

На правах рукописи

Солдатов Евгений Юрьевич



АССОЦИИРОВАННОЕ РОЖДЕНИЕ Z БОЗОНА С ФОТОНОМ В
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Специальность 01.04.23 — «Физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н.

Романюк А.С.



Содержание

Аннотация	5
Список сокращений и терминов	6
Введение	9
1 Теоретическое введение	15
1.1 Стандартная модель	15
1.1.1 Общее описание	15
1.1.2 Требование локальной калибровочной симметрии	16
1.2 Электрослабый сектор	17
1.2.1 Теория Ферми слабых взаимодействий	17
1.2.2 V-A теория заряженных слабых взаимодействий	18
1.2.3 Теория промежуточного векторного бозона	18
1.2.4 Построение электрослабой теории	18
1.2.5 Спонтанное нарушение симметрии	20
1.2.6 Взаимодействие и самодействие калибровочных бозонов	21
1.3 Аномальные тройные вершины взаимодействия калибровочных бозонов	21
1.3.1 Недостающие части Стандартной модели	22
1.3.2 Как обнаружить «новую физику»	23
1.3.3 Приближение с помощью аномальных взаимодействий	24
1.3.4 Однопетлевые оценки в рамках и за рамками СМ	28
1.4 Ассоциированное образование Z с фотоном в СМ	29
2 Экспериментальная установка и программное обеспечение	32
2.1 Большой адронный коллайдер	32
2.2 Эксперимент ATLAS	34
2.2.1 Система координат и кинематические переменные	35
2.2.2 Магниты	36
2.2.3 Внутренний детектор	37
2.2.4 Система калориметров	40
2.2.5 Мюонный спектрометр	42
2.2.6 Триггер и сбор данных	44
2.2.7 Компьютерная модель эксперимента ATLAS	45

2.3	Набор данных, Монте-Карло моделирование	46
2.3.1	Данные от столкновений	46
2.3.2	Моделирование	47
2.4	Реконструкция физических объектов и идентификация частиц	48
2.4.1	Первичные вершины	49
2.4.2	Электроны	49
2.4.3	Мюоны	51
2.4.4	Фотоны	52
2.4.5	Адронные струи	55
2.4.6	Потерянный поперечный импульс и потерянная поперечная энергия . .	55
2.5	Измерение эффективности идентификации фотонов из данных	56
2.5.1	Идентификация фотонов в ATLAS	56
2.5.2	Эффективность идентификации фотонов	57
2.5.3	Измерение эффективности идентификации фотонов, основанное на при- менении данных	57
3	Получение сечения для процесса $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$	67
3.1	Отбор событий	67
3.1.1	Отбор электронов	67
3.1.2	Отбор мюонов	68
3.1.3	Отбор фотонов	69
3.1.4	Определение и отбор адронных струй	69
3.1.5	Отбор сигнальных событий $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	70
3.2	Оценка фонов	70
3.2.1	Неверная идентификация электрон→фотон в событиях $W \rightarrow e\nu$	71
3.2.2	Фон от событий $W\gamma$	75
3.2.3	Фон от событий $\gamma +$ струя	76
3.2.4	Неверная идентификация струя→фотон в событиях $Z(\nu\bar{\nu}) +$ струя . . .	78
3.2.5	Другие фоны	83
3.3	Резюме по ожидаемым и наблюдаемым событиям	83
3.3.1	Наблюдаемые события и ожидаемые фоны	83
3.3.2	Кинематические распределения	83
3.4	Систематические погрешности	84
3.4.1	Погрешности, связанные с фотонами	87
3.4.2	Погрешности, связанные с адронными струями и ППИ	87
3.4.3	Погрешности, связанные с триггером	87
3.4.4	Погрешности, связанные с лептонами	88
3.4.5	Теоретические погрешности	89
3.5	Теоретические предсказания Стандартной модели	89
3.5.1	Предсказания на уровне NLO поправок	89
3.5.2	Предсказания на уровне NNLO поправок	93

3.6	Измерение сечения	93
3.6.1	Определение доверительной области фазового пространства	93
3.6.2	Определение расширенной доверительной области фазового пространства	96
3.6.3	Вычисление сечения в расширенной доверительной области	96
3.6.4	Результаты по вычислению сечения в расширенной доверительной области	98
3.6.5	Дифференциальное сечение	99
3.6.6	Резюме	101
4	Получение пределов на аномальные тройные вершины $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$	103
4.1	Введение	103
4.2	Методика	104
4.2.1	Описание метода измерения пределов	104
4.2.2	Частотная процедура нахождения пределов	106
4.3	Результаты и сравнение с результатами предыдущих экспериментов	110
4.4	Выводы	111
	Заключение	115
	Благодарности	116
	Литература	116

Аннотация

Данная работа посвящена исследованию взаимодействий калибровочных бозонов электрослабого сектора Стандартной модели между собой. В работе использованы наборы данных, набранные в эксперименте ATLAS на БАК за 2011 и 2012 годы при энергиях сталкивающихся пучков 7 и 8 ТэВ с интегральной светимостью 4.6 фб^{-1} и 20.3 фб^{-1} соответственно. События были отобраны из лептонных распадов Z бозонов в нейтринную моду ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$), с требованием наличия ассоциированного изолированного фотона.

В результате работы было измерено сечение рождения Z бозона с ассоциированным фотоном высокой энергии от pp столкновений с $\sqrt{S} = 7 \text{ ТэВ}$ и $\sqrt{S} = 8 \text{ ТэВ}$. Измерения использованы для поиска аномальных тройных вершин калибровочных бозонов $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$, запрещенных в Стандартной модели на древесном уровне, которые могут служить проявлением «новой физики».

В результате отклонений от предсказаний Стандартной модели обнаружено не было, были наложены наилучшие на данный момент пределы на параметры лагранжиана для изучаемых аномальных тройных вершин калибровочных бозонов.

Список сокращений и терминов

LO сечение — сечение, вычисленное в ведущем порядке теории возмущений.

NLO сечение — сечение, вычисленное в следующем после ведущего порядке теории возмущений (учёт КХД и/или КЭД поправок).

NNLO сечение — сечение, вычисленное во втором от ведущего порядке теории возмущений (учёт КХД и/или КЭД поправок).

Quartic Gauge Coupling (QGC) — четверная вершина взаимодействия калибровочных бозонов электрослабой теории.

Triple Gauge Coupling (TGC) — тройная вершина взаимодействия калибровочных бозонов электрослабой теории.

Адронизация (hadronization) — обесцвечивание кварковых состояний генератором событий после розыгрыша (образование мезонных и барионных состояний).

Акцептанс (acceptance) — степень покрытия детектором/отборами всего фазового пространства изучаемого процесса.

Баррель (Barrel) — центральная часть детектора на ускорителе, обычно представляет собой форму цилиндра или бочки.

Генератор событий (event generator) — программа или программный код, использующийся для того, чтобы разыгрывать события с использованием матричных элементов взаимодействия и фейнмановских правил.

Инклюзивный метод — метод вычисления сечения, применяемый в случае наличия идентифицированных адронных струй в событии, когда нет точной информации о каждой из частиц, при этом импульсы всех частиц с неизвестными характеристиками суммируются.

Интегральная (набранная) светимость — аналог экспозиции для экспериментов на ускорителях, измеряется в бн^{-1} (обратных барнах) или см^{-2} и равна интегралу светимости от времени работы ускорителя.

Калориметр — детектор элементарных частиц, восстанавливающий энергию частиц.

Кластер (cluster) — область энерговыделения в калориметре, обычно связанная с пролётом и торможением элементарной частицы. Используется для сшивки с треком и, таким образом, идентификации типа частицы.

Люмиблок (lumiblock) — часть интегральной светимости, записанной для дальнейшего анализа, занимающая определённый объём памяти.

Матричный элемент (matrix element) — элемент матрицы рассеяния (квантовая механика), который характеризует конкретный процесс взаимодействия частиц. Вычисляется с использованием лагранжиана взаимодействия и фейнмановских правил.

Метод 'tag&probe' — метод определения эффективности отбора событий (триггерного или любого другого), базирующийся на использовании двух частиц из двухчастичного распада (например, $Z \rightarrow ee$). При этом к одной частице из распада (tag: меченной) обычно применены очень жёсткие условия отбора, позволяющие точно определить, что эта частица заданного типа от заданного распада. Отбор на вторую частицу (probe: пробную) заключается лишь в том, чтобы совместная инвариантная масса её и меченной была очень близка к первоначальной распавшейся. Таким образом, выбирается достаточно чистый (с минимумом фона) набор пробных частиц, с помощью которых далее просто получить эффективность того или иного отбора.

Монте-Карло события, МК (Monte-Carlo events, MC) — смоделированные данные, распределения в которых разыграны с помощью метода Монте-Карло.

Пайлап (pile-up) — множественные протон-протонные взаимодействия, происходящие внутри одного пересечения сгустков в детекторе ATLAS. Дополнительные взаимодействия от подобного события могут воздействовать на измерения процесса, проистекающего в главном взаимодействии. Если это происходит внутри одного пересечения сгустков, говорят о время-зависимом пайлапе (in-time pile-up), если участвуют соседние — говорят уже о вне-временном пайлапе (out-of-time pile-up).

Партонный ливень (parton shower) — череда превращений, через которые проходят партоны в генераторе от их начального получения из розыгрыша главного подпроцесса с использованием матричного элемента до адронизации.

Первичная вершина (primary vertex) — вершина взаимодействия протонных партонов, которая послужила источником процессу с высоким переданным импульсом, который в свою очередь привёл к изучаемому в анализе событию.

Первичные фотоны — все фотоны, источниками которых не являются распады адронов: они, как правило, образуются в элементарных тяжёлых рассеиваниях партонов (как $q\bar{q} \rightarrow q\gamma$ или $g\bar{g} \rightarrow \gamma\gamma$), из партонных фрагментаций, от излучательных распадов электро-слабых бозонов, или распадов массивных частиц (подобных гравитону или бозону Хиггса, распадающемуся на два фотона).

Подложка события (underlying event) — розыгрыш процессов сопутствующих главному (например, взаимодействия осколков протонов).

Пропагатор (функция распространения) — функция, определяющая амплитуду вероятности распространения релятивистского поля (частицы) между двумя актами взаимодействия. Он позволяет учесть влияние виртуальных частиц.

Ран (run) — сеанс набора данных экспериментом физики высоких энергий.

Режекция фона (background rejection) — качественная характеристика отбора сигнала от фона, говорящая о том насколько хорошо подавляется фон данным отбором. Обычно вычисляется как отношение числа фоновых событий до отбора к числу фоновых событий после отбора.

Реконструкция данных (reconstruction) — восстановление целых событий (треков, частиц, цепочки распадов) по откликам в различных детекторах частиц.

Светимость (luminosity) — аналог интенсивности для экспериментов на ускорителях, измеряется в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и равняется количеству частиц пролетающих поперечное сечение в 1 см^2 за 1 секунду.

События минимального смещения (minimum bias events) — события с взаимодействиями, которые характеризуются небольшими переданными импульсами.

Сырые (raw) данные — приведённые в цифровой вид данные от реального/смоделированного детектора, готовые к реконструкции.

Трек (track) — восстановленная в детекторе траектория движения элементарной частицы.

Трекер — детектор элементарных частиц, восстанавливающий по срабатываниям своих элементов треки частиц.

Фактор сдвига (fudge-factor) — параметр, который используется для сдвига МК распределения в сторону для большего согласия с распределением из данных. Такой параметр обычно получается заранее из сравнения шаблонного МК с данными.

Фактор скейлинга (scale-factor) — коэффициент, который используется для приведения МК распределения к виду распределения из данных. Вычисляется из сравнения шаблонного МК с данными.

Хит (hit) — точка срабатывания активных элементов детекторов в трекере из-за пролёта элементарной частицы, обычно за счёт ионизации. Являются элементарными компонентами, из которых далее строится трек частицы.

Эксклюзивный метод — метод вычисления сечения, применяемый, если существует полная информация обо всех продуктах реакции. Реализуется, если в событии отсутствуют идентифицированные адронные струи.

Эндкап (EndCap) — торцевая (боковая) часть детектора на ускорителе, обычно эндкапных части две и они находятся до и после баррельной части по ходу пучка.

Эффективность отбора (selection efficiency) — качественная характеристика отбора сигнала от фона, говорящая о том насколько хорошо события сигнала проходят данный отбор. Вычисляется как отношение числа сигнальных событий после отбора к числу сигнальных событий до отбора.

Введение

Актуальность темы.

Современной теорией строения и взаимодействий элементарных частиц, которая объясняет большинство процессов и явлений в физике высоких энергий, является Стандартная модель (СМ). Постулаты этой теории были доказаны во многих экспериментах. Однако, Стандартная модель не может считаться окончательной теорией элементарных частиц поскольку она не может ответить на многие фундаментальные вопросы такие как: Чем определяется число поколений фермионов и иерархия масс элементарных частиц? Почему значения параметров взаимодействия частиц именно такие? Чем объяснить барионную асимметрию Вселенной? Она не включает в себя гравитацию, частицы тёмной материи и т.д.

Поэтому предполагается, что эта модель лишь промежуточная и является частью более универсальной теории строения мира. Большинство теорий, расширяющих Стандартную модель, предсказывают новые частицы и взаимодействия. Обнаружение указаний на существование этих новых частиц является важнейшим критерием, который может как подтвердить, так и навсегда отбросить эти теории.

Диссертационная работа посвящена исследованию взаимодействия нейтральных калибровочных бозонов электрослабого сектора Стандартной модели между собой, а именно измерению сечения ассоциированного рождения Z бозона с фотоном и поиску событий, указывающих на существование нейтральных трехбозонных вершин (TGC) $Z\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma$, отсутствующих в СМ на древесном уровне. На петлевом уровне поправок данный процесс чрезвычайно чувствителен к новым частицам, а, значит, и к проявлениям «новой физики».

Изучение рождения дибозонных состояний является крайне важным элементом исследований на БАК. Эти процессы используются для проверки верности предсказаний СМ на ТэВном диапазоне энергий, а именно, для сравнения с теоретическими предсказаниями, учитывающими КЭД и КХД поправки высоких порядков. Они являются одними из основных фонов в исследованиях бозона Хиггса, а структуру членов лагранжиана, описывающих самовоздействие калибровочных бозонов, можно экстраполировать на члены лагранжиана, описывающие взаимодействия бозона Хиггса, и на определение его констант связи.

Получение знаний в этом научном направлении важно для понимания многих фундаментальных проблем современной физики высоких энергий и элементарных частиц. Наличие нейтральных трёхбозонных вершин будет служить важным свидетельством о возможной физике вне рамок Стандартной модели.

Для изучения таких процессов в данной работе был выбран нейтринный канал распада Z бозона. Хотя адронный канал распада Z бозона имеет наивысший брэнчинг, в то же

время он имеет малую эффективность поскольку требует применения жёстких отборов для подавления большого количества фоновых процессов, что сильно уменьшает общую статистику. В связи с этим конечные состояния $Z\gamma$ обычно изучаются с помощью лептонных мод распада. Среди распадов в лептоны, нейтринный канал имеет наивысший брэнчинг ($\sim 20\%$) по сравнению с каналом распада в заряженные лептоны ($\sim 3\%$). Таким образом, исследование с помощью нейтринного канала является наиболее чувствительным к возможности обнаружения аномальных вершин среди всех каналов распада Z бозона.

Исследования с нейтринными конечными состояниями были ранее проведены на ускорителе LEP коллаборациями ALEPH [1], DELPHI [1, 2], L3 [1, 3] и OPAL [1, 4], а также на ускорителе Теватрон коллаборациями CDF [5] и D0 [6, 7]. Данными экспериментами измерено сечение данного процесса и установлены пределы на аномальные тройные вершины взаимодействий калибровочных бозонов в области энергий, доступных этим экспериментам. Настоящая работа сделана в новом энергетическом диапазоне, доступном только экспериментам на БАК, и значительно улучшает предыдущие результаты.

Следует отметить, что аналогичные результаты на БАК были получены экспериментом CMS [8, 9]. Однако, настоящая работа, базирующаяся на результатах эксперимента ATLAS, улучшает все предыдущие результаты, а также включает измерение дифференциального сечения процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ как функции поперечного импульса фотона, которое не было представлено в предыдущих работах.

Научная новизна работы.

1. Разработан новый метод измерения эффективности фотонной идентификации из данных для эксперимента ATLAS, основанный на применении калибровочного набора фотонов от распада Z бозона ($Z \rightarrow \ell\ell\gamma$), позволивший улучшить точность определения данного параметра в 2 раза.
2. Впервые определены сечения ассоциированного рождения Z бозона и фотона высокой энергии с последующим распадом Z бозона в нейтрино при энергиях столкновений pp в системе центра масс, равных 7 и 8 ТэВ.
3. Установлены наиболее строгие в настоящее время пределы на константы связи h_3^Z , h_3^γ , h_4^Z и h_4^γ аномальных трёхбозонных вершин $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$.

Результаты выносимые на защиту.

1. Метод измерения эффективности отбора по идентификации фотонов на основе набора фотонов от излучательного распада Z бозона, позволивший улучшить в 2 раза точность её определения.
2. Сечения ассоциированного рождения Z бозона и фотона с последующим распадом Z в нейтринную моду, полученные на основе данных от протон-протонных столкновений с энергиями в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ:

- Для 7 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно $\sigma = 0.133 \pm 0.013(\text{стат.})_{-0.020}^{+0.020}(\text{сист.}) \pm 0.005(\text{свет.})$ пбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) — $\sigma = 0.116 \pm 0.010(\text{стат.})_{-0.013}^{+0.013}(\text{сист.}) \pm 0.004(\text{свет.})$ пбн.
- Для 8 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно $\sigma = 68 \pm 4(\text{стат.})_{-32}^{+33}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$ фбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) — $\sigma = 43 \pm 2(\text{стат.})_{-10}^{+10}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$ фбн.

Измеренные сечения согласуются с предсказаниями Стандартной модели в пределах погрешностей.

3. Наилучшие на данный момент пределы на параметры эффективного лагранжиана аномальных трёхбозонных вершин $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ (h_3^Z , h_3^γ , h_4^Z и h_4^γ) как для случая сохранения, так и для случая нарушения унитарности на основе данных эксперимента ATLAS с энергиями столкновений в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ.

Практическая ценность работы.

1. Разработанный метод измерения эффективности идентификации фотонов на основе данных по распаду Z бозона с излучением фотона является в настоящее время базовым в эксперименте ATLAS. Использование такого подхода применяется, например, для изучения распадов бозона Хиггса на 2 фотона или фотон с Z бозоном.
2. Разработанный метод отбора событий в распаде $[Z \rightarrow \nu\bar{\nu}]\gamma$ и полученные на его основе результаты, будут использованы в экспериментальных исследованиях по косвенному и прямому поиску «новой физики» со сходными конечными состояниями. В качестве примеров применения методики следует указать: электрослабое рождение Z бозона с фотоном в результате рассеяния векторных бозонов; резонансное рождение фотона с «нерегистрируемой» массивной частицей. Полученные результаты используются для оценки фона в редких процессах: ассоциированного рождения Z бозона и 2 фотонов, электрослабого рождения Z бозона с фотоном.
3. Полученные результаты по сечениям рождения Z бозона в ассоциации с фотоном высокой энергии дают возможность проверить предсказания Стандартной модели: во-первых, улучшить точность описания физических процессов [10], во-вторых, получить вероятность существования аномальных вершин взаимодействий, предсказываемых моделями «новой физики».
4. Полученные пределы на константы связи аномальных тройных вершин $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ дают достигнутую точность, с которой проверено отсутствие вклада «новой физики» за рамками Стандартной модели в петлевые поправки к изучаемым вершинам взаимодействий.

Вклад автора.

Изложенные в диссертационной работе результаты, получены автором лично, либо при его определяющем участии.

Достоверность полученных результатов и выводов заключается в согласии с результатами других экспериментов, проводившихся ранее, а также подкрепляется широким обсуждением внутри научной коллаборации, публикацией результатов в рецензируемых журналах, обсуждениях на научных конференциях и семинарах.

Достоверность разработанного метода измерения эффективности идентификации фотонов из данных в диапазоне энергии [10–50 ГэВ] в эксперименте ATLAS на основе распада $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$ подтверждена с точностью 5% результатами двух других независимых методов измерения эффективности идентификации [11], разработанных для диапазона энергии фотонов [25–300 ГэВ].

Достоверность полученных значений сечения и пределов на константы связи аномальных вершин заключается в согласии с результатами других экспериментов (эксперименты на ускорителях Tevatron, LEP и эксперимент CMS на БАК), и с результатами теоретических расчётов [10, 12, 13].

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы были представлены на:

- Сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», г. Москва, Россия, 2012 г;
- 16-ой международной московской школе физики, г. Москва, Россия, 2013 г;
- Научных сессиях НИЯУ МИФИ, г. Москва, Россия, 2009, 2010, 2011 гг;
- Симпозиуме ATLAS группы «Электрон/Фотон» 2011, Белгирейт, Италия;
- Симпозиуме ATLAS группы «Электрон/Фотон» 2013, Майнц, Германия;
- Симпозиуме ATLAS группы «Электрон/Фотон» 2014, Париж, Франция;
- Конференции «51st Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories» 2016, Ла Туи, Италия;
- Конференции «5th International Conference on New Frontiers in Physics ICNFP2016», Колумбари, Греция;
- на совещаниях рабочих групп «Стандартная модель» и «Электрон/Фотон» коллаборации ATLAS, а также на совещаниях российских институтов, входящих в коллаборацию ATLAS.

Основные положения диссертации изложены в 7 опубликованных работах. Шесть работ опубликованы в рецензируемых научных изданиях, 4 из них - в периодических изданиях, которые входят в базы данных Scopus и Web of Science.

Работы, опубликованные в рецензируемых научных изданиях ВАК:

1. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS Detector» // Journ. of High Energy Phys., 09, 072 (2011) pp.1-41;
2. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV and limits on anomalous triple gauge couplings with the ATLAS detector» // Phys. Lett. B, 717, 1-3 (2012) pp.49-69;
3. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurements of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC» // Phys.Rev. D, 87 (2013) 112003, pp.1-40;
4. Солдатов Е.Ю. «Идентификация фотонов в эксперименте ATLAS (CERN) и её применение в физических исследованиях» // Ядерная физика и инжиниринг, том 4, выпуск 9-10 (2013), стр. 818-825;
5. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS Detector» // Phys.Rev. D, 93 (2016) 112002, pp.1-41;
6. Soldatov E.Yu. «Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS Detector» // Proceedings of the 51st Recontres de Moriond (2016): Electroweak Interactions and Unified Theories, pp.577-580.

Другие работы:

7. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using 4.9 fb⁻¹ of pp collision data collected in 2011», 2012, pp.1-30, препринт, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2012-123/>.

Личный вклад автора в работах, опубликованных в соавторстве, составляют следующие результаты:

[1, 2] — автор определил точность нового метода определения эффективностей идентификации и отбора по изолированности фотонов при исследовании ассоциированного рождения Z или W бозона с фотоном. Показал, что точности этих эффективностей являются основным вкладом в погрешность исследуемых сечений;

[3, 4] — автор определил: интегральное и дифференциальное сечения рождения Z бозона с высокоэнергетичным фотоном и последующим распадом Z в нейтринную моду от событий столкновений pp с энергией 7 и 8 ТэВ; ограничения на константы связи аномальных трёхбозонных вершин;

[6] — автор разработал метод по селекции «чистого» набора фотонов из процесса распада Z бозона с излучением фотона ($Z \rightarrow \ell\ell\gamma$, где $\ell = e/\mu$), который позволил получить значения эффективности идентификации фотонов.

Диссертационная работа состоит из аннотации, введения, четырёх глав, заключения и списка литературы.

Во введении приводится общая характеристика работы, обосновывается важность и актуальность поставленной задачи.

Глава 1 «Теоретическое введение» рассказывает о Стандартной модели — текущем теоретическом описании в физике высоких энергий и содержит обзор теоретических и экспериментальных работ, связанных с постулатами СМ, механизмами электрослабой теории и возможным влиянием «новой физики» на взаимодействия и самодействия калибровочных бозонов.

Глава 2 «Экспериментальная установка и программное обеспечение», во-первых, посвящена подробному описанию научной аппаратуры — описывается ускоритель Большой адронный коллайдер и эксперимент ATLAS: приводится назначение, устройство и характеристики каждой из детекторных систем. Во-вторых, глава знакомит читателя с программной «начинкой» эксперимента: описанием программной среды, алгоритмами реконструкции и идентификации частиц, а также с описанием использованных данных и наборов Монте-Карло моделирования. Часть главы посвящена описанию метода измерения эффективности идентификации фотонов из данных с использованием излучательного распада Z бозона ($Z \rightarrow \ell\ell\gamma$).

Глава 3 «Получение сечения для процесса $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$ » посвящена, во-первых, разработке методики отбора событий с целью увеличения отношения сигнал/фон в наборе данных/моделирования, во-вторых, точной оценке этих фонов после селекции как из моделирования так и из данных, и, в-третьих, вычислению сечения процесса и сравнению с теоретическими предсказаниями СМ для исследований с энергиями столкновений 7 и 8 ТэВ.

