approach and the top quark mass uncertainties // Eur. Phys. J. C. — 2023. — T. 83, № 11. — C. 1054. — arXiv: [2309.10525 \[hep-ph\]](#).
51. *Bizoń W., Re E., Zanderighi G.* NNLOPS description of the $H \rightarrow b\bar{b}$ decay with MiNLO // JHEP. — 2020. — T. 06. — C. 006. — arXiv: [1912.09982 \[hep-ph\]](#).
52. *Bohm G., Zech G.* Statistics of weighted Poisson events and its applications // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2014. — T. 748. — C. 1—6. — arXiv: [1309.1287 \[physics.data-an\]](#).
53. Measurement of the $Z\gamma$ Production Cross Section in pp Collisions at 8 TeV and Search for Anomalous Triple Gauge Boson Couplings / V. Khachatryan [et al.] // JHEP. — 2015. — Vol. 04. — P. 164. — arXiv: [1502.05664 \[hep-ex\]](#).
54. *Metzger W. J.* Statistical methods in data analysis. — Nijmegen : Nijmegen Univ. Fys. Lab., 2002.
55. *Wilks S. S.* The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses // The annals of mathematical statistics. — 1938. — Vol. 9, no. 1. — P. 60—62.
56. Measurement of the Z production cross section and search for anomalous neutral triple gauge couplings in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. Hayrapetyan [и др.]. — 2026. — arXiv: [2601.14102 \[hep-ex\]](#).