Глава 4 «Получение пределов на аномальные тройные вершины $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ » посвящена получению пределов на аномальные тройные вершины калибровочных бозонов для исследований с энергиями столкновений 7 и 8 ТэВ и сравнению с пределами, полученными экспериментами предыдущих поколений.

Заключение содержит подведение итогов, перечисление основных результатов работы и обсуждение дальнейшего направления данного исследования.

Полный объем диссертации составляет 124 страницы с 34 рисунками и 28 таблицами. Список литературы содержит 106 наименований.

Глава 1

Теоретическое введение

Данная глава даёт вводную теоретическую информацию о текущем положении дел в физике высоких энергий — рассказывает об основах на которых построена Стандартная модель физики частиц и о том, насколько важны поиски любых отклонений от неё, которые в том числе ведутся в данной работе.

Описание Стандартной модели дано в разделе 1.1, углубленный рассказ об электрослабой теории дан в разделе 1.2. В разделе 1.3 даётся описание аномальных взаимодействий как сигнатуры физики за рамками Стандартной модели. Более подробно об ожидаемых свойствах изучаемого конечного состояния Z бозона с фотоном написано в разделе 1.4.

1.1 Стандартная модель

1.1.1 Общее описание

Стандартная модель физики элементарных частиц (ФЭЧ) описывает свойства и взаимодействия элементарных частиц [14, 15]. Это релятивистская квантовая теория поля, которая удовлетворяет локальной калибровочной симметрии $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Основы СМ были заложены во второй половине 20-го века А. Саламом, Ш. Глешоу и С. Вайнбергом. До сих пор не было найдено никаких отклонений во взаимодействиях частиц от предсказанных СМ и все частицы, включённые в Стандартную модель, были открыты [16].

Есть два типа элементарных частиц в СМ: фермионы и бозоны. Это деление отражает собой деление материи на вещество и поля. Главное отличие вещества от поля или взаимодействия, обусловленное запретом Паули, в том, что в одной точке пространства (точнее: с одинаковыми квантовыми числами) в один момент может находиться всего одна частица вещества и сколь угодно много частиц полей. Фермионы — частицы вещества, они имеют полуцелый спин. На рисунке 1.1 показаны массы и заряды фермионов. Есть две подгруппы фермионов: лептоны и кварки. Лептоны делятся на 2 типа: электрически заряженные частицы (e, μ, τ) и нейтральные частицы — нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Кварки являются массивными частицами, которые имеют электрический и цветовой заряд, всего их 6 (u, d, c, s, t, b). Фермионы образуют три поколения по возрастанию массы. Частицы вещества кроме широкоизвестного электрического заряда Q , могут также переносить слабый или цветовой заряд.

Лептоны спин = 1/2		
Аромат	Масса ГэВ/с ²	Электр. заряд
ν_e электр. нейтрино	$<1 \times 10^{-8}$	0
e электрон	0.000511	-1
ν_μ мюон. нейтрино	<0.0002	0
μ мюон	0.106	-1
ν_τ тау- нейтрино	<0.02	0
τ тау-лептон	1.7771	-1

а)

Кварки спин = 1/2		
Аромат	Прим. Масса ГэВ/с ²	Электр. заряд
u up	0.003	2/3
d down	0.006	-1/3
c charm	1.3	2/3
s strange	0.1	-1/3
t top	175	2/3
b bottom	4.3	-1/3

б)

Рисунок 1.1. Поколения фермионов: а) лептонов и б) кварков.

Эти заряды отвечают за различные взаимодействия частиц между собой. Всего существует 4 типа фундаментальных взаимодействий, 3 из них включены в СМ. Эти взаимодействия переносятся частицами, имеющими целый спин, которые представляют собой векторные поля и называются бозонами. Три фундаментальных взаимодействия СМ это: электромагнитное (ЭМ), слабое и сильное поля. Электромагнитное взаимодействие связано с электрическим зарядом и поэтому включает все заряженные частицы. Переносчиком ЭМ взаимодействия является безмассовый фотон. Слабое взаимодействие связано со слабым изоспином и переносится W^+ , W^- и Z бозонами. Оба эти взаимодействия описываются Квантовой Электродинамикой (КЭД). Наконец, сильное взаимодействие — это взаимодействие, удерживающее кварки вместе, что происходит за счёт цветового заряда кварков. Сильное взаимодействие переносится 8-ю безмассовыми глюонами и описывается Квантовой Хромодинамикой (КХД).

Стандартная модель физики частиц описана с помощью тщательно разработанной математической основы. Далее будут описаны только части СМ близко относящиеся к образованию дибозонных состояний, как $Z\gamma$.

1.1.2 Требование локальной калибровочной симметрии

Для понимания первопричины взаимодействий частиц и появления векторных полей, которые переносят эти взаимодействия, в этом параграфе будут обсуждаться калибровочные симметрии. В качестве примера взята Квантовая Электродинамика.

Одной из самых важных теорем, используемых в физике частиц, является теорема Нетер. Эта теорема гласит, что инвариантность относительно преобразования приводит к сохраняющейся величине. Это ведёт к тому, что лагранжиан свободного поля является инвариантным относительно калибровочных преобразований. Взаимодействия частиц и, таким образом, калибровочные бозоны-переносчики возникают после применения локального калибровочного преобразования к лагранжиану, описывающему свободное фермионное поле:

$$L = i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi. \quad (1.1)$$

Простейшим случаем является фазовое преобразование поворота, описываемое группой $U(1)$, $\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\Psi(x)$, где α зависит от пространства-времени, x . Это преобразование связано с электрическим зарядом Q и, таким образом, с электромагнитными взаимодействиями. Для того, чтобы получить инвариантность лагранжиана относительно описанного выше локального преобразования, должна быть введена изменённая производная D_μ . Если положить $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, где A_μ — векторное поле, то в лагранжиане появляется новый член $e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu$. Этот новый член представляет собой взаимодействие между фермионной плотностью тока $j^\mu = -e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$ и векторным полем A_μ . A_μ соответствует фотону, который является переносчиком электромагнитных взаимодействий. В лагранжиан должен быть добавлен дополнительный калибровочно инвариантный член, который учитывает кинетическую энергию фотона, $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Подводя итог, получается полный лагранжиан КЭД:

$$L = i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi + e\bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

Массовые члены для фотонного поля запрещены, так как они нарушают инвариантность лагранжиана относительно локального фазового преобразования $U(1)$. Та же ситуация со всеми бозонными полями, появляющимися после требования таких локальных симметрий как $SU(2)$ и $SU(3)$: массовый член бозонных полей будет нарушать инвариантность лагранжиана. Если в случае фотона это не является проблемой, то, как будет показано далее, отсутствие массового члена для $W^\pm$ и Z бозонов много лет было очень важной проблемой для ФЭЧ. Эта проблема была решена с помощью механизма Брута-Энглера-Хиггса [17, 18].

1.2 Электрослабый сектор

1.2.1 Теория Ферми слабых взаимодействий

В 1934 году для описания β -распада нейтрона $n \rightarrow pe^-\bar{\nu}_e$, открытого Паули, Ферми предложил 4-х фермионную теорию [19], лагранжиан которой:

$$L_F = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}[\bar{p}(x)\gamma_\lambda n(x)][\bar{e}(x)\gamma^\lambda \nu_e(x)] + \text{к.с.} \quad (1.3)$$

В этом лагранжиане фермионные поля обозначены через $\bar{p}, n, \bar{e}, \nu$, и величина $G_F = 1.167 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ — размерная фермиевская константа слабых взаимодействий. Лагранжиан Ферми подразумевает, как и в случае электродинамики, векторную структуру адронных и лептонных токов и постулирует локальный характер четырёхлептонных взаимодействий: два тока взаимодействуют в одной пространственно-временной точке x [15].

Однако, константа слабого взаимодействия G не безразмерная, так как её размерность — масса⁻².

1.2.2 V-A теория заряженных слабых взаимодействий

В дальнейшем экспериментальные данные по бета-переходам поляризованного ^{60}C показали, что слабые взаимодействия нарушают пространственную чётность, P [20]. В изучаемом процессе $^{60}\text{C} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$, наблюдались только лево-ориентированные электроны и право-ориентированные нейтрино. Теорию Ферми пришлось модифицировать, чтобы нарушать пространственную чётность P. Для того, чтобы получить максимальное нарушение пространственной чётности, в математический формализм, описывающий слабые взаимодействия, необходимо включить аксиальную векторную компоненту (нарушающую P). Поэтому заряженные слабые взаимодействия называются V-A (векторно-аксиальные) взаимодействия.

Также было обнаружено существование нейтральных слабых токов, как в процессе рассеяния $\nu q \rightarrow \nu q$. В отличие от заряженных слабых токов, нейтральные токи не имеют чистой V-A структуры, поскольку кроме лево-ориентированной компоненты они также имеют и право-ориентированную компоненту. Однако, вклад право-ориентированной компоненты значительно меньше, чем вклад лево-ориентированной.

1.2.3 Теория промежуточного векторного бозона

Факт того, что константа взаимодействия в теории Ферми не безразмерна, является признаком того, что должен быть распространитель-пропагатор (бозон), переносящий слабую силу. Кроме того, наблюдаемое время жизни слабых распадов, которое значительно больше, чем для сильных и электромагнитных процессов, само по себе является доказательством того, что если пропагаторы слабого взаимодействия существуют, то они должны быть массивными.

1.2.4 Построение электрослабой теории

Следующей ступенью была цель объединить электромагнитные взаимодействия со слабыми в рамках одной математической структуры [21]. Процедура, которой следовали Ш.Глэшоу, С.Вайнберг и А.Салам — та же, что была использована для формулирования КЭД. Для электрослабых взаимодействий требуется удовлетворять локальной симметрии слабого изоспина $SU(2)_L$ и слабого гиперзаряда $U(1)_Y$ с генераторами T и Y соответственно. Если применить эти симметрии, возникает 4 безмассовых векторных поля: триплет полей со спином 1 — $\mathbf{W}_\mu = W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ и синглет B_μ , ассоциированные с $SU(2)_L$ и $U(1)_Y$ калибровочными симметриями соответственно. Генераторы T^3 и Y должны удовлетворять равенству $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$, где Q — генератор калибровочной симметрии U(1) (КЭД). Требование выше подразумевает комбинацию W_μ^3 с B_μ , чтобы получить фотонное поле A_μ и нейтральный слабый бозон Z. Отношение между нейтральными полями таково:

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

где θ_w — слабый угол смешивания (угол Вайнберга). Таким образом, получаются нейтральные электрослабые бозоны:

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gW_\mu^3 - g'B_\mu), \\ A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(g'W_\mu^3 + gB_\mu), \end{aligned} \quad (1.5)$$

где g и g' — это константы связи взаимодействий $U(1)$ и $SU(2)$, соответственно. А заряженные электрослабые бозоны получаются так:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2). \quad (1.6)$$

И электрослабый лагранжиан получается таким:

$$\begin{aligned} L_{\text{ЭС}} &= -\frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \\ &+ \bar{L}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}\mathbf{W}_\mu - g'\frac{\Upsilon}{2}B_\mu \right) L + \\ &+ \bar{R}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g'\frac{\Upsilon}{2}B_\mu \right) R, \end{aligned} \quad (1.7)$$

где $\boldsymbol{\tau}$ обозначает матричный вектор Паули. $W_{\mu\nu}^i$, $B_{\mu\nu}$ являются тензорами силы поля:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon_{ijk}W_\mu^jW_\nu^k, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где ϵ_{ijk} — константа структуры $SU(2)$. Последний член в $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ описывает самодействия калибровочных бозонов и поэтому присутствует для всех неабелевых групп, как $SU(2)$ в $W_{\mu\nu}^i$, и исчезает для абелевых групп, как $U(1)$ в $B_{\mu\nu}$.

Первые 2 члена в уравнении 1.7 учитывают кинетическую энергию и самодействия электрослабых бозонов. Третий член содержит кинетические энергии лево-ориентированных лептонов и их взаимодействия с бозонами. Четвёртый член представляет собой кинетические энергии право-ориентированных лептонов и их взаимодействия с γ и Z бозонами. Как ранее было показано, из-за V-A структуры заряженных электрослабых токов, в лагранжиане не появляется взаимодействие право-ориентированного лептона с $W^\pm$ бозонами. Кроме того, в лагранжиане также нет фермионного массового члена формы $m(\bar{L}R + \bar{R}L)$. Это происходит из-за разного поведения L и R компонент фермионных полей при требовании локальной калибровочной симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Более того, как упоминалось выше, есть доказательства того, что калибровочные бозоны являются массивными, как, например, значительно более долгое время протекания слабых взаимодействий. Однако, в лагранжиане также не присутствует массовых членов для $W^\pm$ и Z бозонов.

1.2.5 Спонтанное нарушение симметрии

Проблема массы была решена в 1960-х годах Р.Броутом, Ф.Энглера и П.Хиггсом [17, 18], которые независимо предложили существование нового скалярного поля ϕ . Характеристики этого нового скалярного поля таковы, что масса может быть дана и фермионам и бозонам через механизм «спонтанного» нарушения симметрии. Спонтанное нарушение симметрии происходит когда описывающий систему лагранжиан инвариантен относительно преобразований, тогда как состояние с минимальной энергией — нет. Лагранжиан описывающий новое скалярное поле может быть записан так:

$$L_\phi = \bar{D}^\mu D_\mu \phi + m^2 |\phi|^2 - \lambda |\phi|^4, \quad (1.9)$$

где D^μ является $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ковариантной производной, а $D^\mu = i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}\mathbf{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu$, и $-m^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4$ — это потенциал $V(\phi)$, где m — член представляющий массу поля, λ — константа самодействующего скалярного поля.

Структура комплексного скалярного поля, введённая таким образом, чтобы лагранжиан оставался инвариантным относительно $SU(2)_L \times U(1)_Y$, является изоспиновым дублетом со слабым гиперзарядом $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

где ϕ_i ($i=1,2,3,4$) — реальные скалярные поля.

Минимум потенциала, который называется вакуумом, удовлетворяет условию $|\phi| = \frac{m^2}{2\lambda}$. Выбор вакуума получается из необходимости неинвариантного вакуумного состояния относительно калибровочной симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Это приводит к нарушению симметрии. Выбранный вакуум таков: $\phi_1^2 = \phi_2^2 = \phi_4^2 = 0$ и $\phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2$. Этот специфический вакуум инвариантен относительно $U(1)_{\text{ЭМ}}$, поскольку $Q = T^3 + \frac{Y}{2} = 0$, и поэтому сохраняет фотон безмассовым, в то время как даёт массы другим векторным бозонам. Наконец, подходящая форма скалярного поля такова:

$$\phi(x) = \frac{e^{i\tau\theta(x)}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

где θ — это 3 реальных безмассовых поля (Голдстоуновские бозоны). Поле Хиггса $H(x)$ возникает из квантовых флуктуаций вокруг минимума. Когда уравнение 1.11 включается в полный лагранжиан, эти флуктуации будут генерировать соответствующие массовые члены. Для поля Хиггса $H(x)$, массовый член появляется напрямую, в то время как калибровочные поля W^i становятся массивными после «поглощения» голдстоуновских бозонов. Предсказываемый данным механизмом новый бозон — бозон Хиггса был найден в 2012 году [22, 23], завершив тем самым построение СМ.

Соответствующие уравнения, выражающие массы $W^\pm$ и Z бозонов как функцию констант связи g' , g и v , таковы:

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, M_W = \frac{1}{2}vg, \quad (1.12)$$

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_w. \quad (1.13)$$

Масса W бозона была точно измерена на LEP [1] и Тэватроне [24] и полученные совместные результаты дают массу, равную 80.385 ± 0.015 ГэВ [25]. Масса Z бозона, оцененная с помощью данных LEP, равна 91.1876 ± 0.0021 ГэВ [26].

1.2.6 Взаимодействие и самодействие калибровочных бозонов

Неабелева природа электрослабой калибровочной группы симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$ приводит к существованию тройных (TGC) и четверных (QGC) вершин, в которых 3 или 4 калибровочных бозона электрослабой теории взаимодействуют друг с другом как показано на рис. 1.2. Точная форма членов в лагранжиане, отвечающих за тройные и четверные вершины, полностью определяется калибровочной структурой и может быть получена из уравнения 1.7. Как было установлено в предыдущем разделе, после спонтанного нарушения симметрии, остаётся один безмассовый и три массивных электрослабых калибровочных бозона. Однако, из-за некоторых симметрий и законов сохранения не все комбинации этих бозонов в одной вершине разрешены.

Если говорить о тройных вершинах, в вершине должен сохраняться заряд, что сразу исключает 4 из 10 комбинаций. Фотоны не могут взаимодействовать между собой, поскольку подчиняются правилам группы $U(1)$, которая является абелевой, а поэтому вершины $\gamma\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ также могут быть исключены. Причина, по которой в СМ запрещены вершины ZZZ и $ZZZ\gamma$, может быть показана, если посмотреть подробнее на уравнения 1.8. Полностью антисимметричный тензор ϵ^{ijk} позволяет лишь тройную вершину, сформированную из $W^1W^2W^3$. Однако уравнения 1.5–1.6 показали, что W^1 и W^2 составляют $W^\pm$ бозоны и только лишь W^3 вносит вклад в формирование Z и γ бозонов. Таким образом, единственно возможные тройные вершины это: W^+W^-Z и $W^+W^-\gamma$. Подобным же образом, единственно возможные четверные вершины это $W^iW^jW^iW^j$, где $i, j = 1, 2, 3$ и $i \neq j$, что прямо обозначает, что разрешены только следующие вершины: $W^+W^-W^+W^-$, W^+W^-ZZ , $W^+W^-Z\gamma$ и $W^+W^-\gamma\gamma$.

В протон-протонных столкновениях, эти тройные вершины могут появляться в так называемых диаграммах s -канала, которые в лидирующем порядке описывают следующий процесс: $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VV$.

1.3 Аномальные тройные вершины взаимодействия калибровочных бозонов

Даже несмотря на то, что СМ оказалась огромным успехом физики частиц, особенно с открытием бозона Хиггса, всё же до сих пор остаётся ряд вопросов без ответа. В этом разделе

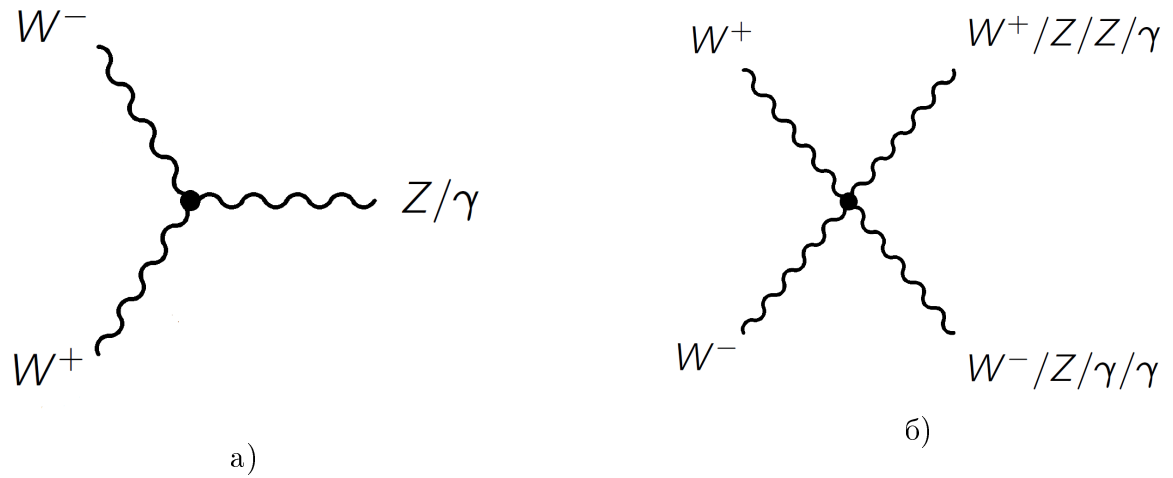


Рисунок 1.2. Тройные (а) и четверные (б) вершины взаимодействия калибровочных бозонов электрослабой модели, возможные в Стандартной модели.

будет описан не прямой способ поиска «новой физики», модели которой пытаются ответить на эти вопросы.

1.3.1 Недостающие части Стандартной модели

Остающиеся вопросы, касающиеся Стандартной модели, могут быть поделены на две категории, которые в действительности являются двумя сторонами одной и той же монеты. С одной стороны существуют экспериментальные наблюдения того, что не может быть объяснено СМ и, с другой стороны, теория не кажется фундаментальной, из-за некоторых её свойств, которые добавлены способом применимым только в частном случае.

Наиболее важными экспериментальными проблемами, показывающими недостаточность СМ, являются следующие:

- Астрофизические и космологические проблемы, такие как, например, тёмные материя и энергия или инфляция, которые не объясняются с помощью СМ;
- Барион-антибарионная асимметрия, то есть почему во Вселенной материи существенно больше, чем антиматерии;
- Гравитация не включена в СМ.

На теоретическом уровне, есть серьёзные сомнения, что СМ является фундаментальной теорией. Чем, например, обусловлена такая сложность природы, а именно: 19 свободных параметров и борьба с такими проблемами, как перенормировка? Наиболее важными теоретическими проблемами являются следующие:

- СМ имеет до 25 свободных параметров, если включить заодно те, что представляют массы нейтрино. Эти величины не предсказываются теорией и поэтому должны быть измерены экспериментально. Теория, имеющая так много параметров, не кажется фундаментальной;

- Разность в масштабах физики частиц, известная как «проблема иерархии». Например, существуют значительные отличия в масштабах между массой бозона Хиггса и планковской массой.

Для того, чтобы решить вопросы, приведённые выше, за последние десятилетия было развито несколько альтернативных теоретических моделей. Это такие теории как, например, суперсимметрия, техницвет, дополнительные измерения, теория струн и теории великого объединения (ТВО) [15, 27, 28].

До сих пор на БАКе не было обнаружено никаких противоречий с предсказаниями Стандартной модели. Однако, ожидается, что «новая физика» должна быть совсем близко по энергетическому масштабу и поэтому экспериментаторы продолжают искать любые указания на неё.

1.3.2 Как обнаружить «новую физику»

Большинство моделей «новой физики» предсказывают новые тяжёлые частицы и изменённые взаимодействия между частицами СМ. Есть два пути поиска «новой физики» этого типа. Первый способ это прямой поиск новых частиц, ожидая новые непредсказанные резонансы в экспериментальных данных. Однако, если возможной энергии в центре масс недостаточно чтобы образовать эти тяжёлые частицы или если их сечение образования очень мало, то данный метод не даст положительных результатов. Второй способ — проверять эти сценарии косвенно: с помощью поиска эффектов за рамками СМ [29]. Отклонения величин отношений брэнчингов или частот образования частиц будут указывать на то, что взаимодействия между частицами СМ не совпадают с предсказаниями. Поэтому, это будет непрямым доказательством существования «новой физики».

Далее рассмотрен пример косвенного проявления «новой физики», которая предсказывает тяжёлые фермионы. Даже несмотря на то, что тяжёлые фермионы не могут быть напрямую рождены при энергиях БАК, они могут существовать внутри виртуальных фермионных петель. Такие петли могут привести к увеличению сечений СМ. Тщательный метод изучения сценария непрямого поиска, описанного выше, в данной работе сводится к точному измерению тройных калибровочных взаимодействий (вершин). Как было сказано ранее, СМ запрещает на древесном уровне существование нейтральных вершин вида $Z(\gamma)ZZ(\gamma)$ (s -канал). Однако, такие вершины могут наблюдаться, если вступают в дело петли тяжёлых частиц, см. рис. 1.3. Эти фермионные петли при низкой энергии ($m_f \gg s$) проявляют себя как взаимодействия в точке.

Какой бы ни была «новая физика», она может быть описана с помощью модельно независимого эффективного лагранжиана:

$$L_{\text{эфф}} = L_{\text{СМ}} + L_{\text{вне СМ}}. \quad (1.14)$$

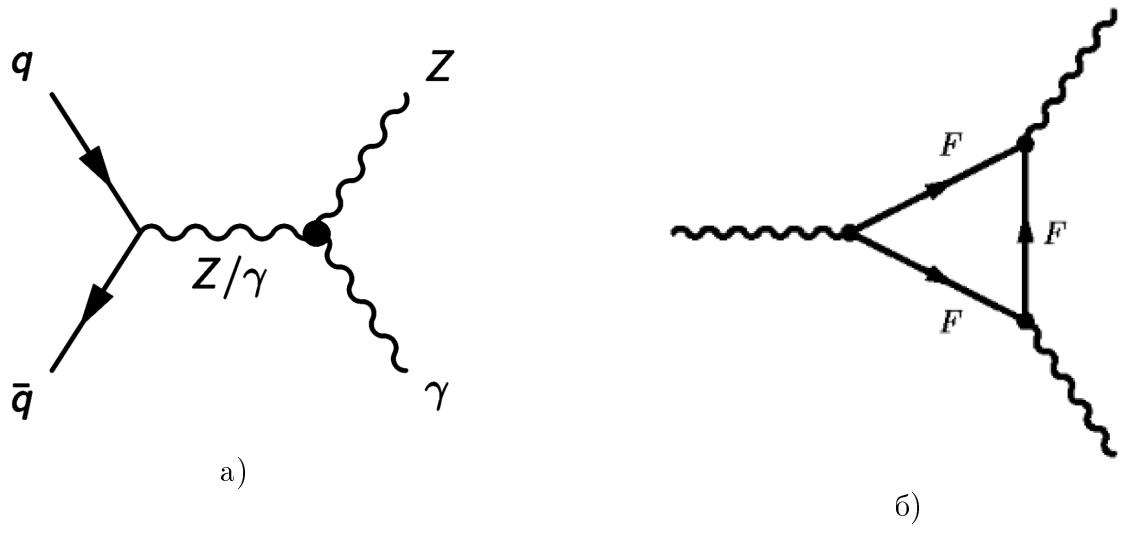


Рисунок 1.3. а) Фейнмановская диаграмма процесса $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma$, идущего через s-канал; б) треугольная фермионная петля.

1.3.3 Приближение с помощью аномальных взаимодействий

Подход аномальных взаимодействий использовался до сих пор во всех дибозонных исследованиях эксперимента ATLAS.

Эффективный лагранжиан $L_{\text{вне СМ}}$ и его импульсно-пространственные аналоги, вершинные функции для трёхбозонных вершин, в том числе и для $ZZ\gamma/Z\gamma\gamma$ широко изучены в литературе [30–34]. Наиболее общие исследования рассматривают все 3 бозона вне массовой поверхности, другие же рассматривают случай, когда два бозона в конечном состоянии находятся на массовой поверхности, который применим и для данной работы.

Форма лагранжиана и вершинных функций определяется наложенными симметриями. Учитывая хорошее согласие между данными и предсказаниями СМ, естественно ожидать, что любой сигнал «новой физики» с более высокого масштаба, будет подчиняться симметриям СМ при более низких энергиях. Поэтому в настоящей работе накладываются следующие требования на лагранжиан и вершинные функции: Лоренц инвариантность, $U(1)_{\text{эм}}$ калибровочная инвариантность и Бозе симметрия. Бозе симметрия является специфичной к нейтральным тройным калибровочным вершинам и не применяется к заряженному сектору. Это происходит из-за того факта, что во всех нейтральных вершинах всегда будет участвовать по крайней мере два одинаковых бозона. А это обозначает их взаимозаменяемость в вершине, при условии того, что они имеют одинаковые массы.

Учитывая вышеописанные требования, эффективный лагранжиан $L_{\text{вне СМ}}$ генерирующий вершины вида $Z\gamma V$ ($V=\gamma, Z$), выглядит следующим образом [32]:

$$\begin{aligned}
L_{\text{вне СМ}} = \frac{e}{m_Z^2} & \left[-[h_1^\gamma(\partial^\sigma F_{\sigma\mu}) + h_1^Z(\partial^\sigma Z_{\sigma\mu})]Z_\beta F^{\mu\beta} - [h_3^\gamma(\partial_\sigma F^{\sigma\rho}) + \right. \\
& + h_3^Z(\partial_\sigma Z^{\sigma\rho})]Z^\alpha \tilde{F}_{\rho\alpha} - \left\{ \frac{h_2^\gamma}{m_Z^2}[\partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho F_{\rho\mu}] + \frac{h_2^Z}{m_Z^2}[\partial_\alpha \partial_\beta (\Box + m_Z^2)Z_\mu] \right\} \times \\
& \times Z^\alpha F^{\mu\beta} + \left\{ \frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2}[\Box \partial^\sigma F^{\rho\alpha}] + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2}[(\Box + m_Z^2)\partial^\sigma Z^{\rho\alpha}] \right\} Z_\sigma \tilde{F}_{\rho\alpha} \Big], \quad (1.15)
\end{aligned}$$

где $\tilde{F}_{\rho\alpha} = 1/2\epsilon_{\rho\alpha\mu\nu}F^{\mu\nu}$ с $F_{\rho\alpha} = \partial_\rho Z_\alpha - \partial_\alpha Z_\rho$.

Наиболее общее выражение для функции вершины $Z\gamma Z$, соответствующий данному эффективному лагранжиану дано в виде:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{Z\gamma Z}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = \frac{P^2 - q_1^2}{M_Z^2} & \left[h_1^Z(q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \right. \\
& + \frac{h_2^Z}{M_Z^2}P^\alpha(P \cdot q_2 g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta) - h_3^Z \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^Z}{M_Z^2}P^\alpha \epsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{2\sigma} \Big], \quad (1.16)
\end{aligned}$$

где P, q_1, q_2 — 4-х импульсы участвующих в вершине бозонов, $g^{\alpha\beta}$ — метрический тензор, $\epsilon^{\mu\alpha\beta\rho}$ — символ Леви-Чивиты (антисимметричный псевдотензор), h_i^Z ($i = 1, 2, 3, 4$) — параметры тройной вершины, M_Z — масса Z бозона.

Общая функция вершины $Z\gamma\gamma$ может быть получена из уравнения 1.17 следующими подстановками:

$$\frac{P^2 - q_1^2}{M_Z^2} \rightarrow \frac{P^2}{M_Z^2}, h_i^Z \rightarrow h_i^\gamma, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (1.17)$$

Общий множитель $(P^2 - q_1^2)$ в уравнении 1.17 является результатом Бозе симметрии, тогда как фактор P^2 в случае вершинной функции $Z\gamma\gamma$ появляется от электромагнитной калибровочной инвариантности. Поэтому такая вершинная функция $Z\gamma\gamma$ исчезает в случае, когда оба фотона находятся на массовой поверхности из-за теоремы Ландау-Янга [35, 36].

Таким образом, наиболее общий инвариант относительно Лоренц и калибровочных преобразований для взаимодействия $ZV\gamma$ (где V может обозначать Z или γ), может быть описан 4-мя параметрами взаимодействия для каждой из 2 вершин: h_i^V ($i = 1, 2, 3, 4$). Величины h_i^V или далее называемые параметры взаимодействия являются на самом деле безразмерными функциями от q_1^2, q_2^2 и P^2 .

С физической точки зрения комбинации параметров сохраняющих (нарушающих) СР чётность h_3^V и h_4^V (h_1^V и h_2^V) соответствуют так называемым электрическому (магнитному) дипольному и магнитному (электрическому) квадрупольному моментам перехода вершины $ZV\gamma$.

Отличные от нуля (аномальные) величины параметров взаимодействия h_i^V приводят к увеличению сечения процесса $Z\gamma$. Требование унитарности для более общего $ff \rightarrow Z\gamma$ процесса должно приводить к исчезновению $ZV\gamma$ взаимодействий при высоких энергиях [37]. Поэтому, h_i^V взаимодействия описываются форм-факторами, которые приводят к подавлению параметров аномальных вершин, когда q_1^2, q_2^2 или P^2 становятся большими.

В данном исследовании использованы обобщённые дипольные форм-факторы вида:

$$h_i^V = \frac{h_{i0}^V}{(1 + \hat{s}/\Lambda^2)^n}, \quad (1.18)$$

где $\hat{s}$ является квадратом инвариантной массы системы $Z\gamma$, Λ является масштабным форм-фактором, и, наконец, h_{i0}^V являются величинами параметров взаимодействий при низких энергиях. Здесь используется $n = 3$ для $h_{1,3}^V$ и $n = 4$ для $h_{2,4}^V$. Этот выбор гарантирует сохранение унитарности и то, что члены, пропорциональные $h_{20,40}^V$ ведут себя при больших энергиях так же, как и члены, пропорциональные $h_{10,30}^V$. Данный функциональный вид форм-факторов не определён однозначно требованием унитарности. Этот частный выбор мотивирован хорошо известными ядерными форм-факторами [38]. Свойство таких формфакторов в том, что h_i^V остаются практически константами при низких энергиях $\hat{s} \ll \Lambda$ и Λ задаёт масштаб, при котором они начинают падать при увеличении $\hat{s}$. Это согласуется со сценарием в котором не-СМ величины h_i^V являются низкоэнергетичным проявлением некоторой «новой физики» массового масштаба Λ .

Величины параметров h_{i0}^V при низких энергиях ограничены условием унитарности для парциальных волн на амплитуды неупругого рождения векторных бозонных пар в фермион-антифермионной аннигиляции при произвольных энергиях в системе центра масс. При получении унитарных пределов для h_{i0}^V использовалась стратегия изложенная в [39]. Предполагая, что только один параметр аномальных вершин отличен от нуля за раз, можно получить следующие границы для $\Lambda \gg m_Z$:

$$\begin{aligned} |h_{10}^Z|, |h_{30}^Z| &< \frac{\left(\frac{2}{3}n\right)^n}{\left(\frac{2}{3}n - 1\right)^{n-3/2}} \frac{0.126 \text{ ТэВ}^3}{\Lambda^3}, \\ |h_{20}^Z|, |h_{40}^Z| &< \frac{\left(\frac{2}{5}n\right)^n}{\left(\frac{2}{5}n - 1\right)^{n-5/2}} \frac{2.1 \times 10^{-3} \text{ ТэВ}^5}{\Lambda^5} \end{aligned} \quad (1.19)$$

и

$$\begin{aligned} |h_{10}^\gamma|, |h_{30}^\gamma| &< \frac{\left(\frac{2}{3}n\right)^n}{\left(\frac{2}{3}n - 1\right)^{n-3/2}} \frac{0.151 \text{ ТэВ}^3}{\Lambda^3}, \\ |h_{20}^\gamma|, |h_{40}^\gamma| &< \frac{\left(\frac{2}{5}n\right)^n}{\left(\frac{2}{5}n - 1\right)^{n-5/2}} \frac{2.5 \times 10^{-3} \text{ ТэВ}^5}{\Lambda^5}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

В общем случае, дифференциальное сечение процесса с рассматриваемой вершиной взаимодействия представляет собой действительную квадратичную форму от аномальных взаимодействий $h_{1,\dots,4}^{\gamma,Z}$ [40]:

$$\begin{aligned}
d\sigma = & d\sigma_{\text{CM}} + \sum_V \sum_{i=1}^4 (\mathcal{R} h_i^V d\sigma_{i,R}^V + \mathcal{L} h_i^V d\sigma_{i,L}^V) + \\
& + \sum_{U,V}^{\gamma,Z} \sum_{i,j=1}^4 |h_i^U h_j^V| \cos(\arg h_i^U - \arg h_j^V + \Delta\phi_{ij}^{UV}) d\sigma_{ij}^{UV},
\end{aligned} \tag{1.21}$$

где $d\sigma_{\text{CM}}$ — это вклад СМ в сечение, $\mathcal{R}$ и $\mathcal{L}$ — константы, $d\sigma_{i,R}^V$, $d\sigma_{i,L}^V$ и $d\sigma_{ij}^{UV}$ — не-СМ вклады после факторизации их h_i^V зависимостей, и $\Delta\phi_{ij}^{UV}$ — некоторые фазы зависящие от относительных фаз лежащих в основе интерферирующих матричных элементов.

Не теряя общности подхода, можно переопределить взаимодействия $h_{1,\dots,4}^{\gamma,Z}$, используя некоторые постоянные сдвиги фаз $h_i^V \rightarrow e^{i\phi_i^V} h_i^V$ так, что большинство фаз $\Delta\phi_{ij}^{UV}$ в 1.21 исчезнут. Более того, форма 1.21 такая, что все эти фазы исчезают:

$$\Delta\phi_{ij}^{UV} = 0, \tag{1.22}$$

т.к. аномальные матричные элементы имеют одинаковые относительные фазы.

Все члены, линейные по $h_{3,4}^V$ исчезают на ведущем и следующем после ведущего порядке после суммирования по фермионным спиральностям и фотонным поляризациям из-за асимметрии $\varepsilon^{\mu\beta\rho\sigma}$ в 1.17:

$$\begin{aligned}
d\sigma_{i,R}^V &= d\sigma_{i,L}^V = 0, \text{ для } i = 3, 4, \\
d\sigma_{ij}^{UV} &= d\sigma_{ji}^{VU} = 0, \text{ для } (i, j) \in (1, 2) \times (3, 4),
\end{aligned} \tag{1.23}$$

где $U, V = \gamma, Z$. Поэтому СР-нарушающие взаимодействия $h_{1,2}^V$ и СР-сохраняющие взаимодействия $h_{3,4}^V$ не интерферируют.

Все остальные члены, линейные по $h_{1,2}^V$ пропорциональны $\cos\theta^*$:

$$d\sigma_{i,C}^V \propto \cos\theta^*, \text{ для } i = 1, 2 \text{ и } C = R, L, \tag{1.24}$$

где θ^* — угол рассеяния фотона в системе центра масс начальных партонов. Эти члены исчезают после интегрирования по фазовому пространству, которое является симметричным относительно $\cos\theta^*$ на БАК. Поэтому только квадратичные члены 1.21 дают вклад в не-СМ сечение.

Более того, сечения и, потому, чувствительности, примерно одинаковы для одинаковых значений $h_{1,2}^V$ и $h_{3,4}^V$ [40]:

$$d\sigma_{ij}^{UV} \approx d\sigma_{kl}^{UV}, \text{ для } i, j \in 1, 2 \text{ и } (k, l) = (i + 2, j + 2), \tag{1.25}$$

где $U, V \in \gamma, Z$. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться только СР-сохраняющие взаимодействия.

Обсуждение экспериментальной чувствительности к взаимодействиям $h_{3,4}^{\gamma,Z}$, метода получения пределов на эти взаимодействия и результатов будет приведено в главе 4.

1.3.4 Однопетлевые оценки в рамках и за рамками СМ

В параграфе 1.2.6 обсуждалось, что Стандартная модель не предсказывает нейтральных тройных вершин на древесном уровне. Однако, при этом ожидаются небольшие вклады от фермионных петель. Эти вклады рассмотрены в [32, 41]. В рамках СМ могут быть получены только СР-сохраняющие взаимодействия h_3^V . Если более подробно, параметры h_3^V получают вклады от заряженных фермионных петель. Более того, могут происходить аномальные сокращения фермионных петель. Эти сокращения зависят от масс фермионов, рассматриваемых в модели, и могут привести к подавлению или даже к исчезновению взаимодействия. Также петлевые вклады могут ожидатьсся и в моделях за рамками СМ.

Стандартная модель

Аномальные сокращения в каждом фермионном поколении являются особенностью СМ, так как сокращения происходят из-за определённых фермионных зарядов в комбинации с тем фактом, что каждому кварку ассоциировано 3 цвета. Важность этих сокращений зависит от относительной величины доступной энергии по сравнению с массовым масштабом фермионов. Параметры нейтральных аномальных взаимодействий являются комплексными числами, так как они получают мнимую часть примерно той же величины, что и действительная в случае $\sqrt{s} > 2m_t$. Когда это происходит, то есть когда $\sqrt{s}$ становится больше $2m_t$, обе, и действительная и мнимая части будут давать пик, который, однако, быстро уменьшается с дальнейшим увеличением $\sqrt{s}$. Падающие положительные и отрицательные вклады от различных фермионов в конце концов сокращаются при $m_F \ll \sqrt{s}$. Поскольку доступные энергии БАКу значительно выше, чем массы СМ фермионов, аномальные сокращения особенно важны. Теоретические вычисления показывают, что тройные калибровочные взаимодействия в СМ на следующем после ведущего порядке теории возмущений имеют порядок $O(10^{-5})$ [32].

Модели за рамками СМ

В случаях за рамками СМ, намного более сложно оценить порядок аномальных вершин для «новой физики». Взаимодействие может быть оценено только когда рассматривается какая-то конкретная модель. Большинство новых физических моделей предсказывают существование тяжёлых фермионов. Если эти модели правильны, то «новая физика» проявится через треугольные фермионные петли, которые увеличат сечение $Z\gamma$. Такими моделями, например, являются минимальная суперсимметричная модель (МССМ) и модель Техницвета (ТЦ) [27].

В суперсимметричном примере [32], новыми тяжёлыми фермионами являются два чарджино, которые дают вклад в параметры взаимодействий h_3^V . В МССМ, как и в СМ, величины аномальных сокращений будут определять ожидаемый порядок величины взаимодействия. В отличие от СМ, в МССМ, допустимы смешанные фермионные вклады в петлю. Аномальные сокращения зависят от отличий между массовыми масштабами участвующих фермионов. В случае, где все фермионы почти выродились при масштабе Λ , взаимодействие

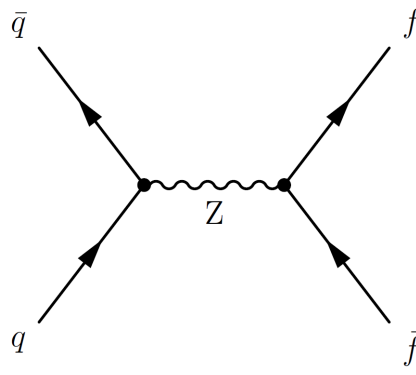


Рисунок 1.4. Образование Z бозона и распад на адронном коллайдере в лидирующем порядке теории возмущений в СМ.

исчезает. Есть ещё один сценарий, дающий не исчезающие взаимодействия. В нём фермионные мультиплеты имеют массовые различия порядка электрослабого масштаба. Это приведёт к подавлению взаимодействий до того же порядка, что и в СМ.

1.4 Ассоциированное образование Z с фотоном в СМ

В лидирующем порядке теории возмущений, Z бозон взаимодействует с парой фермионов, которые являются античастицами друг для друга. Эти кварки появляются от сталкивающихся протонов и рождают Z бозон в таком протон-протонном коллайдере как БАК. Из-за большой массы, Z бозон имеет очень малое время жизни и опять распадается через то же самое взаимодействие, которое приводит к его рождению, где конечное состояние — пары частица-античастица, состоящее из двух кварков или лептонов. Рисунок 1.4 показывает фейнмановскую диаграмму лидирующего порядка для образования Z бозона и распада в СМ на БАК. Природа конечного состояния случайна среди фермионных ароматов и поколений и отличается пособытийно. Вероятности разных фермионных ароматов, однако, фиксированы теорией и были подтверждены экспериментально с высокой точностью.

Взаимодействие фотона с фермионами очень похоже на такое же взаимодействие Z бозона, кроме того факта, что он взаимодействует только с электрически заряженным фермионом. Ассоциированное рождение фотона и Z бозона является комбинацией двух процессов.

Среди разных конечных состояний Z , распады на заряженные лептоны и нейтрино являются особенно важными с экспериментальной точки зрения. В отличие от распадов в кварки и тау-лептоны, распады в электроны и мюоны крайне просто идентифицировать в детекторе и отличить от других процессов, образующих похожие сигнатуры. Распады же в нейтрино, хоть и сложнее идентифицировать, но вероятность распада Z в нейтрино в 6 раз больше, чем в любой из каналов заряженных лептонов. Кроме того, нейтринный канал имеет больший аксептанс, чем любой другой из-за регистрации Z бозона не по продуктам распада, а по потерянной поперечной энергии, измеренной детектором ATLAS. Конечные состояния $Z\gamma$ это $\ell^+\ell^-\gamma$, где ℓ — заряженный лептон, и $\nu\bar{\nu}\gamma$, где ν — нейтрино.

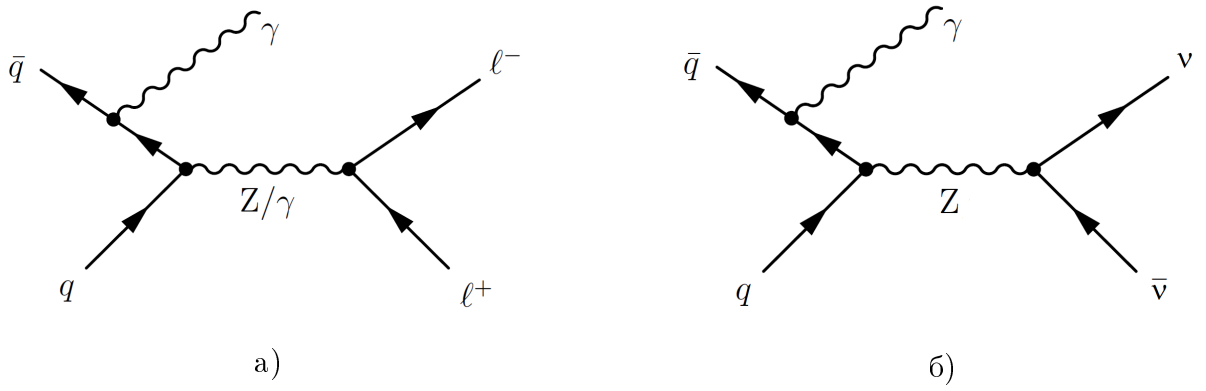


Рисунок 1.5. Образование $\ell^+\ell^-\gamma$ (а) и $\nu\bar{\nu}\gamma$ (б) с помощью механизма излучения начального состояния в СМ.

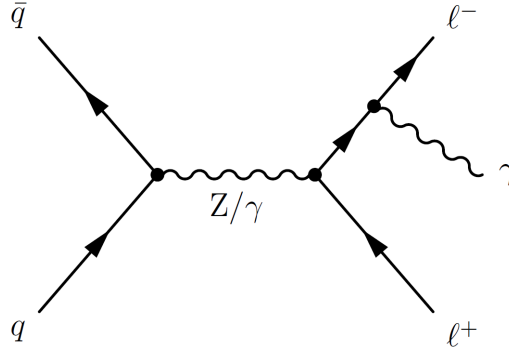


Рисунок 1.6. Образование $\ell^+\ell^-\gamma$ с помощью механизма излучения конечного состояния в СМ.

На рисунке 1.5 показана фейнмановская диаграмма древесного уровня для процессов $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ и $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ в СМ. Такой процесс называется излучением начального состояния (ИНС), так как фотон излучается одним из начальных кварков.

На рисунке 1.6 показана фейнмановская диаграмма древесного уровня для процесса $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ в СМ, механизм излучения конечного состояния (ИКС). Это другой процесс с тем же конечным состоянием, который является подавляемым фоном в измерении образования $Z\gamma$. Однако, он существует только для случая конечного состояния с заряженными лептонами и не существует для процесса с конечным состоянием с нейтрино.

Благодаря идентичности конечных состояний, и ИНС и ИКС процессы вносят вклад в квантово-механическую амплитуду для образования $\ell^+\ell^-\gamma$, включая член, появляющийся от их интерференции. Это также немного усложняет работу с электронным и мюонным каналами.

Процесс ИКС в распаде Z бозона, также называемый излучательным распадом Z бозона, широко используется в различных сервисных исследованиях, связанных с изучением детектора и его калибровками. Дело в простоте выделения фотонов от этого распада лишь с помощью ограничений на двухлептонную и трёхчастичную инвариантные массы конечной системы. Отобранный набор фотонов оказывается очень мало загрязнён адронными струями — главным фоном для фотонов в коллайдерных экспериментах — и может быть широко

применим для измерения эффективностей различных дискриминирующих отборов, триггеров и т.п. напрямую из данных. Подробнее о применении излучательного распада Z бозона в измерении эффективности идентификации фотонов написано в разделе [2.5](#).

Глава 2

Экспериментальная установка и программное обеспечение

В этой главе приводится описание экспериментальной установки, на которой проводилось исследование. В разделе 2.1 рассказывается об ускорителе Большой адронный коллайдер, а в разделе 2.2 идёт речь о детекторе ATLAS: его устройстве и работе. Раздел 2.3 даёт описание наборов данных и МК моделирования, использованных для работы. Раздел 2.4 рассказывает о реконструкции и идентификации физических объектов в эксперименте ATLAS. Наконец, раздел 2.5, как продолжение предыдущего раздела, посвящён измерению эффективности идентификации фотонов из данных.

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК, LHC) [42] находится в Европейской Организации по Ядерным Исследованиям (ЦЕРН, CERN) на границе Швейцарии и Франции около Женевы. Данный ускоритель является протонным синхротроном, расположенным в тоннеле длиной в 26.7 км на глубине около 100 м, где ранее располагался Большой электрон-позитронный коллайдер (БЭПК, LEP).

Являясь самым большим и мощным ускорителем в мире, Большой адронный коллайдер был в первую очередь построен для подтверждения спонтанного нарушения симметрии в электрослабых взаимодействиях, а именно подтверждения механизма Браута-Энглерта-Хиггса [17, 18], и поиска предсказанного этим механизмом бозона Хиггса.

Ускорение протонов происходит следующим образом: сначала с помощью ионизации водорода получают протоны, которые сгустками начинают ускорять с помощью линейного ускорителя Linac-2 до энергии 50 МэВ. Далее протоны попадают в предускоритель бустер протонного синхротрона (БПС, PBS), который увеличивает их энергию до 1.4 ГэВ. После следующего в цепочке Протонного Синхротрона (ПС, PS), протоны ускорятся до 26 ГэВ, а после Протонного СуперСинхротрона (ПСС, SPS) до 450 ГэВ. И, наконец, сгустки поступают в кольцо БАКа, где могут быть ускорены до самых высоких энергий — ТэВной области

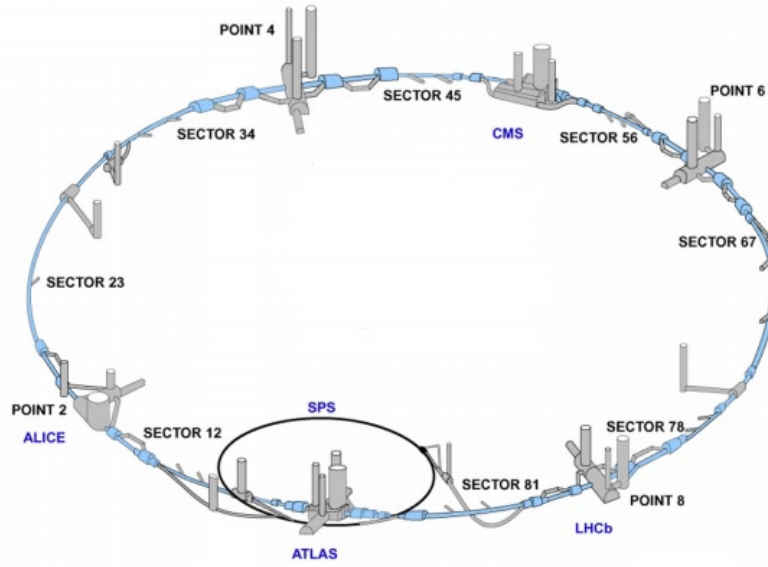


Рисунок 2.1. Схематическое расположение Большого адронного коллайдера и экспериментов на нём. Point (точка) 1 — ATLAS, Point 2 — ALICE, Point 5 — CMS, Point 8 — LHCb. В Point 3 и 7 происходит чистка пучка, а в Point 6 — его сброс. Попадают пучки в коллайдер через Point 4.

(проектируемая мощность каждого из пучков БАКа — 7 ТэВ, однако, в реальности пучки ускорились до 3.5 ТэВ в 2011 году и до 4 ТэВ в 2012).

Большой адронный коллайдер является ускорителем типа частица-частица в отличие от Тэватрона и LEP, являющихся ускорителями типа частица-античастица. Он содержит две отдельные вакуумные трубки для противоположных пучков. Магнитное поле создаётся изогнутыми сверхпроводящими магнитами, работающими при температуре 1.9 К и способными максимально создать силу магнитного поля до 8.33 Тл.

На кольце ускорителя имеются 4 точки пересечения пучков, окружённые четырьмя главными экспериментами-детекторами. Эти эксперименты называются ATLAS, ALICE, CMS и LHCb, их расположение на БАКе показано на рис. 2.1. ATLAS [43] и CMS [44] — универсальные детекторы для поисков подтверждений самых различных моделей физики высоких энергий. Детектор ALICE [45] нацелен на исследования КХД взаимодействий. Исследования LHCb [46] сфокусированы на физике, связанной с b-кварками и их содержащими адронами.

БАК был спроектирован так, чтобы обеспечивать эксперименты пиковой светимостью $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Протонный сгусток может содержать до 1.15×10^{11} протонов. При проектной светимости в каждом пучке циркулирует 2808 сгустков с отступом друг от друга в 25 нс.

Частота взаимодействий, соответствующих конкретному физическому процессу, в коллайдере частиц равняется:

$$\frac{dN}{dt} = L \times \sigma(\sqrt{s}), \quad (2.1)$$

где L — мгновенная светимость, а $\sigma(\sqrt{s})$ — сечение данного процесса при энергии в системе центра масс, равной $\sqrt{s}$.

Количество набранных данных обычно характеризуется другой величиной — интегральной светимостью. Зная мгновенную светимость и то как она изменялась во времени, интегральная светимость равна:

$$L = \int L dt. \quad (2.2)$$

А количество событий, включающих какой-то определённый процесс, с сечением $\sigma_{\text{процесс}}$ в наборе данных, соответствующем интегральной светимости L , равно:

$$N_{\text{процесс}} = L \times \sigma_{\text{процесс}}. \quad (2.3)$$

Используя в уравнении 2.1 полное сечение протон-протонных столкновений в БАК, равное 98.0 ± 2.5 мбн [47] при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 101.7 ± 2.9 мбн [48] при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, а также пиковую проектную светимость, можно получить частоту столкновений в БАК, которая примерно равна 1000 МГц.

Следует отметить, что ожидается более 20 неупругих протон-протонных столкновений за одно пересечение сгустков, так как частота столкновений в детекторах ≈ 40 МГц. А, значит, потенциально интересное событие с высокой переданной энергией в среднем сопровождается двадцатью другими взаимодействиями, которые вероятнее всего будут достаточно мягкими, т.н. пайлап (pile-up) событиями.

2.2 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS (ATLAS — A Toroidal LHC ApparatuS) на Большом адронном коллайдере в CERN — представляет собой огромный многоплановый и многоцелевой детектор элементарных частиц. Хотя данный детектор и сконструирован для детектирования частиц от столкновений внутри ускорительной трубы в центре детектора, но он также может регистрировать и космические лучи в то время, когда ускоритель отключён.

Исследовательская программа эксперимента ATLAS простирается от точнейших измерений известных процессов Стандартной модели до поиска большого числа новых физических явлений при высоких энергиях, достижимых на БАКе.

Сечения интересных процессов «новой физики» очень малы даже при проектной энергии столкновений. Чтобы наблюдать данные процессы с достаточной частотой, необходима большая светимость. В жёстких протон-протонных взаимодействиях на БАКе доминирует рождение двойных адронных струй. Высокая частота столкновений и способность дискриминировать интересные события от огромного двухструйного фона накладывают очень жёсткие требования на сам детектор, сбор данных с него и триггерную систему, также как и на идентификацию частиц. Проектная частота пересечения сгустков в 40 МГц с рождением в среднем 1000 частиц на одно пересечение сгустков требует быстрые, высоко разрешающие и

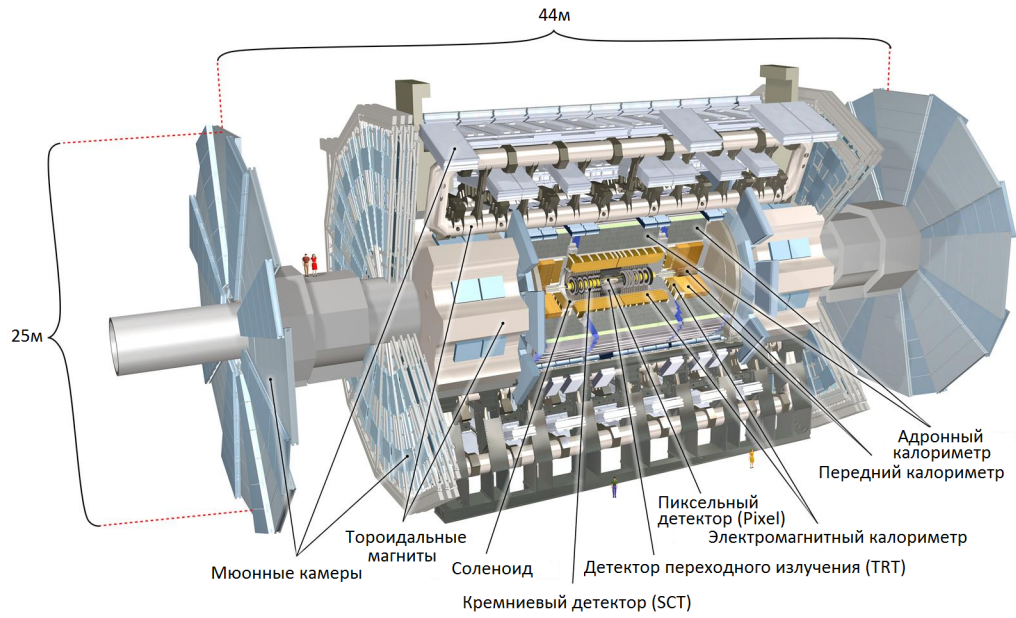


Рисунок 2.2. Схема детектора ATLAS.

радиационно устойчивые детекторные технологии и электронику. Герметичная калориметрия необходима для точных измерений адронных струй и потерянного поперечного импульса. Высокоселективная и эффективная триггерная система нужна, чтобы одновременно сильно снижать общую частоту событий и не терять большое число интересных физических событий.

Детектор ATLAS (рис. 2.2) состоит из внутренней трековой системы, окружённой тонким сверхпроводящим соленоидом, обеспечивающим аксиальное магнитное поле в 2 Тесла, электромагнитного и адронного калориметров, а также мюонного спектрометра.

2.2.1 Система координат и кинематические переменные

Координатная система детектора ATLAS впервые описывается в данном параграфе и будет использоваться и подразумеваться во всех последующих параграфах и главах.

Детектор ATLAS и частицы, образующиеся в столкновениях описываются правой прямоугольной координатной системой с началом координат в номинальной точке взаимодействия. Ось x направлена от точки взаимодействия в центр кольца БАКа, ось y – вверх. Ось z направлена по направлению пучка против часовой стрелки. Положительные значения z определяют сторону А детектора, тогда как отрицательные — сторону С. Поперечные импульс и энергия частицы измеряются в плоскости x - y .

Кроме того, используется и цилиндрическая система координат. Азимутальный угол ϕ отсчитывается вокруг оси пучка относительно положительного направления оси x . Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z и обычно выражается через псевдобыстроту, определяемую как:

$$\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2). \quad (2.4)$$

Угловые расстояния между частицами и треками обычно выражаются псевдобыстротно-азимутальным углом:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (2.5)$$

Исходя из вышеннаписанного, поперечные импульс и энергия равны:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\vec{p}| \sin \theta, \quad (2.6)$$

$$E_T = E \sin \theta. \quad (2.7)$$

Поскольку детектор ATLAS не предназначен для измерения нейтрино, единственная возможность получить информацию об этой частице — измерение величины дисбаланса импульса в детекторе — потерянного поперечного импульса $\vec{p}_T^{\text{потер}}$, основанного на законе сохранения компонент импульса и энергии.

Поперечная масса $m_T = \sqrt{E_1 E_2 - |\vec{p}_1| \cdot |\vec{p}_2|}$ родительской частицы X, распадающейся на частицы 1 и 2, часто используется в случае, если одна из дочерних частиц не имеет измеренной z компоненты, как, например, нейтрино. В случае безмассовых дочерних частиц или с массой пренебрежимо малой по сравнению с массой родительской частицы, поперечная масса равна:

$$m_T = \sqrt{2E_{T,1}E_{T,2}(1 - \cos(\phi_1 - \phi_2))}. \quad (2.8)$$

2.2.2 Магниты

Для измерения заряда и импульса заряженных частиц по кривизне их траектории, детектор ATLAS оснащён большой сверхпроводящей магнитной системой. Для охлаждения магнитных катушек до их рабочей температуры в 4.5 К используется жидкий гелий. Магнитная система эксперимента ATLAS состоит из сверхпроводящих соленоида и тороидов с воздушными сердечниками. Соленоид расположен внутри криостата электромагнитного калориметра и в свою очередь содержит внутри себя внутренний детектор, в котором обеспечивает однородное магнитное поле в 2 Тл в направлении движения пучка. Адронный калориметр используется для возвращения магнитного потока соленоида, что сводит почти на нет поле вне внутреннего детектора. Тороиды в свою очередь создают поле величиной 0.5 Тл в баррельной (центральной) части и 1 Тл в эндкапных (боковых) частях мюонного спектрометра. Магнитная система показана на рисунке 2.3.

Из-за необходимости свести к минимуму количество вещества, предшествующее калориметру, соленоид был выполнен из 1154 витков сверхпроводящего NbTi кабеля, стабилизированного высокоустойчивым алюминием. Таким образом, весь соленоид добавляет всего 0.66 радиационной длины к количеству вещества до калориметра.

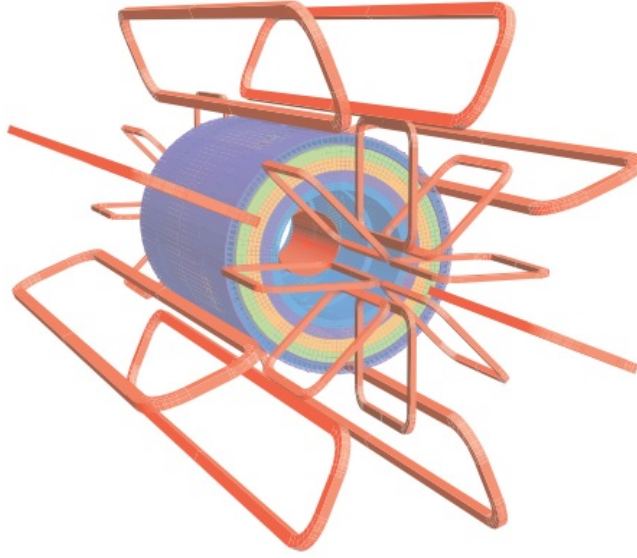


Рисунок 2.3. Схема магнитной системы детектора ATLAS.

2.2.3 Внутренний детектор

Внутренний детектор (ВД) (рис. 2.4) выполняет функции трекинга заряженных частиц. Треки заряженных частиц, восстановленные подсистемами внутреннего детектора из хитов — точек срабатываний детекторов, получают искривлёнными в магнитном поле от соленоида. Таким образом, внутренний детектор восстанавливает импульсы частиц.

ВД состоит из 3 подсистем (перечисляя по удалённости от пучка): пиксельного (Pixel) и силиконового (SCT) микростриповых детекторов, покрывающих область псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$, а также трекера переходного излучения (TRT), покрывающего лишь область $|\eta| < 2.0$.

Полное разрешение всего внутреннего детектора для определения поперечного импульса может быть параметризовано так [49]:

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = \left(\frac{1.6}{\sqrt{\sin \theta}} \oplus 0.034 \times p_T (\text{ГэВ}) \right) \%, \quad (2.9)$$

где первая часть выражения появляется благодаря многократному рассеянию, а вторая отражает разрешение присущее разным детекторным системам ВД. Поэтому, например, для трека с импульсом 100 ГэВ разрешение будет порядка 5%, тогда как для трека с импульсом в 1 ТэВ оно ухудшится до $\approx 35\%$.

Пиксельный детектор Pixel

Пиксельный детектор является самой близкой к пучку частью внутреннего детектора. Он сделан из слоёв кремниевых сверхпроводящих пикселей так, чтобы иметь высокое разрешение (гранулярность) для хорошего восстановления первичных и вторичных вершин взаимодействий. Пиксель состоит из 3 слоёв в баррельной части, закрытой с торцов эндкапами, состоящими из 3 дисков с каждой стороны. Слои центральной части нумеруются с 0 до 2.

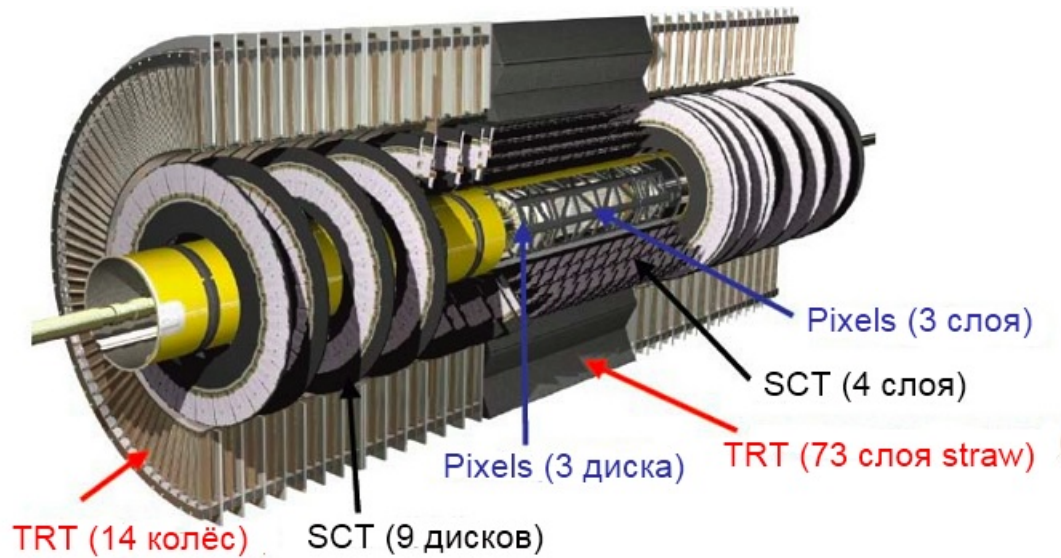


Рисунок 2.4. Внутренний детектор эксперимента ATLAS.

Ближайший к пучку слой называется b-слоем (за очень важную роль при восстановлении вторичных вершин b-физики) и расположен на радиусе равном 50.5 мм от пучка. Для уменьшения воздействия радиации на пиксель в целом, детектор работает при температурах от -5 до -10°C .

Заряженные частицы проходят через кремний генерируя пары электрон-дырка. Разность потенциалов, прикладываемая к пикселю, заставляет пары дрейфовать в одну сторону пикселя, где считывающие электроды воспринимают это как сигнал.

Слои детектора состоят из кремниевых сенсорных модулей, каждый из которых содержит по 46080 активных пикселей с номинальными размерами $50 \times 400 \text{ мкм}^2$. Снятие информации с детектора обеспечивают 80.4×10^6 каналов считывания.

Частицы с $|\eta| < 2.0$ будут пересекать все 3 слоя детектора в большинстве случаев производя 3 пространственные точки. Внутренняя точность измерения позиции равна 10 мкм в $(r - \phi)$. Слои барреля измеряют координату z с точностью 115 мкм, диски эндкапа измеряют координату r с той же точностью.

Полупроводниковый трекер SCT

Полупроводниковый трекер SCT — это кремниевый стриповый детектор состоящий из 4 двусторонних слоёв в барреле и двух эндкапов, состоящих из 9 двусторонних дисков каждый.

Ближайшая часть детектора к оси пучка расположена на расстоянии 300 мм от неё. Баррель состоит из 2112 отдельных модулей, каждый эндкап — из 988. Каждый модуль состоит из 768 стрипов длиной 6.4 см и шириной 80 мкм.

Стрипы в одном слое модуля размещаются параллельно оси пучка в барреле и вдоль направления z в эндкапе. Двусторонность модулей достигается размещением их на стереоугол 40 мрад. Всего снятие данных с детектора обеспечивает примерно 6.3×10^6 каналов считывания.

Механизм работы SCT схож с работой пикселя, также, для понижения шумов от радиационных повреждений, он работает при достаточно низких температурах.

Пространственное $(r - \phi)$ разрешение равно 17 мкм, z координата измеренная в барреле также как и r координата, измеренная в эндкапе, измеряется с точностью 580 мкм.

Трекер переходного излучения TRT

Детектор переходного излучения состоит из трубочек диаметром 4 мм со специальной смесью газов на основе $Xe(70\%)/CO_2(27\%)/O_2(3\%)$ и вольфрамовой анодной нитью для сбора заряда от ионизаций, которые встроены в матрицу из полипропиленовых волокон (в барреле) или чередуются с полипропиленовой фольгой (в эндкапах) — источниками переходного излучения (радиатором). Всего он содержит порядка 351000 таких трубочек и обычно обеспечивает порядка 36 хитов для трека (36 слоёв будет пересечено частицей кроме области переходного региона $0.8 < |\eta| < 1.0$, где будет пересечено лишь 22 слоя). В баррельной части трубочки расположены параллельно оси пучка, а в колёсах Эндкапа — радиально.

Длина TRT ≈ 6.2 м, диаметр ≈ 2.1 м. В отличие от кремниевых детекторов, он работает при комнатной температуре.

Пространственное $(r - \phi)$ разрешение равно 130 мкм. Несмотря на тот факт, что TRT менее точен при измерении отдельных точек трека, чем кремниевые детекторы, однако, обеспечивая большое количество таких точек и, следовательно, большую длину измеренного трека, данный детектор вносит значительный вклад в измерение импульса частиц во внутреннем детекторе.

В дополнение к трекингу, основанная на Хе газовая смесь позволяет детектировать фотоны низких энергий от переходного излучения, поскольку создаёт намного более сильные сигналы, чем сами детектируемые заряженные частицы. Энергия фотонов переходного излучения зависит от типа частицы: 200 кэВ соответствует примерно электрону 20 ГэВ, а 1 кэВ — пиону 20 ГэВ. Это различие может быть использовано для идентификации частиц, для этого рассчитывается количество хитов с энергией выше верхнего порога. Электроны с $p_T > 2$ ГэВ обычно производят 7–10 таких хитов, тогда как пионы и другие заряженные частицы производят намного меньше. Следовательно, TRT даёт дополнительную независимую возможность идентифицировать электроны (в дополнение к идентификации основанной на информации из калориметра).

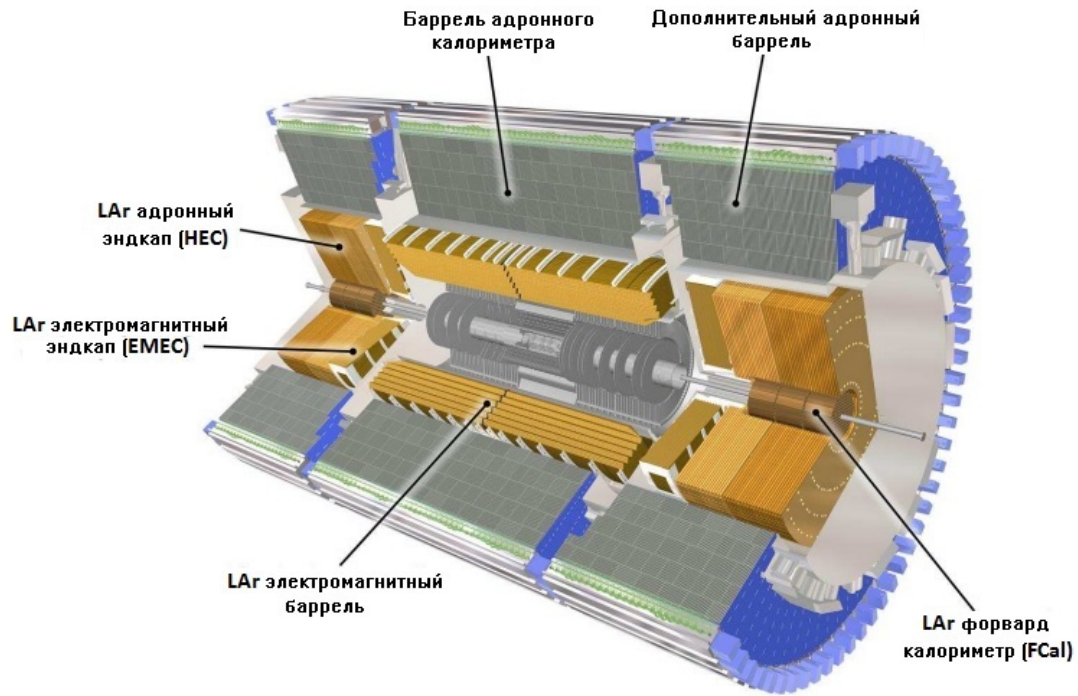


Рисунок 2.5. Калориметр эксперимента ATLAS.

2.2.4 Система калориметров

Главная цель калориметрической системы (рис. 2.5) — измерить энергию и позицию пришедших в неё частиц: электронов, фотонов, струй, а также обеспечить достаточно точное измерение потерянного импульса. Кроме того, информация полученная в калориметре используется и для идентификации частиц.

Частица, появляющаяся в калориметре, образует ливень вторичных частиц, энергия которого и измеряется. Для этого калориметр имеет слоистую структуру: сначала идёт слой поглотителя — для электромагнитной или адронной составляющей — где частица рождает ливень, а затем чувствительный слой, который оценивает энергию частиц из ливня. Такая конструкция позволяет иметь достаточно компактное исполнение и, поэтому, хорошее сдерживание ливня. Измерение позиции достигается сегментированием калориметра в направлениях z и ϕ .

Калориметрическая система включает в себя электромагнитный и адронный калориметры. Первый сделан на основе жидкого аргона в качестве чувствительного элемента и поэтому так и называется — жидкоаргонный калориметр (Liquid Argon Calorimeter), второй — имеет в качестве чувствительного элемента пластиковый сцинтиллятор, пластины которого расположены в установке подобно черепице, поэтому он получил название «черепичный» калориметр (Tile Calorimeter).

Калориметрическая система покрывает область $|\eta| < 4.9$, причём в области покрытия внутренним детектором $|\eta| < 2.5$, электромагнитный LAr калориметр очень сильно сегментирован и играет ключевую роль в точных измерениях и идентификации электронов и фотонов.

Адронный калориметр более грубо сегментирован, но достаточно, чтобы удовлетворять требованиям на измерение струй и потерянного поперечного импульса.

Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ЭМК) эксперимента ATLAS — это калориметр, составленный из сегментов свинца и жидкого аргона, со слоистой геометрией похожей на аккордеон.

Он делится на баррельную часть, покрывающую область псевдобыстрот $|\eta| < 1.475$, и две эндкапные части (каждая из которых состоит из двух коаксиальных колёс), покрывающие область псевдобыстрот $1.375 < |\eta| < 3.2$. Дополнительный материал требуется для осуществления работы и охлаждения калориметра, что образует т.н. щелевой (крэк) регион в области псевдобыстрот $1.37 < |\eta| < 1.52$, в котором энергетическое разрешение сильно деградирует.

Баррельная часть электромагнитного калориметра состоит из трёх продольных слоёв. Первый толщиной от 3 до 5 радиационных длин, разделённый на сильнодетализированные стрипы в направлении η (ширина от 0.003 до 0.006 в зависимости от η , исключая регионы $1.4 < |\eta| < 1.5$ и $|\eta| > 2.4$), достаточный, чтобы обеспечить пособытийное разделение между ливнями, вызванными отдельными фотонами и двумя наложившимися ливнями от распада π^0 . Сильная сегментированность этого слоя используется для определения направления прилёта частицы (пойнтинг) и измерения различных распределений электромагнитного ливня, которые важны для идентификации частиц. Второй слой ЭМК, который собирает большую часть энергии, оставленную в калориметре электромагнитным ливнем, имеет толщину около 17 радиационных длин и уровень детализации 0.025×0.025 в направлениях $\eta \times \phi$ (соответствующий одной клетке). η позиции частиц измеряются по энергетически взвешенному барицентру кластера во втором слое калориметра. Третий слой электромагнитного калориметра толщиной варьирующейся от 4 до 15 радиационных длин и размером клетки $\eta \times \phi = 0.05 \times 0.0245$ собирает хвост ливня и используется для того, чтобы скорректировать утечку за калориметр от высокоэнергетичных ливней.

Что касается, эндкапных частей, то первое колесо также как и баррель разделено на 3 слоя с теми же самыми параметрами по разрешению. Второе колесо имеет более грубые параметры, которые варьируются с его η .

В области центрального соленоида, $|\eta| < 1.8$, электромагнитный калориметр оснащён ещё одним внутренним слоем из LAr, с помощью которого производится поправка на потерю энергии электронами и фотонами перед калориметром.

Всего электромагнитный калориметр имеет примерно 173000 каналов считывания.

Энергетическое разрешение электромагнитного калориметра может быть выражено так:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} \oplus 0.17\%, \quad (2.10)$$

где первая часть соответствует статистическим флуктуациям в сигнале, а вторая часть — описывает (постоянные) локальные неоднородности отклика калориметра [50].

Адронный калориметр соединяет в себе две разные технологии. Центральная часть состоит из «черепичного» калориметра, окружающего электромагнитный. Она делится на баррельную и две расширенные баррельные части, покрывающие диапазоны псевдобыстрот $|\eta| < 1.0$ и $0.8 < |\eta| < 1.7$ соответственно. Адронный калориметр состоит из слоёв, включающих стальные листы поглотителя и сцинтилирующую пластиковую «черепицу» в роли активного материала. Он имеет три слоя в областях барреля и расширенного барреля и всего примерно 9900 каналов считывания.

Эндкап адронного калориметра расположен прямо за эндкапом электромагнитного калориметра с каждой из сторон детектора. Также как и электромагнитный калориметр он использует технологию жидкого аргона, тогда как его поглотители, расположенные четырьмя слоями перпендикулярными к оси пучка, сделаны из меди. Зона покрытия эндкапа — диапазон $1.5 < |\eta| < 3.2$, а количество каналов считывания приближается к 5600 штук.

Для измерения энергии частиц в области больших псевдобыстрот используется форвард (передний) калориметр. Он делит криостат с эндкапом адронного калориметра и покрывает область псевдобыстроты $3.9 < |\eta| < 4.9$. Данный калориметр разделён на 3 слоя. В первом слое поглотителем является медь, которая обеспечивает достаточно хорошее измерение электромагнитных ливней. Второй и третий слой состоят из вольфрама и прежде всего хорошо измеряют адронные ливни. Поглотители переднего калориметра образуют матрицу продольных каналов параллельных оси пучка, заполненную электродами и активным материалом — жидким аргоном. Всего у переднего калориметра примерно 3500 каналов считывания.

Энергетическое разрешение адронного калориметра может быть выражено так:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{52\%}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} \oplus 3.0\%, \quad (2.11)$$

где первая часть соответствует статистическим флуктуациям в сигнале, а вторая часть — описывает (постоянные) локальные неоднородности отклика калориметра [43]. Эти цифры были получены из совместных исследований частей из жидкого аргона и «черепицы» на тестовом пучке с использованием пионов с компонентой протонов, зависящей от энергии.

2.2.5 Мюонный спектрометр

Мюонный спектрометр (МС) определяет полный размер эксперимента ATLAS: 44 метра в длину и 25 метров в диаметре (рис. 2.6). Он предназначен для измерения импульсов и идентификации мюонов высоких энергий. Состоит из четырёх подсистем, использующих разные технологии: Мониторируемые Дрейфовые Трубки (MDT), Катодные Стриповые Камеры (CSC), Резистивные Плоские Камеры (RPC) и Тонко-Зазорные Камеры (TGC).

Эти подсистемы погружены в магнитное поле, генерируемое тремя тороидами: один баррельный покрывает центральный диапазон по псевдобыстроте (примерно $|\eta| < 1.5$) обеспечивая поле в 0.5 Тл и ещё два, расположенные в области большей псевдобыстроты ($|\eta| > 1.5$), генерируют поле в 1 Тл. Каждый из магнитов содержит восемь катушек, установленных ра-

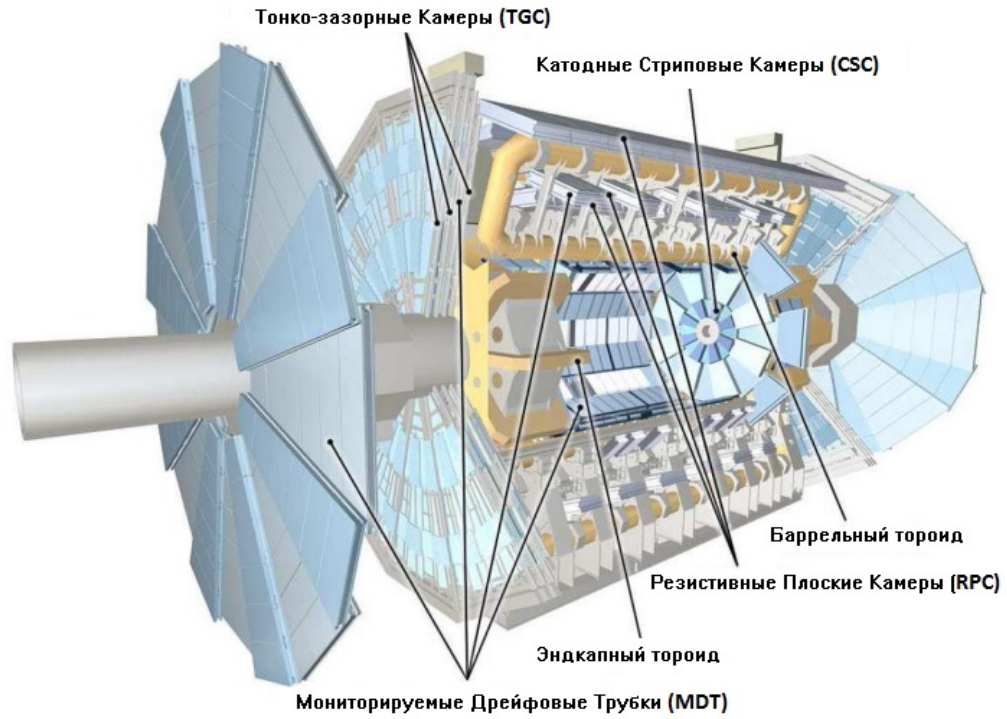


Рисунок 2.6. Мюонная система эксперимента ATLAS.

диально и симметрично вокруг оси пучка. Такая конфигурация магнитов обеспечивает поле, которое изгибает траектории мюонов вдоль угла θ .

Камеры, построенные на мониторируемых дрейфовых трубках, производят точное измерение координат в изгибающемся направлении тороидального магнита и, поэтому, обеспечивают измерение импульса мюонов для большей части диапазона псевдобыстроты ($|\eta| < 2.7$). Главный детектирующий элемент — цилиндрическая алюминиевая дрейфовая трубка диаметром 3 см и центральный электрод с потенциалом 3080 В. Дрейфовая трубка наполнена газовой смесью Ar (93%) и CO₂ (7%). Мюоны, проходящие в трубках производят ионизационный заряд, который собирается проводом. Реконструированное время дрейфа обеспечивает точное измерение минимального расстояния между мюоном и проводом (с разрешением 80 мкм), что в свою очередь помогает реконструкции траектории мюона.

Катодные стриповые камеры являются многопроводными пропорциональными камерами наполненными газовой смесью Ar/CO₂ (80%/20%) с катодами, разбитыми на стрипы, и используются в области больших псевдобыстрот ($2.0 < |\eta| < 2.7$), чтобы справляться с более высоким количеством мюонов и фонами. Когда мюон проходит камеру, газ ионизируется и на анодной проволочке формируется электронная лавина. Лавина индуцирует заряд на стрипы, с которых считывается сигнал.

Резистивные плоские камеры обеспечивают триггер (см. следующий параграф) и второе координатное измерение в барреле. Данные камеры являются газовыми плоско-параллельными детекторами с зазором в 2 мм. Они наполнены смесью C₂H₂F₄/Iso — C₄H₁₀/SF₆ (94.7%/5%/0.3%), напряжённость электрического поля между плоскостями равна

4.9 кВ/мм. Сигналы генерируются, когда мюон проходит зазоры и ионизирует газ. Первичная ионизация вызывает лавину, которая считывается емкостным образом металлическими полосками, установленными на пластинах. Стрипы на каждой стороне от зазора направлены перпендикулярно и, таким образом, позволяют измерять координаты η и ϕ с разрешением в примерно 10 мм.

Тонко-зазорные камеры также используются для триггера (см. следующий параграф) и второго измерения координаты в эндкапе. Этот тип детекторов предпочли вместо резистивных плоских камер из-за их более высокой детализации и возможности обеспечить более высокую частоту считывания, необходимую для работы в среде эндкапов с большой плотностью потока частиц. Каждая камера является многопроволочной пропорциональной камерой, заполненной высокогасящей газовой смесью CO_2 и п-пентана. Данные камеры имеют 2 слоя графитовых катодов, разделённых зазорами в 2.8 мм и набор анодных проволочек диаметром 50-мкм, выходящих из центра зазора между катодами. Проволочки, ориентированные в направлении ϕ используются для измерения η , тогда как проволочки, ориентированные радиально, используются для измерения ϕ . Камеры, используемые для триггера, расположены вокруг эндкапа среднего колеса двумя слоями камер на внутренней стороне колеса и одним с внешней стороны. Дополнительные камеры, используемые для вторых координатных измерений, расположены на малом колесе.

2.2.6 Триггер и сбор данных

При проектной светимости, равной 10^{34} см⁻²с⁻¹, и промежутках между сгустками, равными 25 нс, частота пересечений пучков Большого адронного коллайдера примерно равна 40 МГц, что даёт слишком большое количество данных, чтобы успеть полностью реконструировать все события и записать. Триггерная система представляет собой первую ступень отбора событий и выполняет решающую роль, учитывая какое большое количество разных сигнатур процессов изучается на эксперименте ATLAS.

По своей сути триггер — это фильтр, который должен обеспечить огромный коэффициент понижения и в то же время должен поддерживать высокую эффективность сохранения интересных событий среди миллионов фоновых. Он должен уменьшить частоту событий с номинальной (40 МГц) до частоты, с которой данные могут быть записаны в постоянное хранилище, которая примерно равна 200 Гц. Триггер обеспечивается совместным действием трех различных уровней, называемых таким образом: уровень 1 (L1), уровень 2 (L2) и фильтр событий (EF). Каждый уровень триггера уточняет решения, принятые на предыдущем уровне и, при необходимости, применяет дополнительные критерии выбора.

Первый уровень триггера (L1), который выполнен на аппаратной основе, использует ограниченное количество информации детектора от калориметров и триггерных мюонных камер для принятия решения за менее чем 2.5 мкс, снижая частоту до примерно 75 кГц. Триггер L1 ищет объекты с большим поперечным импульсом: мюоны, электроны, фотоны и струи, а также большой недостающий и общий поперечный импульс. Триггер полагается на RPC и TGC в части мюонных триггеров и на калориметр в части триггера электромагнитных кла-

стеров, струй, тау-лептонов и недостающего импульса. L1 триггер также идентифицирует так называемые регионы, представляющие интерес (РПИ).

Триггер 2 уровня, основанный уже на программном обеспечении, использует РПИ, идентифицированные триггером L1, которые соответствуют только лишь подмножеству информации от детектора. Быстрые алгоритмы реконструкции выполняются на данных из РПИ чтобы обеспечить более точные решения триггера. L2 снижает частоту примерно до 3.5 кГц, со временем обработки событий около 40 мс.

Фильтр событий также основан на программном обеспечении. События реконструируются полностью с использованием алгоритмов аналогичных тем, которые используются в оффлайн анализе. Он предназначен для снижения частоты до итоговой, равной примерно 200(400) Гц в 2011(2012) году со средним размером событий 1.3 Мбайт. События, прошедшие фильтр событий, затем записываются для дальнейшего анализа.

2.2.7 Компьютерная модель эксперимента ATLAS

Обработка данных в ATLAS эксперименте в основном построена внутри программного обеспечения под названием АФИНА (ATHENA) [51–53].

Сырые данные эксперимента ATLAS для событий, отобранных триггерной системой, записываются для оффлайн анализа. На последней стадии триггера (EF, фильтр событий), события сортируются по тому, какому триггерному критерию они удовлетворяют. Эта сортировка называется разделением на потоки и разные выходные каналы называются потоками. Например, события, которые были отобраны благодаря высокой активности в калориметре, будут записаны в отличный поток нежели события, которые были отобраны благодаря высокой активности в мюонном спектрометре.

Определены следующие потоки:

- Egamma поток: события с важной активностью в электромагнитном калориметре.
- Muon поток: события с важной активностью в мюонном спектрометре.
- JetTauEtMiss поток: события с важной активностью в адронном калориметре, либо с большим обнаруженным $p_T^{\text{потер}}$.
- CosmicCalo поток: события, отобранные триггером, в случае когда в точке столкновения не было протонов (события не от ускорителя).

События могут быть записаны более чем в один поток, но потоки определены таким образом, чтобы избежать больших пересечений.

Дополнительно определены ещё два специальных потока, называющиеся «Calibraion» и «Express», которые содержат важную информацию для целей калибровки и мониторингирования детектора [43].

Потоковые данные записаны как сырые байты информации, которые потом должны быть обработаны на нескольких стадиях. Каждый шаг обработки производит новый формат данных с разными уровнями информации:

- Byte-stream: сырые данные в двоичной форме байтов, набранных разными потоками.
- RDO (Raw Data Object/Объектные необработанные данные): C++ объектное представление информации, состоящей из потока байт.
- (Event Summary Data/Данные конспекта событий): содержит все подробности вывода алгоритмов реконструкции.
- AOD (Analysis Object Data/Объектные данные для анализа): содержит сводку реконструированных событий, содержащую достаточную информацию для проведения физического анализа.
- DPD (Derived Physics Data/Извлечённые физические данные): данные, полученные из форматов выше, уже с некоторым отбором событий и с уменьшенным количеством информации на событие. Частный пример это D3PD, полученный из AOD, который использует формат напрямую доступный для работы с помощью программного пакета ROOT (ROOT ntuple) [54]. Именно D3PD были использованы далее в данном исследовании.

Для МК моделирования цепочка выполняемых шагов начинается с генерации событий протонных столкновений, симуляции детектора и оцифровки этих событий. После этих шагов данные моделирования имеют тот же формат, что и измеренные реальные данные от столкновений (RDO). Последние шаги обработки данных включают в себя реконструкцию и идентификацию физических объектов, например фотонов (подробнее в главе 2.4). На дальнейших шагах подготовки данных их объём снижается за счёт сохранения лишь реконструированных физических объектов и удаления соответствующей информации об энерговыделениях в отдельных ячейках калориметра и об отдельных хитах на треке в трековых детекторах.

2.3 Набор данных, Монте-Карло моделирование

2.3.1 Данные от столкновений

Это исследование использует наборы данных от протон-протонных столкновений, которые были записаны в течение 2011 и 2012 годов экспериментом ATLAS при БАК работающем с энергией столкновений в 7 и 8 ТэВ соответственно. Интегральная светимость, набранная за 2011 год, равна 4.6 фб^{-1} с погрешностью, равной 3.9%, которая была получена в [55]. Интегральная светимость, набранная за 2012 год, равна 20.3 фб^{-1} с погрешностью, равной 1.9%, которая была получена как в [56]. Рассматривались только данные в «GoodRunsLists», которые соответствуют сеансам набора данных, в которых все части детектора передавали зелёный флаг во время записи, что обозначает их штатную работу.

2.3.2 Моделирование

Все наборы симуляций были произведены с условиями, соответствующими условиям набора реальных данных с ускорителя, например, с пайлапом, то есть включая дополнительные pp взаимодействия в тех же (in-time) и соседних (out-of-time) пересечениях сгустков. Количество pp взаимодействий в тех же самых пересечениях сгустков в среднем равно 9 (21) и доходит до примерно 20(40), как это и наблюдается в данных 2011 (2012) года.

МК наборы событий включают полную симуляцию [57] детектора ATLAS с помощью Geant4 [58], были использованы, чтобы провести сравнение данных с сигналом СМ и ожидаемыми фонами.

Для исследования $Z\gamma$ событий, сигнал, предсказываемый Стандартной моделью моделировался генератором Sherpa 1.4.0 [59]. Эти наборы были сгенерированы со включением до 3 струй в событие на уровне матричного элемента. Сигнальные наборы с тройными аномальными вершинами были также сгенерированы с помощью генератора Sherpa. Генерация наборов была осуществлена с использованием структурной функции распределения партонов (ФРП) в протоне CTEQ6.6M [60] для данных 2011 года и с использованием функции CT10 [61] для данных 2012 года.

Фоновые процессы оценивались либо из моделирования, либо из данных. Главные фоны, связанные с неверной идентификацией объектов были получены методиками, основанными на данных, перечисленными в разделе 3.2. Для подтверждения работы этих методов и для оценки менее значимых фонов использовались наборы МК моделирования от разных генераторов, эти наборы перечислены ниже.

Фоны от $(Z \rightarrow l^+l^-)\gamma$ и от $(Z \rightarrow \tau^+\tau^-)\gamma$ были смоделированы генератором Sherpa с использованием ФРП CTEQ6.6M [60] для данных 2011 года и с использованием ФРП CT10 [61] для данных 2012 года. Для моделирования образования $t\bar{t}$ пар использовался генератор Powheg [62] с ФРП CT10, к которому подключался генератор Pythia для моделирования партонного ливня и фрагментации.

Образование $pp \rightarrow e\nu\gamma$, $pp \rightarrow \mu\nu\gamma$ и $pp \rightarrow \tau\nu\gamma$ было смоделировано с помощью МЭ генератора Alpgen [63], подключённого к генератору Herwig [64] для описания процессов партонного дождя и фрагментации и к генератору Jimmy [65] для моделирования неглавных процессов (underlying event). Наборы Alpgen сгенерированы с использованием матричных элементов первого порядка ЛО теории возмущений для конечных состояний, включающих до 5 дополнительных партонов. Для генерации была использована структурная функция партонов в протоне CTEQ6L1 [66].

Для оценки систематических эффектов в фоне $W\gamma$ также был использован набор, полученный из генератора Sherpa с другой функцией распределения партонов внутри протона (CT10), а также со включением до 3 струй в событие на уровне матричного элемента. Для данных 2011 года как номинальный применялся набор Alpgen, а набор Sherpa — как проверочный. Для данных 2012 — наоборот.

Процесс γ + струя моделировался генератором Pythia [67] с использованием структурной функции CTEQ6L1. Для данных 2012 года набор из генератора Pythia использовался как

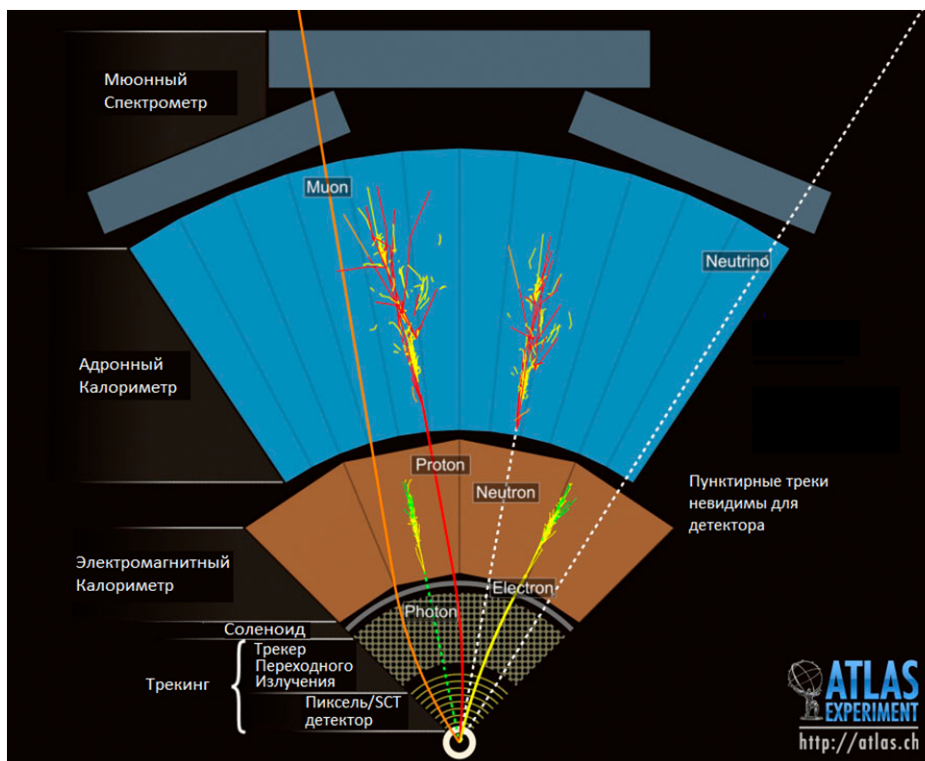


Рисунок 2.7. Схематическое изображение сектора детектора ATLAS от точки столкновения до мюонной системы. На рисунке изображены различные типы частиц и их взаимодействия с различными частями детектора.

проверочный, а номинальным был набор, сгенерированный генератором Sherpa с использованием ФРП СТ10.

2.4 Реконструкция физических объектов и идентификация частиц

Прохождение частицы через установку ATLAS сопровождается срабатыванием элементов трековых детекторов (если частица заряжена) и энерговыделением в калориметрах, а также реакцией мюонной системы (если это мюон или другая слабо взаимодействующая частица, долетевшая до мюонной системы). Эти срабатывания во внутреннем детекторе происходят в разных точках траектории каждой такой частицы — такие точки называются хитами (hits). Энерговыделение в калориметре (кластер) может быть привязано к точке, лежащей на продолжении траектории, взятой из трековых детекторов, а также (в случае мюонов) и к треку в мюонной системе.

На рисунке 2.7 изображены примеры разных типов частиц, проходящих последовательно через все слои детектора ATLAS и то, в каких детекторах они оставляют отклики.

Реконструкция событий с помощью этих данных позволяет отличить реальные траектории частиц среди большого числа фоновых событий и, соответственно, определить их кинематические параметры. Таким образом, на выходе получают кандидаты в частицы с приписанными им треками.

2.4.1 Первичные вершины

Первичная вершина (ПВ) [68, 69] события является главной точкой взаимодействия, где происходят жёсткие столкновения. Реконструкция ПВ разделена на две стадии. Алгоритм поиска первичных вершин ассоциирует реконструированные треки с кандидатом в вершины, а алгоритм фитирования вершин реконструирует координаты вершины и её матрицу ошибок. Решение о том происходит ли трек из вершины или нет основано на величинах поперечного и продольного прицельных параметров d_0 и z_0 , величинах количества пиксельных и SCT измерений (хитов) и использует только треки с $p_T > 400$ МэВ. В пересечении сгустков первичная вершина определяется по наибольшей сумме импульсов треков в ней $\sum_{\text{треков}} p_T^2$.

После того как треки ассоциированы с общими вершинами, позиция каждой вершины определяется из центра вершины, с использованием так называемого адаптивного вершинного фитирующего алгоритма, который основан на критерии χ^2 . Трекам от выбросов присваивается меньший вес, а треки, несогласующиеся с вершиной более чем на 7σ , полностью удаляются. Этот процесс повторяется до тех пор пока каждый трек не окажется ассоциирован с вершинами или до тех пор когда дополнительные вершины уже не находятся.

Разрешение вершины, как было определено в данных от столкновений с энергией в системе центра масс, равной 7 ТэВ [70] и 8 ТэВ [71] для первичных вершин с $\sqrt{p_T^2} > 12$ ГэВ, равно ~ 20 мкм (~ 40 мкм) в направлениях по x и y (z).

2.4.2 Электроны

Треки внутреннего детектора

Реконструкция треков во внутреннем детекторе использует измерения, сделанные пиксельным детектором, а также детекторами SCT и TRT. Главной стратегией восстановления треков является алгоритм «изнутри-наружу», который начинает с поиска трекового кандидата в пиксельном и SCT детекторах, а потом расширяет траектории успешно профитированных треков в TRT, чтобы затем восстановить полный трек в ВД. В среднем треки имеют 3 пиксельных измерения, восемь измерений в SCT и порядка 30 измерений в TRT, которые совместно дают возможность провести точное измерение позиции и кривизны трека, что позволяет затем определить заряд и импульс частицы.

Реконструкция электронов

Реконструкция электронов является особой проблемой для внутреннего детектора поскольку электроны теряют в среднем от 20% до 50% своей энергии (в зависимости от $|\eta|$), когда они покидают SCT [43]. TRT играет ключевую роль в идентификации электронов, предоставляя независимую проверку и дополнение информации калориметра, особенно для энергий ниже 25 ГэВ.

Восстановление электронов (и фотонов) происходит благодаря алгоритму скользящего окна [72] с окном размера 5×5 клеток в среднем слое ЭМК. Далее вокруг этого ядра реконструируется кластер фиксированного размера. Для электронов, энергия в барреле ЭМК

собирается на площади, соответствующей 3×7 клеткам в среднем слое или 0.075×0.175 в величинах $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Этот выбор соблюдает баланс между соперничающими требованиями собрать всю выделившуюся энергию даже в случае жёсткого тормозного излучения и сохранить хорошее энергетическое разрешение минимизируя вклады от шума и пайлапа.

Все кластеры не должны быть затронуты присутствием сгоревшей съёмной электроники в первом или втором слое калориметра, а также присутствием мёртвой области, затрагивающей все три слоя или присутствием неработающих клеток в ядре кластера. Все такие плохие кластеры выкидываются из реконструкции частиц.

Для учёта эффекта тормозного излучения в ВД, треки заново фитируются гауссиановским фильтром суммы [73]. Эмиссия тормозного излучения может стать причиной того, что электронный трек будет иметь меньший импульс во время своего путешествия к калориметру. Это обозначает, что допущение стандартной реконструкции трека о том, что он имеет постоянную кривизну — более неверно.

Идентификация электронов

Для выделения настоящих электронов от других частиц, реконструированных как электронные кандидаты, коллаборацией ATLAS был разработан набор селекций, использующих дополнительную информацию из ЭМ калориметра и внутреннего детектора. В этих селекциях используются переменные ЭМ ливня из второго слоя калориметра, информация по утечке энергии в адронный калориметр, формы энерговыделений в первом слое ЭМ калориметра, переменные качества трека и степень совпадения треков с кластерами. Более подробно эти переменные и отборы описаны в [74].

На основе этих отборов реализованы три уровня идентификации электронов: самый низкий — «loose», используемый в основном для триггерных отборов, средний — «medium» и наивысший — «tight». Последние 2 используются для физических исследований. В данном исследовании для электронов используется «medium» уровень идентификации.

Кроме того, электроны от распада Z бозона распада должны быть изолированными, тогда как электроны из струи будут иметь множество энергетичных частиц вокруг и, поэтому, большую величину энергии в конусе изолированности. В случае электронов используются как отбор по изолированности в калориметре, так и отбор по изолированности во внутреннем детекторе. Для этого в калориметре подсчитывается энергия, выделившаяся в конусе определённого радиуса вокруг кластера электронного кандидата, а во внутреннем детекторе вычисляется импульс всех треков в конусе определённого радиуса за исключением трека электронного кандидата [75, 76]. Эти энергия и импульс должны быть меньше определённых значений, чтобы считать электроны изолированными.

Реконструкция мюонов

В данном исследовании используются так называемые комбинированные мюонные кандидаты. Они восстанавливаются алгоритмами, которые производят статистическую комбинацию трека, реконструированного в мюонном спектрометре, с соответствующим треком из внутреннего детектора, что ограничивает их аксептанс до $|\eta| < 2.5$ [77].

Поскольку комбинированные мюоны обладают полностью реконструированным треком и в ВД и в МС, они имеют хорошее трековое разрешение. ВД обеспечивает наилучшее измерение импульса в диапазоне от низких до его средних значений, тогда как МС обеспечивает лучшее измерение импульса при его высоких значениях (примерно для $p_T > 100$ ГэВ). Комбинация с треком из ВД улучшает разрешение импульса в диапазоне $4 < p_T < 100$ ГэВ.

В эксперименте ATLAS используются две параллельных последовательности алгоритмов мюонной реконструкции: STACO и MUID. Каждая использует немного различные алгоритмы нахождения трека, а также по-разному комбинирует треки из ВД и МС [77].

В настоящем исследовании используются мюоны, восстановленные последовательностью алгоритмов STACO. Этот алгоритм начинает с реконструкции треков МС с помощью алгоритма MuonBoo. Сначала для нахождения областей активности используются мюонные триггерные камеры. Области активности — это области размера $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$, где есть хотя бы один хит RPC или TGC по обеим координатам. Далее внутри этих областей восстанавливаются локальные прямые трековые сегменты комбинированием хитов MDT в разных слоях той же или смежной части MDT. Каждый из сегментов экстраполируется в остальные трубки и части MDT. Кандидаты в сегменты должны быть направлены к точке первичного взаимодействия, отбор производится по χ^2 трекового сегмента.

Далее, комбинируя как минимум 2 сегмента от разных частей MDT, начиная с сегментов с хитами из триггерных камер, формируются трековые кандидаты. Потом трек опять фитируется (всё ещё с использованием трековых сегментов как входных данных) для более точного определения импульса, позиции и направления.

После этого учитываются потери энергии мюонами при взаимодействиях в материале и эффекты многократного рассеяния. Отбор реконструированных мюонов базируется на χ^2 качестве финального фитирования.

Отобранные мюонные треки далее экстраполируются назад к точке первичного взаимодействия с применением поправок на потерю энергии и многократные рассеяния в калориметре и в материале ВД¹. Треки из мюонного спектрометра комбинируются с теми треками из внутреннего детектора, которые совпадают на основе сочетания с помощью χ^2 , который определён как различие между двумя наборами трековых параметров, взвешенных на их скомбинированную ковариационную матрицу. Параметры окончательного трека получают скомбинированными, взвешенными на их ковариационную матрицу.

¹Типичная потеря энергии мюонов в калориметре равна ~ 3 ГэВам.

Восстановленные мюонные кандидаты далее делятся на категории, различающиеся по качеству идентифицированного объекта, от «tight» со строгими требованиями на совпадение треков из МС и ВД и на максимальную величину энергии изолированности в калориметре, до «loose», где требования на число хитов на треке и степень изолированности являются менее строгими [77].

Как и в случае электронов, мюоны от распада Z бозона также ожидаются изолированными, поэтому для улучшения выделения настоящих мюонов от «поддельных» от, например, струй, к мюонным кандидатам также применяется отбор по изолированности. Мюонные кандидаты считаются изолированными, если сумма поперечных импульсов треков в ВД внутри конуса определённого размера вокруг направления мюонного кандидата исключая его трек, делённая на импульс мюона, $\Sigma p_T^{\text{треков}(\Delta R < R_{\text{max}})} / p_T^\mu$ (относительная изолированность), меньше определённого значения.

2.4.4 Фотоны

Реконструкция фотонов

Фотоны реконструируются детектором ATLAS как изолированные объекты, у которых большая часть энергии выделилась в электромагнитном калориметре.

Реконструкция и идентификация фотонов основывается на кластерах в ЭМК с поперечными энергиями превышающими 2.5 ГэВ, измеренными в проекции башен величиной 3×5 клеток во втором слое ЭМ калориметра. Кластеры без совпадения с треками напрямую классифицируются как неконверсионные фотоны.

Фотон, получающийся от жёсткого рассеяния может конвертировать в e^+e^- пару, поскольку преодолевает материал перед электромагнитным калориметром. Трековая система внутреннего детектора эксперимента ATLAS используется для реконструкции вершин конверсии до радиуса R , равного 80 см в поперечной плоскости. Одна из таких вершин может иногда быть ассоциирована с фотонным кластером: в таких случаях, фотонный кандидат называется конверсионным фотоном.

Окончательное измерение энергии делается с помощью кластера размером 3×5 клеток (3×7 клеток) для неконверсионных (конверсионных фотонов) в барреле. В эндкапе размер кластера равен 5×5 для обоих типов кандидатов.

В данных поперечная энергия фотона корректируется с помощью энергетической шкалы, которая была получена от изучения резонансов таких как $Z \rightarrow e^+e^-$, $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ или из изучения E/P , используя изолированные электроны от $W \rightarrow e\nu$ [74,78].

Более подробную информацию об алгоритмах фотонной реконструкции можно найти в [11,76].

После восстановления фотонных кандидатов, полученный набор включает помимо настоящих фотонов фоновые — от частиц, которые произвели похожие отклики в трековой и калориметрической системах. Для очищения отобранной коллекции фотонных кандидатов применяются специально разработанные методики выделения настоящих фотонов.

Каждый такой отбор характеризуется эффективностью, т.е. долей прошедшего сигнала (нужного процесса) через отбор.

Эффективность идентификации фотонов

Идентификация фотонов в ATLAS, как и для случая электронов, опирается на различия распределений ЭМ ливня в калориметре от настоящих фотонов и адронных струй, которые могут породить похожий отклик детектора.

Всего используется 9 переменных, которые конструируются на основе данных из разных частей и слоёв калориметра:

- R_{had} : отношение E_T в первом слое адронного калориметра к E_T кластера в электромагнитном калориметре. В области псевдобыстроты $0.8 < |\eta| < 1.37$, которая не покрывается первым слоем адронного калориметра, это отношение полной E_T адронного калориметра к E_T электромагнитного калориметра.

Переменные среднего слоя ЭМ калориметра

- R_η : отношение матриц энергий клеток 3×7 к 7×7 в направлении η ;
- w_2 : поперечная ширина электромагнитного ливня;
- R_ϕ : отношение энергий клеток 3×7 к 7×7 в направлении ϕ .

Переменные первого (стрипового) слоя ЭМ калориметра

- w_{s3} : ширина ливня с использованием 3 стрипов вокруг стрипа с максимумом;
- w_{stot} : полная поперечная ширина ливня;
- F_{side} : доля энергии вне центра из 3 стрипов, но внутри 7;
- ΔE : различие между энергией стрипа, в котором выделилась вторая по величине энергия, и энергией одного из двух лидирующих стрипов, на котором выделилась наименьшая энергия;
- E_{ratio} : отношение разности энергий, ассоциированных с наиболее высоким и вторым по величине выделением энергии к сумме этих двух энергий.

На основе перечисленных переменных ливня, определены 2 основных набора селекций: «loose» и «tight». «Loose» селекция согласована с соответствующей электронной и используется для триггерных целей, она предоставляет возможность получить сравнительно высокую

фотонную эффективность идентификации при довольно скромном уровне режекции струй. «Loose» селекция также используется для построения контрольных областей в методах по оценке фонов от событий, содержащих адронные струи (об этом более подробно будет написано в параграфе 3.2.4). «Tight» селекция отдельно оптимизирована для конверсионных и неконверсионных фотонов, чтобы обеспечить эффективность идентификации фотонов на уровне 85% для фотонных кандидатов с высокой поперечной энергией ($E_T > 40$ ГэВ), а также обеспечить соответствующий высокий фактор режекции на уровне 5000. Именно эта селекция чаще всего используется для физических исследований.

МК описывает эффективность идентификации достаточно плохо, поэтому для коррекции используются факторы сдвига (fudge factors). Поправки с помощью этих факторов аппроксимируют различие между распределениями по дискриминационным переменным (ДП) в данных и моделировании небольшим сдвигом. Факторы сдвига для каждой дискриминационной переменной определены в уравнении:

$$\Delta\mu_{\text{ДП}}^t = \langle \text{ДП}_{\text{данные}}^t \rangle - \langle \text{ДП}_{\text{МК}}^t \rangle \quad (2.12)$$

Факторы сдвига для каждой дискриминационной переменной получены сравнением между данными и моделированием распределений переменных электромагнитного ливня. Индекс t обозначает квалификационную жёсткую («tight») селекцию фотонов, которой должны удовлетворять кандидаты использованные для сравнения. Факторы сдвига были получены из проведённого анализа сравнения данных с моделированием [76]. Факторы сдвига были применены к сигнальным $Z + \gamma$ МК наборам, чтобы скорректировать распределения переменных электромагнитного ливня в калориметре для фотонов.

Полная величина систематической ошибки может быть взята как различие между величинами фотонной эффективности из МК, скорректированной на факторы сдвига, описанной ранее, и величинами эффективности, полученной из данных. Последние величины были оценены с использованием нескольких методов получения эффективности идентификации фотонов из данных: электронная экстраполяция, матричный метод и распад Z бозона с излучением фотона конечного состояния [11]. Подробнее о последнем методе на базе процесса $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$ написано в разделе 2.5.

Эффективность отбора по изолированности фотонов

Ещё одним отбором, помогающим отделить первичные фотоны от адронных струй, является отбор на изолированность фотонов. Требование на изолированность состоит в том, что записанная поперечная энергия, выделившаяся в калориметре в регионе изолированности (конус вокруг кластера фотонного кандидата, исключаяющий сердцевину фотонного кластера размером $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.175$) должна быть менее определённого порога, $E_T^{\text{iso}}|_{\text{отб.}}$. Эта величина корректируется на эффект от утечки энергии за конус и на эффект от множественных взаимодействий в точке столкновения (пайлап), как описано в [75] и [76].

Для оценки эффективности отбора по изолированности ($E_{\text{изо}}^{\text{конус}0.3}$) фотонов в области низких энергий можно использовать также $Z \rightarrow ll\gamma$ данные и моделирование, подробности отбора таких событий описаны в разделе 2.5.

2.4.5 Адронные струи

Реконструкция и идентификация струй

Струи реконструируются из топологических калориметрических кластеров с использованием алгоритма anti- k_t [79, 80] с параметром разрешения $R=0.4$. Для того, чтобы учесть разницу в отклике калориметра от электронов и струй, к каждой струе был применён фактор, зависимый от p_T и η , чтобы обеспечить в среднем коррекцию энергетической шкалы от электромагнитной шкалы к адронной энергетической шкале. В этом случае, топо-кластеры в калориметре калибруются локально, без учёта другой информации об адронных струях, а струи потом реконструируются из прокалиброванных топо-кластеров и далее калибруются с применением поправок адронной энергетической шкалы [81, 82].

Восстановленные в калориметре струи корректируются на эффекты от нескомпенсированного отклика, потерь энергии в мёртвом материале калориметра, утечек ливня также как и на эффекты от неэффективностей в кластеризации энергий и реконструкции струй с помощью применения поправки, базирующейся на моделировании, которая получена в зависимости от p_T и η .

Для уменьшения эффектов от пайлапа, применяется особый отбор по доле вершинности струи, то есть степени ассоциации с первичной вершиной: отбрасываются струи, в которых доля треков не от первичной вершины очень высока. Также отбрасываются струи, которые накладываются на другие реконструированные объекты: электроны, мюоны и фотоны.

2.4.6 Потерянный поперечный импульс и потерянная поперечная энергия

Потерянный поперечный импульс (ППИ) события $\vec{p}_T^{\text{потер.}}$ — это вектор дисбаланса суммарного импульса в поперечной плоскости. Модуль этого вектора называется потерянной поперечной энергией $E_T^{\text{потер.}}$ (ППЭ). Наличие большого ППИ в событии на адронном коллайдере в большинстве случаев указывает на наличие незадетектированных нейтрино, которые породили этот дисбаланс. Благодаря закону сохранения импульса, если все частицы, образовавшиеся в первичном столкновении, задетектированы, то в событии не должно быть ППИ, исключением являются детекторные эффекты, т.е. разрешение, эффекты от материала или некорректной работы областей детектора (мёртвый материал, сгоревшие модули). Однако, события образованные с нейтрино, несущими большую величину p_T , ожидаются с большим потерянным поперечным импульсом, в отличие от небольших значений ППИ, связанных с детекторными эффектами.

Для вычисления потерянного поперечного импульса (ППИ) в данном исследовании использовался алгоритм «MET_Reffinal», в котором ППИ получается построением из нескольких реконструированных физических объектов [83,84].

Потерянный поперечный импульс, $\vec{p}_T^{\text{потер.}}$, вычисляется исходя из ячеек калориметра в диапазоне псевдобыстроты $|\eta| < 4.9$ и мюонов. Ячейки калибруются соответственно объекту, к которому они ассоциированы («medium» электроны, «tight» фотоны, «tight» тау-лептоны, anti- k_t R=0.4 струи с $p_T > 10$ ГэВ, а также комбинированные мюоны и сегментно-тагированные мюоны). Из-за больших эффектов пайлапа, разрешение потерянного импульса сильно деградирует и ещё более ухудшается с увеличением пайлапа. Выше уже упоминалось, что к лептонам, фотонам и струям были применены поправки (например, сглаживание импульса), чтобы МК лучше совпадало с данными. Эти поправки также были распространены на вычисление поперечного потерянного импульса в МК.

2.5 Измерение эффективности идентификации фотонов из данных

2.5.1 Идентификация фотонов в ATLAS

Эффективность фотонной идентификации является необходимым ингредиентом для измерения сечений процессов, включающих первичные фотоны, т.е. фотоны источником которых не является сильное взаимодействие. Это прежде всего инклюзивное рождение первичных фотонов [76,85], а также двухфотонные [86] и фотон-бозонные процессы [12,13,87,88]. Первичные фотоны также рождаются в более редких процессах, среди которых наиболее важными являются распады тяжёлых, в том числе и гипотетических частиц, в конечные состояния, содержащие изолированные фотоны. Примерами могут служить распад бозона Хиггса в 2 фотона [89] или в фотон и Z бозон [90], а также распад гравитона, предсказываемый моделью с дополнительными пространственными измерениями [91].

Идентификация первичных фотонов в адронных столкновениях является чрезвычайно нетривиальной из-за большой множественности фотонов в конечных состояниях, источниками которых являются распады нейтральных адронов, а также излучательные распады различных частиц. Первичные фотоны выделяются в эксперименте ATLAS от фоновых фотонных кандидатов посредством применения набора жёстких селекций на несколько параметров (дискриминационных переменных, ДП), описывающих формы и свойства ассоциированных с фотонным кандидатом электромагнитных ливней в калориметре эксперимента и требованием их изолированности от других частиц в событии [72]. Все дискриминационные переменные были описаны в параграфе 2.4.4.

Тогда как оценка эффективности $\varepsilon_{\text{ид}}$ фотонной идентификации может быть получена из моделирования (МК симуляции), то её точное измерение с помощью данных представляет некоторые трудности. В отличие от электронов, где могут быть использованы распады

$J/\psi \rightarrow e\bar{e}$, $W \rightarrow e\nu$ и $Z \rightarrow e\bar{e}$ [74, 78], не существует физических процессов, которые могут произвести очень чистые наборы высокоэнергетичных фотонов в широком p_T диапазоне. В этом отношении, единственный процесс играющий схожую роль для фотонов это распад $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma$ (где ℓ — электрон или мюон), который очень ограничен статистически маленьким сечением и своей кинематикой по охвату диапазона p_T фотона. Данный раздел посвящён измерению эффективности фотонной идентификации на основе фотонов от распада $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma$. Описанное исследование проводилось только на данных 2011 года [11].

2.5.2 Эффективность идентификации фотонов

Учитывая требование на изолированность фотонов, $\varepsilon_{\text{ИД}}(p_T, \eta)$ определена как эффективность восстановленных первичных фотонов с измеренной $E_T^{\text{изо}} < E_T^{\text{изо}}|_{\text{отб}}$, которые проходят идентификационную «tight» селекцию в соответствующем p_T , η диапазоне. Для восстановленных фотонов с реконструированной $|\eta|$ в k -ом бине по псевдобыстроте (с нижней и верхней границами псевдобыстроты $\eta_{k,1}$ и $\eta_{k,2}$ соответственно), $\varepsilon_{\text{ИД}}(p_T, \eta)$ может быть записана так:

$$\varepsilon_{\text{ИД}}^k(p_{T,\text{рек}}^\gamma) = \frac{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{рек}}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{рек}}^{\text{изо}} < E_T^{\text{изо}}|_{\text{отб}} \text{ ГэВ, tight} - \text{ИД})/dp_{T,\text{рек}}^\gamma}{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{\text{рек}}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,\text{рек}}^{\text{изо}} < E_T^{\text{изо}}|_{\text{отб}} \text{ ГэВ})/dp_{T,\text{рек}}^\gamma}, \quad (2.13)$$

где числитель — количество отобранных фотонов, проходящих «tight» селекцию, а знаменатель — число всех отобранных событий до применения «tight» селекции.

Выбранная величина $E_T^{\text{изо}}|_{\text{отб}}$ зависит от целей конкретного физического исследования и соответствующего изучаемого диапазона p_T . Она эволюционировала от 3 ГэВ, используемых в анализах 2010 года, к широко используемой величине 5 ГэВ, адаптированной для большинства физических исследований эксперимента ATLAS, основанных на данных 2011 года, и далее к 4 ГэВам для данных 2012 года. Следуя наиболее общей рекомендации, используемой в большинстве фотонных анализов эксперимента ATLAS, для вычисления $\varepsilon_{\text{ИД}}$ величин использован радиус конуса $R = 0.4$ и наложено условие $E_T^{\text{изо}}|_{\text{отб}} = 5$ ГэВ для данных 2011 года.

2.5.3 Измерение эффективности идентификации фотонов, основанное на применении данных

Фотоны от излучательного распада Z бозона

Изолированные фотоны от излучательного распада Z ($Z \rightarrow \ell\bar{\ell}\gamma$) могут быть просто идентифицированы в данных и обеспечить набор с низким загрязнением фоновыми процессами, из которого измеряется истинное $\varepsilon_{\text{ИД}}$. Поскольку селекция применена только к кинематическим величинам, характеризующим два лептона от распада Z и трёхчастичную систему $\ell\bar{\ell}\gamma$, то распределения по ДП не изменяются, таким образом селекции не повлияют на измерение эффективности идентификации фотонов. Статистика излученных фотонов быстро падает с увеличением p_T , ограничивая исследование отрезком $15 < p_T < 50$ ГэВ энергетического диапазона. Это, однако, позволяет получить информацию из данных для области, где

МК предсказание эффективности наиболее чувствительно к нескольким источникам систематической погрешности, таким как, например, неидеальность моделирования пассивного материала перед электромагнитным калориметром.

Отбор событий $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ для исследования

События в $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ канале были отобраны требованием наличия в событии 2 мюонов с $p_T > 15$ ГэВ и $|\eta| < 2.4$. Поскольку триггер для этих событий требует только совпадение между треком во внутреннем детекторе и в мюонном спектрометре, оффлайн исследование также требует чтобы каждый мюон имел минимум один хит в пиксельном детекторе и 6 хитов в SCT. Наложённый критерий на изированность требует, чтобы отношение между суммой p_T треков с $p_T > 500$ МэВ в конусе $\Delta R = 0.2$ вокруг каждого мюонного кандидата, и p_T мюона было меньше 0.1.

События в $Z \rightarrow ee\gamma$ канале отобраны требованием наличия в событии 2 электронов с $p_T > 15$ ГэВ и $|\eta| < 1.37$ или $1.52 < |\eta| < 2.47$, удовлетворяющих жёстким («tight») критериям на трек и на переменные электромагнитного ливня, описанные в 2.4.4. К каждому электрону применена селекция по калориметрической изолированности, основанной на поперечной энергии p_T , ограничивающая её в пределах 5 ГэВ в конусе 0.4 радиан вокруг электрона.

Сечение для событий $Z + \text{струи}$ оказывается примерно на 3 порядка величины большим, чем сечение событий $Z + \gamma$. Непренебрежимая доля струй содержит π^0 высоких энергий, распадающихся на пару параллельно летящих фотонов, которые могут быть приняты за один фотон и составить значительный фон в фотонных наборах, состоящих из излучения начального состояния. Чтобы минимизировать влияние этого фона от струй в наборе от излучательного распада Z , применено требование трёхчастичной инвариантной массы $m_{\ell\ell\gamma}$ быть близкой к m_Z . Рис. 2.8 показывает двумерное распределение трёхчастичной инвариантной массы $\ell\ell\gamma$ относительно двухчастичной инвариантной массы $\ell\ell$ в событиях из данных, проходящих основной отбор событий, описанный выше, отдельно для электронного и мюонного каналов. События излучательного распада Z характеризуются трёхчастичной инвариантной массой около m_Z , тогда как $Z + \text{струи}$ и ИНС события лежат в отдельной области фазового пространства. Таким образом, трёхчастичная инвариантная масса должна лежать внутри интервала $80 < m_{\ell\ell\gamma} < 96$ ГэВ, а двухчастичная инвариантная масса должна удовлетворять селекции $40 < m_{\ell\ell} < 83$ ГэВ в обоих каналах, что минимизирует вклад от событий $Z + \text{струи}$, в то же время сохраняя $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ события. Если излученный фотон находится близко (малый $\Delta R_i = \sqrt{(\eta^{\ell_i} - \eta^\gamma)^2 + (\phi^{\ell_i} - \phi^\gamma)^2}$) к любому из лептонов, то их электромагнитные ливни могут наложиться, смещая распределения дискриминационных переменных к более низкой $\epsilon_{\text{ид}}$. Для ликвидации этого эффекта использован порог на ΔR между фотоном и любым лептоном $\Delta R_{\text{мин}} = \min(\Delta R_1, \Delta R_2)$.

Для того, чтобы избежать смещения в эффективности из-за близости лептона к фотону, в исследовании применена селекция на ΔR , требующая $\Delta R > 0.2$ между фотоном и лептоном в мюонном канале или $\Delta R > 0.4$ между фотоном и лептоном в электронном канале. С

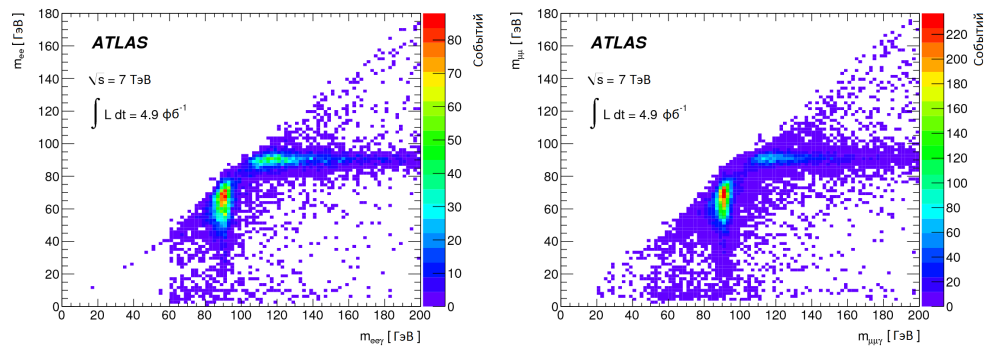


Рисунок 2.8. Двумерное распределение фотонных кандидатов по инвариантным массам $m_{ee\gamma}$ и m_{ee} в полном наборе данных 2011 года после отбора событий для $ee\gamma$ (слева) и $\mu\mu\gamma$ (справа) событий.

использованием мюонного канала было показано, что варьирование конуса изолированности ΔR с 0.2 до 0.3 и 0.4 даёт пренебрежимо малые различия в эффективности.

Эффективность $\varepsilon_{\text{ид}}$, полученная с помощью этой селекции из МК смоделированных наборов, согласуется в пределах статистической погрешности с эффективностью, полученной из МК моделирования первичных фотонов. Схожесть достигается с помощью присутствия изоляционного требования на фотоны, которое сильно подавляет количество фотонов от фрагментации в наборе первичных фотонов.

После применения селекционного критерия к мюонному каналу, было отобрано 5995 событий, содержащих неконверсионные фотоны и 2705 событий, содержащих конверсионные фотоны. В электронном канале отобрано 2481 событий, содержащих неконверсионные фотоны и 1057 событий, содержащих конверсионные фотоны.

Систематическая погрешность в исследовании $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$

В то время как доминирующая погрешность для этих измерений — статистическая, также имеется небольшой вклад от присутствия фона в отобранном фотонном наборе, в основном за счёт событий $Z + \text{струи}$.

1-ый метод оценки систематической ошибки:

Распределение по инвариантной массе $m_{ee\gamma}$ используется как дискриминирующая величина для оценки этого остаточного фоновое загрязнение. Для этого с помощью варьирования относительной нормировки фитируется $m_{ee\gamma}$ распределение в данных суммой шаблонов $m_{ee\gamma}$ сигнала и фона получающихся из МК моделирования. Фитирование осуществлено при ослаблении $m_{ee\gamma}$ требования до $60 < m_{ee\gamma} < 140$ ГэВ. Рисунок 2.9 показывает что фитирующая сумма оказывается в хорошем согласии с распределением, полученным из данных. Из результатов фитирования была оценена чистота сигнала, равная $(98.4 \pm 0.2)\%$ для канала $\mu\mu\gamma$ для неконверсионных фотонов и $(98.2 \pm 0.3)\%$ для конверсионных фотонов, а также для канала $ee\gamma$ равная $(98.0 \pm 0.2)\%$ для неконверсионных фотонов и $(96.0 \pm 0.3)\%$ для конверсионных фотонов.

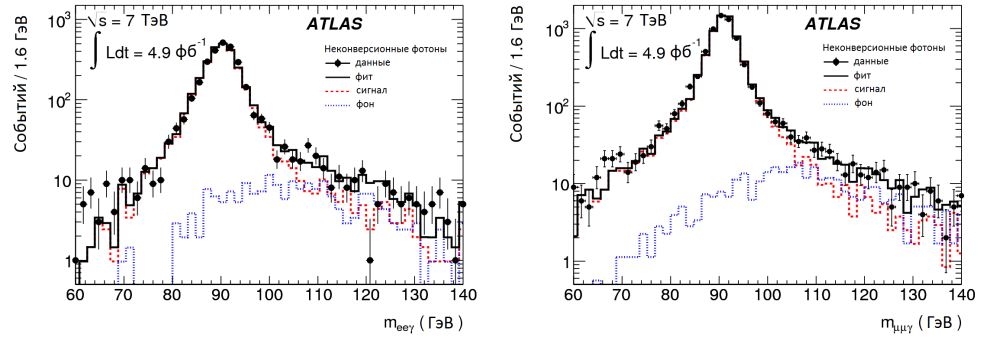


Рисунок 2.9. Распределение по инвариантной массе ($m_{\ell\ell\gamma}$) для событий, отобранных в данных, после применения всего селекционного критерия $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ кроме отбора на $m_{\ell\ell\gamma}$ (где $\ell = e$ для левой картинке и $\ell = \mu$ для правой картинке) для неконверсионных фотонных кандидатов. Сверху наложен результат фитирования распределения из данных с помощью суммы распределений по инвариантной массе для сигнала и фона, полученных из МК моделирования.

Из отношения событий с фотонами после и до применения идентификационного «tight» отбора, была определена эффективность идентификационной «tight» селекции для фотонов. Полученная эффективность для фотонов была сравнена с эффективностью для истинных фотонов, которая была вычислена с использованием знаний о количестве отобранных фотонов и чистоты набора, полученной ранее.

Изменение в идентификационной эффективности после применения вычитания фона максимально равно 0.7% для неконверсионных фотонов и 1.6% для конверсионных в канале $\mu\mu\gamma$. В канале $ee\gamma$, данная разница равна 0.8% для неконверсионных фотонов и 2.5% для конверсионных. Количество событий доступных как в наборе данных, так и в наборе МК моделирования, не позволяет провести это исследование независимо для каждой рассматриваемой области p_T и η фотонов. Поэтому, эта погрешность предполагается общей для всех бинов.

Наибольшая погрешность в этом исследовании — статистическая, и она достигает $\pm 5\%$ в области с высоким p_T фотона (30-40 ГэВ) и высоким η .

2-ой метод оценки систематической ошибки:

Чистота фотонного набора, а, следовательно и связанная с ней систематическая ошибка, может быть оценена также по-другому: она может быть получена из данных с использованием распределения по количеству треков с $p_T > 1$ ГэВ в угловом конусе радиуса $0.1 < R < 0.2$ вокруг направления фотонного кандидата, $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ для истинных фотонов в излучательных распадах Z и для струй, подменяющих фотоны, в событиях $Z + \text{струи}$. Распределение $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ для последнего оценено из обогащённого фоном набора с помощью изменения отбора по двухчастичной инвариантной массе $m_{\ell\ell}$ с $40 < m_{\ell\ell} < 83$ ГэВ на $89 < m_{\ell\ell} < 93$ ГэВ (узкое окно вокруг массы Z бозона): поскольку минимальная требуемая энергия фотонов $p_T > 15$ ГэВ, то составить при такой кинематике трёхчастичный распад Z весьма проблематично,

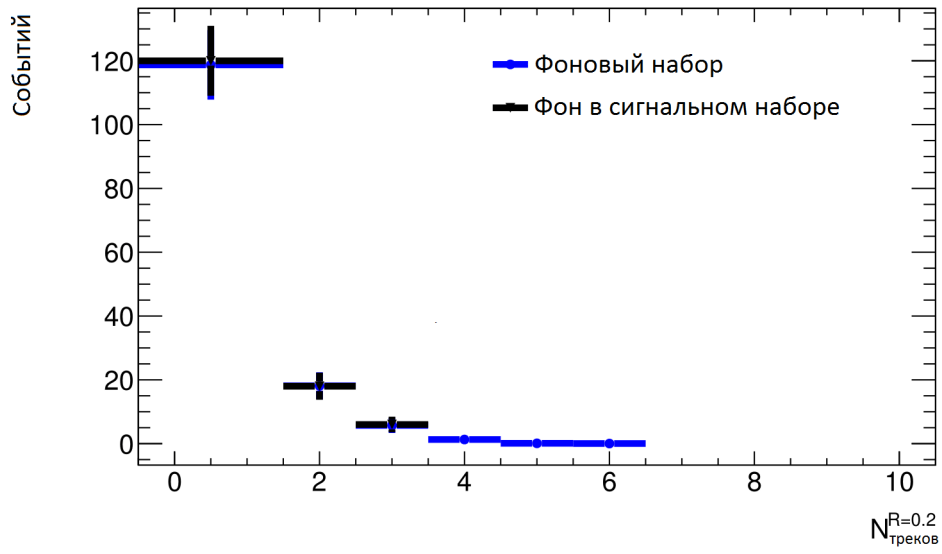


Рисунок 2.10. Сравнение распределений по $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ для «фоновой» доли и для фоновой доли в «сигнальном» наборе в МК для $\mu\mu\gamma$.

а, значит, почти все фотонные кандидаты в таком наборе должны быть струями с большой электромагнитной составляющей. Более чем 95% фотонных кандидатов, отобранных в фоновый набор, являются настоящими струями. Рис. 2.10 и 2.11 показывают проверку работы этого метода с помощью МК. Рисунок 2.10 показывает полное согласие распределения по $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ для этого «фоновой» набора и для фракции фона в чистом «сигнальном» наборе, отобранном ранее. В соответствии с этим сравнением, появляется возможность использовать форму распределения «фоновой» набора, чтобы оценить количество фоновых событий в чистом сигнальном наборе. Рисунок 2.11 даёт сравнение эффективностей идентификационной «tight» селекции, применённой к «фоновому» набору и к фону в чистом сигнальном наборе. Согласие распределений по эффективности даёт возможность использовать эффективность «tight» селекции для фона, полученную из фоновой набора, для последующей процедуры вычитания фона из сигнального набора и получения систематической ошибки.

Количество струй, подменяющих фотоны, может быть оценено нормировкой фоновой распределения $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ на хвост (область где $N_{\text{треков}}^{R=0.2} > 2$) распределения $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$, отобранного сигнального набора. Потенциальная утечка подлинных фотонов в хвост распределения $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$, являющаяся эффектом второго порядка, корректируется в соответствии с предсказанным эффектом утечки в МК моделировании. Рис. 2.12 показывает распределения $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ в выбранном наборе и соответствующий профиль фоновой загрязнение, оцененного как было показано выше. Этот метод предсказывает 99(58) фоновых событий для неконверсионных (конверсионных) фотонов в наборе из $Z \rightarrow ee\gamma$, 88(69) в наборе из $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$. Таким образом, чистота равняется 96.7%(95.5%) для неконверсионных (конверсионных) фотонов в наборе из $Z \rightarrow ee\gamma$, а также 98.6%(97.6%) — в наборе из $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$.

Используя эти, полученные из данных, чистоты и эффективности «tight» селекции для фоновой набора $\varepsilon_{\text{фон}}$, можно вычислить влияние загрязнения фоном в отобранном фотонном

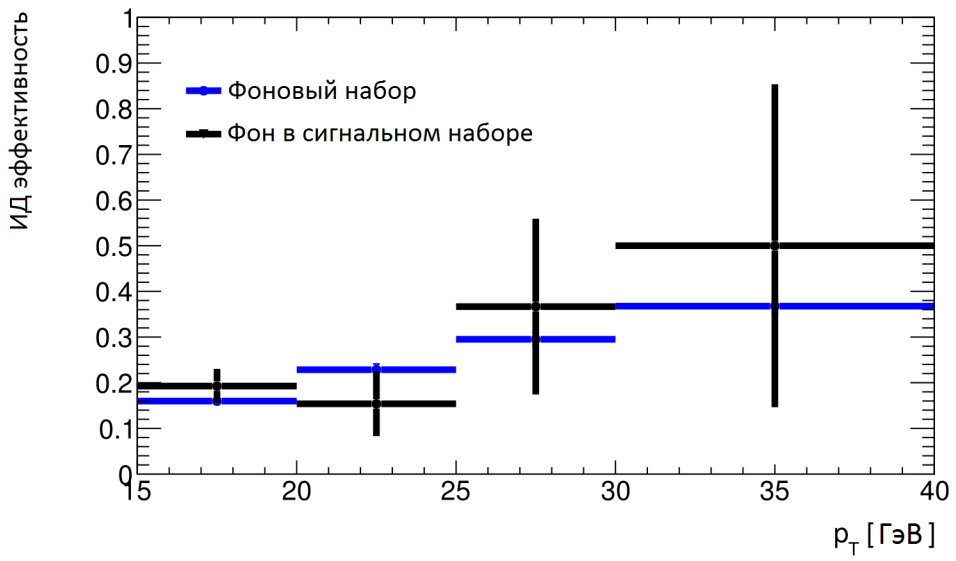


Рисунок 2.11. Сравнение эффективностей фотонной «tight» идентификации для «фоновый» набора и для фоновой доли в «сигнальном» наборе для $\mu\mu\gamma$.

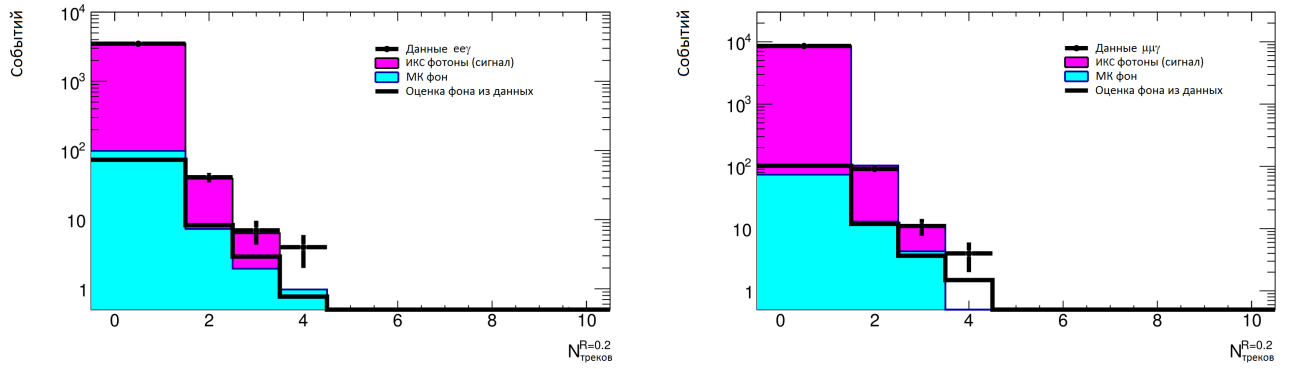


Рисунок 2.12. Распределение по $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ и оценка фона, полученная из данных, скорректированная на утечку сигнала при больших $N_{\text{треков}}^{R=0.2}$ (слева — электронный канал; справа — мюонный канал).

наборе на идентификационную эффективность фотонов и вычесть этот эффект из центральных величин. Это воздействие варьируется в различных бинах по энергии, но не превышает 1.1% для неконверсионных и 1.9% для конверсионных в наиболее загрязнённых областях энергии. Отличия между скорректированными величинами и центральными величинами до коррекции и будут считаться систематическими ошибками.

Таким образом, оба метода дают согласованные близкие результаты по систематической ошибке. Итоговая ошибка берётся из первого метода.

Окончательные результаты по погрешности, включающие квадратично сложенные статистическую и систематическую ошибку могут быть найдены в таблице 2.1 и на рис. 2.13.

Было обнаружено, что эффективности, измеренные в двух разных лептонных каналах находятся в согласии в пределах погрешности, рис. 2.13. Поэтому они объединены, а ре-

p_T [ГэВ]	$0.00 < \eta < 0.60$	$0.60 < \eta < 1.37$	$1.52 < \eta < 1.81$	$1.81 < \eta < 2.37$
неконверсионные фотоны				
[15-20]	$47.16 \pm 1.23 \pm 0.73$	$47.14 \pm 1.26 \pm 0.73$	$57.24 \pm 2.73 \pm 0.76$	$51.52 \pm 2.26 \pm 0.77$
[20-25]	$59.57 \pm 1.57 \pm 0.72$	$59.59 \pm 1.64 \pm 0.76$	$71.55 \pm 3.40 \pm 0.77$	$60.15 \pm 2.95 \pm 0.78$
[25-30]	$69.46 \pm 2.08 \pm 0.71$	$65.88 \pm 2.20 \pm 0.77$	$69.84 \pm 4.68 \pm 0.87$	$75.63 \pm 3.93 \pm 0.80$
[30-40]	$80.01 \pm 2.26 \pm 0.76$	$73.91 \pm 2.59 \pm 0.74$	$78.23 \pm 5.40 \pm 0.75$	$67.49 \pm 5.35 \pm 0.78$
[40-50]	$84.18 \pm 4.66 \pm 0.68$	$89.30 \pm 4.20 \pm 0.73$	$88.81 \pm 7.80 \pm 0.82$	$78.72 \pm 7.59 \pm 0.92$
конверсионные фотоны				
[15-20]	$56.62 \pm 2.44 \pm 0.81$	$54.51 \pm 1.79 \pm 0.85$	$61.53 \pm 2.82 \pm 0.85$	$48.83 \pm 2.8 \pm 0.90$
[20-25]	$64.64 \pm 3.04 \pm 0.83$	$62.17 \pm 2.28 \pm 0.87$	$70.43 \pm 3.62 \pm 0.85$	$62.56 \pm 3.57 \pm 0.90$
[25-30]	$74.34 \pm 4.26 \pm 0.87$	$75.85 \pm 2.66 \pm 0.93$	$79.67 \pm 5.24 \pm 0.90$	$73.26 \pm 4.82 \pm 0.81$
[30-40]	$75.18 \pm 4.70 \pm 0.78$	$81.57 \pm 3.27 \pm 0.75$	$100 \pm 0^{+0}_{-0.56}$	$76.18 \pm 6.01 \pm 1.0$
[40-50]	$100 \pm 0^{+0}_{-0.6}$	$100 \pm 0^{+0}_{-0.6}$	$99.99 \pm 0^{+0.01}_{-1.2}$	$66.67 \pm 13.60 \pm 0.91$

Таблица 2.1. Эффективность «tight» идентификации фотонов (в %), измеренная с помощью распадов $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$, в различных областях псевдобыстроты и поперечной энергии фотона. Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

зультаты показаны на рис. 2.14. Эти комбинированные эффективности также перечислены в таблице 2.1.

Для этой комбинации используется центральная величина взвешенного среднего двух эффективностей:

$$\varepsilon = \frac{\frac{\varepsilon_e}{\sigma_e^2} + \frac{\varepsilon_\mu}{\sigma_\mu^2}}{\frac{1}{\sigma_e^2} + \frac{1}{\sigma_\mu^2}} \quad (2.14)$$

и для полной погрешности квадратный корень их расхождения:

$$\sigma_\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sigma_e^2} + \frac{1}{\sigma_\mu^2}}}. \quad (2.15)$$

В качестве полной статистической погрешности берётся:

$$\sigma_{\varepsilon, \text{стат}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sigma_{e, \text{стат}}^2} + \frac{1}{\sigma_{\mu, \text{стат}}^2}}} \quad (2.16)$$

и для полной систематической берётся:

$$\sigma_{\varepsilon, \text{сист}} = \sqrt{\sigma_\varepsilon^2 - \sigma_{\varepsilon, \text{стат}}^2}. \quad (2.17)$$

Также было проведено исследование стабильности величины эффективности идентификации фотонов относительно пайлапа. Было установлено, что эффективность немного ухудшается при увеличении пайлапа (на 5–7%), однако, также было показано, что МК моделирование корректно описывает данное ухудшение и отношения зависимостей от пайлапа из данных и из МК моделирования оказываются стабильными [11].

В данном разделе описано исследование по измерению из данных фотонной идентификационной эффективности эксперимента ATLAS с использованием излучательного распада $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$. Отобранный фотонный набор, полученный с помощью селекций, приложенных к лептонам от Z и к кинематическим двухчастичным $\ell\ell$ и трёхчастичным $\ell\ell\gamma$ системам, получается довольно малым, но очень чистым. Спектр фотонов довольно мягок: с текущей статистикой метод может быть применён лишь для фотонов с $15 < p_T < 50$ ГэВ. Идентификационная эффективность повышается с 50–60% для 15 ГэВ до примерно 80–90% при 50 ГэВ.

Результаты описанного метода в пределах погрешностей совпадают с результатами других методов по измерению эффективности фотонной идентификации из данных, применяемых в ATLAS: электронной экстраполяции и матричного метода, которые нацелены на получение данной эффективности в других энергетических диапазонах. Отличия в результатах в перекрывающемся энергетическом диапазоне для большинства бинов не превосходит 5% [11].

Измерение эффективности фотонной идентификации из данных как новый инструмент эксперимента ATLAS, смогло понизить погрешность, связанную с фотонной идентификацией с 11% [92] до примерно 5% [22, 89].

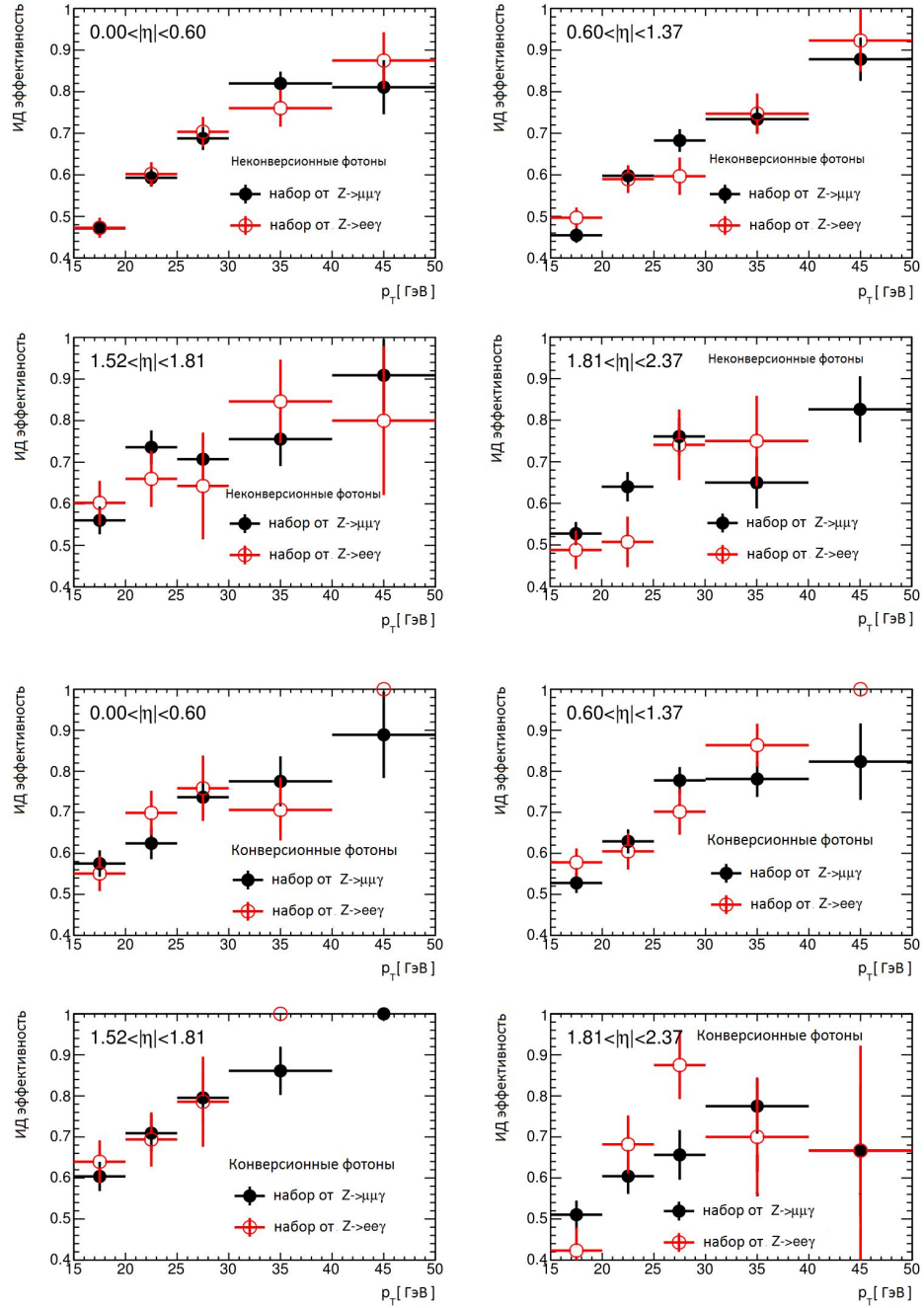


Рисунок 2.13. Сравнение эффективностей фотонной «tight» идентификации, полученных с помощью $Z \rightarrow ee\gamma$ и с помощью $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ распадов с неконверсионными (верхние 4 графика) и конверсионными (нижние 4 графика) фотонами. Эффективности показаны как функция p_T . В погрешность включены и статистическая и систематическая погрешности.

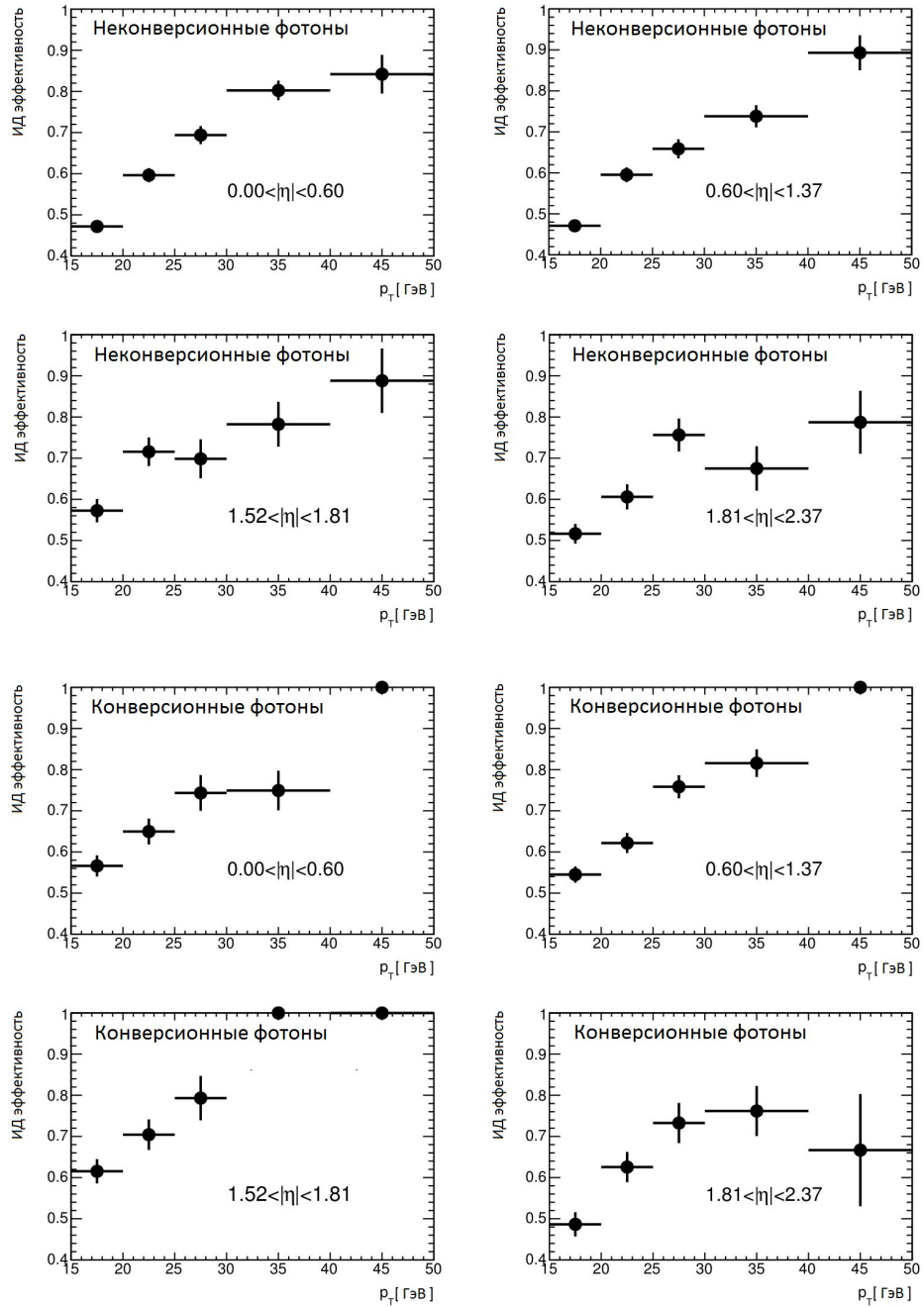


Рисунок 2.14. Эффективность фотонной «tight» идентификации как функция p_T после комбинирования результатов из двух лептонных каналов для распадов с неконверсионными (верхние 4 графика) и конверсионными (нижние 4 графика) фотонами. Погрешность включает статистическую и систематическую ошибки.

Глава 3

Получение сечения для процесса $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$

В этой главе описан экспериментальный анализ данных, приводящий к получению сечения ассоциированного рождения $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) + \gamma$. Исследование было проведено раздельно на данных 2011 года с энергией столкновений в системе центра масс, равной 7 ТэВ [12], и на данных 2011 года с энергией столкновений в системе центра масс, равной 8 ТэВ [13].

Сначала в разделе 3.1 описан экспериментальный отбор событий для увеличения в результирующем наборе данных доли сигнала. Далее в разделе 3.2 определены источники фонов к сигнальному процессу, которые могут пройти селекцию для выделения сигнала, и описаны методики по оценке этих фонов. В разделе 3.3 приведены результаты по наблюдаемым данным и ожидаемым фонам. Раздел 3.4 уделяет внимание погрешностям на эффективность отбора конечного состояния, появляющимся из отличий МК моделирования от данных для разных составных компонентов этой эффективности. В разделе 3.5 идёт речь о получении теоретического предсказания сечения для изучаемого процесса из Стандартной модели с использованием той же области фазового пространства, которая используется для экспериментального измерения. И, наконец, раздел 3.6 рассказывает о методе вычисления сечения и приводит результаты, а также сравнение наблюдаемого сечения с предсказываемым сечением Стандартной модели.

3.1 Отбор событий

В данном исследовании изучается образование $Z + \gamma$ событий. Как сигнал рассматривается нейтральный «невидимый» распад $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Таким образом, в конечном состоянии имеются высокий потерянный поперечный импульс (от $\nu\bar{\nu}$) и изолированный фотон высокой энергии. Отбираются события, которые имеют конечные состояния с данными сигналами. В последующем тексте будут описаны критерии отборов, целью которых является отобрать/идентифицировать эти физические объекты.

3.1.1 Отбор электронов

В исследовании используются реконструированные электроны с поперечной энергией кластера более 25 ГэВ, где энергия кластера была прокалибрована с использованием энерге-

тической калибровки, полученной из исследования событий $Z \rightarrow e^+e^-$ [74]. Энергетическое разрешение для электронов в МК также было скорректировано с использованием знаний, полученных из данных. Псевдобыстрота η электронного кластера должна находиться внутри области $|\eta| < 2.47$, за исключением переходного от барреля к эндкапу крэк-региона ЭМ калориметра $1.37 < |\eta| < 1.52$. Для событий в данных электронный кластер должен также проходить отбор, отбрасывающий события, в которых внутри рассматриваемого кластера LAr, его клетки имели проблемы с подачей высокого напряжения или в которых были проблемы со считыванием сигнала из этой области калориметра. Поскольку МК моделирование считает, что считывание во всех частях детектора идеальное, для того, чтобы корректно экстраполировать условия, которые были для данных во время записи информации, на моделирование, необходимо использовать для него карты качества кластеров в реальном времени (для каждого люмиблока).

Среди различных наборов идентификационных отборов для электронов в данном исследовании будут использоваться два: «loose» и «medium», см. параграф 2.4.2. «Medium» будет использован для отбора электронных кандидатов для лептонного вето (при наличии которых в событии оно будет отброшено). «Loose» будет использоваться в оценке из данных фона, связанного с неверной идентификацией электронов как фотонов в параграфе 3.2.1. Также чтобы отделить электроны от адронных струй, для электронов было наложено требование на изолированность, описанное в параграфе 2.4.2. Для анализа данных 2011 года использовалось требование на калориметрическую изолированность в конусе 0.4 радиана, а именно: энергия в конусе изолированности должна быть меньше 6 ГэВ. Для анализа данных 2012 года использовались требования и на калориметрическую и на трековую изолированность в конусе 0.2 радиана, а именно: относительная энергетическая изолированность в калориметре (т.е. энергия изолированности делённая на энергию самого электрона) должна быть меньше 0.14, а относительная импульсная изолированность в треке должна быть меньше 0.13.

Электроны должны приходить от первичной вершины взаимодействия, поэтому расстояние между электроном и первичной вершиной в продольной плоскости, z_0^μ , должно быть менее 1(0.5) мм и также это должно быть верно и в поперечной плоскости, где значимость прицельного параметра (значение, делённое на его ошибку) электрона должна удовлетворять соотношению $d_0/\sigma(d_0) < 3(6)$ для анализа данных 2011(2012) года.

3.1.2 Отбор мюонов

Отобранные мюоны должны быть комбинированными, то есть иметь трек в мюонном спектрометре, ассоциированный с треком в системе внутреннего детектора, причём ассоциированный с мюоном трек из внутреннего детектора должен удовлетворять условиям хорошего качества трека (на количество хитов в различных трековых детекторах системы внутреннего детектора). Среди идентификационных критериев, выбираются мюоны удовлетворяющие «tight» критерию, то есть имеющие наилучшее качество реконструкции, как описано в параграфе 2.4.3.

Отбираются мюоны с высоким поперечным импульсом: $p_T^\mu > 25$ ГэВ и псевдобыстротой в диапазоне $|\eta^\mu| < 2.4$.

Необходимо, чтобы мюоны приходили именно от первичной вершины взаимодействия, поэтому расстояние между мюоном и первичной вершиной в продольной плоскости, z_0^μ , должно быть менее 1(0.5) мм для анализа данных 2011(2012) года, а в поперечной плоскости прицельный параметр мюона, d_0 , должен удовлетворять соотношению $d_0/\sigma(d_0) < 3$.

Мюоны должны быть изолированными, а именно удовлетворять неравенству $\Sigma p_T^{\text{треков}(\Delta R < R_{\text{max}})}/p_T^\mu < 0.15(0.1)$, где $R_{\text{max}} = 0.3(0.2)$ радиан для анализа данных 2011(2012) года.

3.1.3 Отбор фотонов

Как и электронный кандидат, отобранный фотонный кандидат должен быть изолированным, а также он должен быть реконструирован в диапазоне псевдобыстроты $|\eta| < 1.37$ или $1.52 < |\eta| < 2.37$. Также фотонный кандидат должен проходить требование на качество кластера в электромагнитном калориметре.

Фотонный кандидат должен иметь поперечную энергию $E_T > 100(130)$ ГэВ для анализа данных 2011(2012) года.

К фотонам была применена идентификационная жёсткая «tight» селекция, которая определена в параграфе 2.4.4.

Чтобы выполнить требование на изолированность, описанное в параграфе 2.4.4, энергия изолированности в конусе с размером $\Delta R = 0.3(0.4)$ должна быть менее 6(4) ГэВ для анализа данных 2011(2012) года.

3.1.4 Определение и отбор адронных струй

В данной работе, отобранные струи имеют $p_T > 30$ ГэВ в адронной энергетической шкале и $|\eta| < 4.4(4.5)$ для анализа данных 2011(2012) года. Плохие струи, появляющиеся из детекторного шума или космических лучей, отбрасывались селекциями на качество струй. Выделенные струи изолируются от отобранных лептонов и фотонов наложением требований $\Delta R(e/\mu, \text{струя}) > 0.3$ и $\Delta R(\gamma, \text{струя}) > 0.3$, чтобы избежать двойного учёта одних и тех же объектов.

Процесс отбора начинается с требований к качеству данных. Чтобы уменьшить фальшивую поперечную потерянную энергию из-за детекторных эффектов, был применён специальный отбор к струям с поперечным импульсом $p_T > 20$ ГэВ. Если реконструированная струя соответствует этому отбору, то событие отбрасывается.

Для подавления эффектов от пайлапа, для струй с $p_T < 50$ ГэВ и $|\eta| < 2.4$, доля вершинности каждой струи, определённая как отношение скалярной суммы p_T треков, ассоциированных и с $R = 0.4$ струёй и с первичной вершиной, ко всем трекам, ассоциированным со струёй, должна быть больше 0.5.

3.1.5 Отбор сигнальных событий $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$

Этот параграф описывает полный список требований, которые используются, чтобы отобрать кандидаты в события $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$.

Данное исследование проводилось для двух случаев рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$: когда в событии нет описанных выше идентифицированных струй, т.е. ставится вето на струи (эксклюзивный случай), и когда в событии нет ограничений на количество струй (инклюзивный случай).

События были отобраны триггером с требованием как минимум одного идентифицированного фотона с порогом на поперечную энергию $E_T > 80(120)$ ГэВ для анализа данных 2011(2012) года.

Чтобы отобрать кандидаты в $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ события, требуется, чтобы в событии был ровно один реконструированный «tight» изолированный фотонный кандидат с $E_T^\gamma > 100(130)$ ГэВ (начало плато эффективности триггера) и потерянный поперечный импульс $p_T^{\text{потер}} > 90(100)$ ГэВ для анализа данных 2011(2012) года.

Фотон отбирается по условиям, приведённым в параграфе 3.1.3.

Чтобы воспользоваться природой противоположно направленного разлёта фотона и потерянного поперечного импульса от событий $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и подавить фоны, наложено требование, чтобы $\Delta\phi(p_T^{\text{потер}}, \gamma) > 2.6(1.57)$ для анализа данных 2011(2012) года. Для данных 2011 года в инклюзивном исследовании со струями, для увеличения доли сигнала в отобранном наборе, также дополнительно наложено требование на угол между ППИ и лидирующей струей $\Delta\phi(p_T^{\text{потер}}, \text{струя}) > 0.4$.

Для того, чтобы увеличить чистоту $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ событий в селекции также наложено требование, чтобы в событии не было ни одного реконструированного «medium» электронного кандидата, отобранного как параграфе 2.4.2, и ни одного реконструированного «tight» мюонного кандидата, отобранного как параграфе 2.4.3.

Требования к реконструированным струям описаны в параграфе 3.1.4.

3.2 Оценка фонов

После применённого отбора, описанного выше, чистота данных относительно сигнала заметно повысилась, однако, всё же часть фоновых событий смогла пройти селекцию. Обсуждению этих фоновых процессов, а также надёжным методам их оценки в отобранном наборе данных будет посвящена речь в данном параграфе.

Основными фоновыми событиями к искомому процессу в отобранном наборе являются:

- события, содержащие рождение W бозона с последующим распадом в электрон(позитрон) и антинейтрино(нейтрино) (неверная идентификация электронов/позитронов как фотоны), описанные в разделе 3.2.1;
- события, содержащие ассоциированное рождение $W + \gamma$ с последующим распадом W в лептоны, где заряженный лептон либо не был реконструирован и идентифицирован де-

тектором, либо распался в адронную моду (в основном касается τ -лептонов), описанные в разделе 3.2.2;

- события, содержащие ассоциированное рождение γ + струя (неверная идентификация адронных струй как ППИ), описанные в разделе 3.2.3;
- события, содержащие ассоциированное рождение Z + струя с последующим распадом Z в нейтрино (неверная идентификация адронных струй как фотонов), описанные в разделе 3.2.4.

Также небольшие вклады вносят фоны от событий рождения $\tau^+\tau^-\gamma$ и $t\bar{t}$.

Фоны в отобранных событиях оценивались как с помощью различных методов, использующих реальные данные, так и с использованием МК-моделирования в тех случаях, где моделирование хорошо описывает фоновый процесс.

С помощью данных, в частности, полностью оценивались фоны от процессов $Z(\nu\bar{\nu})$ +струя и $W \rightarrow e\nu$. Частично с помощью данных оценены фоны $W + \gamma$ и γ + струя. Остальные фоны были оценены с помощью МК моделирования.

3.2.1 Неверная идентификация электрон→фотон в событиях $W \rightarrow e\nu$

Как уже упоминалось ранее, реконструируемые детектором ATLAS фотоны классифицируются как конверсионные и неконверсионные. Когда фотон конвертирует, в детекторе видна электрон-позитронная пара с ассоциированными ей треками во внутреннем детекторе. Однако, конверсионные фотоны также часто восстанавливаются из одного такого электронного/позитронного трека, поскольку электроны/позитроны низких энергий могут не оставить достаточно хорошего трека. Также возможно, что электрон/позитрон высокой энергии пересёк ВД и не оставил трек за собой. В обоих случаях в результате в электромагнитном калориметре будет ливень, который будет указывать на изолированный «tight» фотон (см. 2.4.4).

Везде далее в данном параграфе под наименованием электрон будет подразумеваться и электрон и его античастица позитрон.

Частота неверной идентификации изолированного «loose» электрона (см. 2.4.2) как изолированного «tight» фотона вычислялась из отношения вероятности событий с одним изолированным «loose» электроном и одним «tight» фотоном ($e\gamma$), реконструированных с величиной двухчастичной инвариантной массы внутри 10 ГэВ вокруг массы Z бозона, и вероятности событий с комбинацией двух противоположно заряженных изолированных «loose» электронов (ee). Фотон в событиях $e\gamma$, а также электрон с наиболее высокой поперечной энергией в событиях ee должен был иметь энергию, как и сигнальный фотон, то есть не менее 100(130) ГэВ для анализа данных 2011(2012) года. Поскольку Z бозон не может распадаться в электрон и фотон, делается вывод, что фотон в данном случае является либо жёстким тормозным фотоном, излучаемым на самом деле электроном, либо этот фотон в реальности является электроном, который был неверно идентифицирован как конверсионный фотон. Отношение $e\gamma$ и ee представляет собой частоту «подделки», когда электрон реконструируется и идентифицируется фотоном. Для того, чтобы снизить возможное загрязнение этого метода от

событий $W(\rightarrow e\nu)\gamma$, было наложено требование на потерянный поперечный импульс в событиях быть менее 40 ГэВ.

Величина частоты «подделки» зависит от псевдобыстроты и энергии фотона. В случае анализа данных 2011 года, малое количество событий в наборах $e\gamma$ и ee с одной стороны сглаживает различия до пренебрежимых из-за достаточно мягкого спектра лидирующей частицы в событиях близкого к нижнему порогу на E_T^γ , а с другой не позволяет разделить наборы по энергии фотонов из-за возможности получить дополнительную статистическую ошибку на конечный результат несоразмеримую с эффектом от зависимости. Таким образом, события были разделены только на два набора по величине псевдобыстроты, $|\eta| < 1.37$ и $|\eta| > 1.52$, для электрона с наибольшим поперечным импульсом в событиях ee и для фотона в событиях $e\gamma$. Рисунок 3.1 показывает инвариантную массу электрон-позитронных пар, где наиболее жёсткий электрон находится в центральной области по псевдобыстроте (левый) или в передней (нецентральной) области (правый). Рисунок 3.2 показывает инвариантную массу электрон-фотонных пар, где фотон находится в центральной области по псевдобыстроте (левый) или в передней (нецентральной) области (правый).

В случае анализа 2012 года из-за большего количества событий с высокими энергиями фотонов, зависимость частоты «подделки» начинает играть заметную роль, поэтому события также были разделены и на три диапазона по энергии: $130 < E_T < 150$ ГэВ, $150 < E_T < 200$ ГэВ, $200 < E_T < 1000$ ГэВ. Таким образом, получилось 6 отдельных наборов. Зависимость частоты «подделки» от энергии фотона и псевдобыстроты для анализа данных 2012 года можно увидеть на рисунке 3.3.

Для оценки количества фона, то есть событий не от распадов Z бозонов, в массовом диапазоне 81-101 ГэВ, спектр инвариантных масс был профитирован суммой линейной функции для фона и гауссовской функции для сигнала (синим цветом на рисунках 3.1 и 3.2). Было вычислено количество событий под линейной функцией в регионе 81-101 ГэВ и вычтено из полученного количества событий в данных для каждого из графиков.

Частота неверной идентификации или частота «подделки» $f_{e\rightarrow\gamma}$ равна:

$$f_{e\rightarrow\gamma} = \frac{N_{e\gamma}}{N_{ee}}. \quad (3.1)$$

Полученная из исследования данных 2011 года частота неверной идентификации равна 0.023 ± 0.005 для центральной области и 0.058 ± 0.006 для передней области. Для получения систематической ошибки из-за требований на энергию, была проварьирована электромагнитная шкала на одно стандартное отклонение вверх и вниз, также была включена систематическая ошибка на идентификацию электронов, описанная в 2.4.2, и систематическая ошибка из-за требований на инвариантную массу (оценена сдвигом границ на 5 ГэВ до 86-96 ГэВ). Результаты по частоте неверной идентификации из исследования данных 2012 года представлены в Таблице 3.1.

Интегральные значения числа событий данного фона и шаблоны (или функции плотности вероятности) для кинематических графиков были получены с использованием спектра электронов и высокого потерянного поперечного импульса, отобранных из данных. Отбор

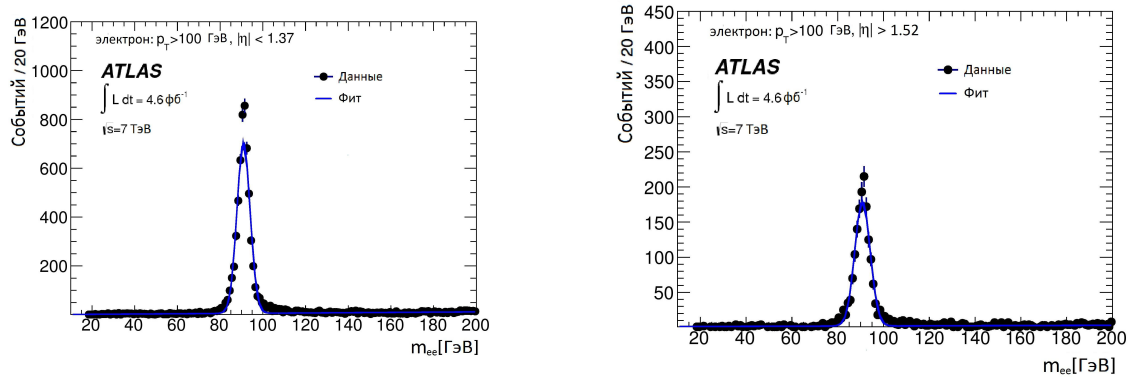


Рисунок 3.1. Инвариантная масса двух противоположно заряженных электронов для анализа данных 2011 года, самый жёсткий из которых имеет энергию $E_T > 100$ ГэВ и (левый) находится в центральной области по псевдобыстроте ($|\eta| < 1.37$); (правый) находится в передней (нецентральной) области по псевдобыстроте ($|\eta| > 1.52$). Пик профитирован распределением Гаусса, область по бокам пика — линейной функцией.

Частоты «подделки» фотонов электронами			
$E_T, \text{ГэВ}$	(130-150)	(150-200)	(200-1000)
η			
$0 < \eta < 1.37$	$0.0176 \pm 0.0018 \pm 0.0019$	$0.0126 \pm 0.0016 \pm 0.0004$	$0.0089 \pm 0.0020 \pm 0.0006$
$1.52 < \eta < 2.37$	$0.0265 \pm 0.0041 \pm 0.0015$	$0.0371 \pm 0.0054 \pm 0.0019$	$0.0208 \pm 0.0066 \pm 0.0021$

Таблица 3.1. Частоты неверной идентификации электронов как фотоны из данных в отдельных областях фазового пространства, разделенных по фотонным E_T и η . Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

событий для данного фона был максимально приближен к отбору сигнальной области, однако, место фотона высокой энергии занял электрон. События отбирались при условии, если в событии ровно один «loose» изолированный электрон и нет фотонов. Анализ проводился для двух случаев: для случая вето на адронные струи (эксклюзивный: $N_{\text{струи}} = 0$) и для случая инклюзивного по адронным струям ($N_{\text{струи}} \geq 0$). Электрон должен был иметь $E_T > 100(130)$ ГэВ для того, чтобы быть кинематически сходным с сигнальным фотоном в анализе данных 2011(2012) года. Событие должно было заставлять срабатывать фотонный триггер, использованный в исследовании. Также для большей схожести с сигнальными событиями исследования данных 2011(2012) года, потерянный поперечный импульс в данных событиях должен был быть не менее 90(100) ГэВ. Данная контрольная область очень слабо загрязнена фонами не от неверной идентификации электронов как фотонов (двухструйный КХД фон).

Каждое отобранное событие электрон+ППИ далее взвешивалось на частоту неверной идентификации электрона, как фотона, полученную ранее, согласно псевдобыстроте (и энергии — в случае анализа данных 2012 года) электрона. Результирующие распределения ис-

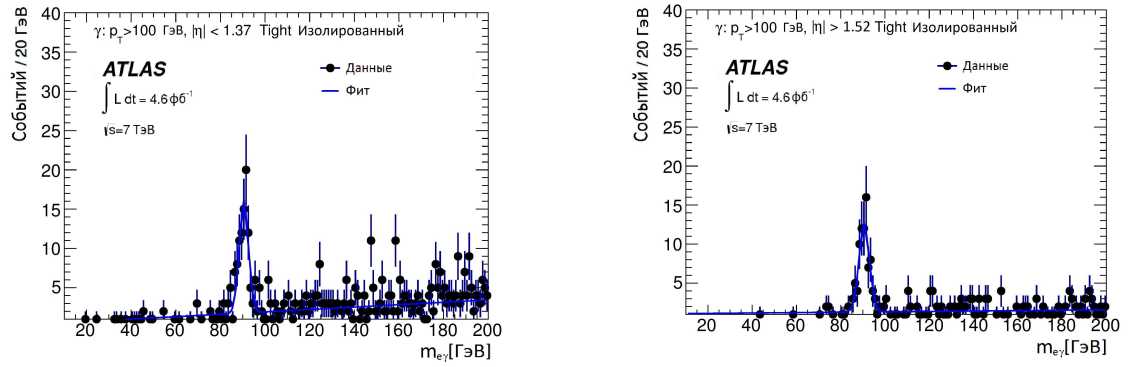


Рисунок 3.2. Инвариантная масса фотона и электрона для анализа данных 2011 года, при условии что фотон имеет энергию $E_T > 100$ ГэВ и (левый) находится в центральной области по псевдобыстроте ($|\eta| < 1.37$); (правый) находится в передней (нецентральной) области по псевдобыстроте ($|\eta| > 1.52$). Пик профитирован распределением Гаусса, область по бокам пика — линейной функцией.

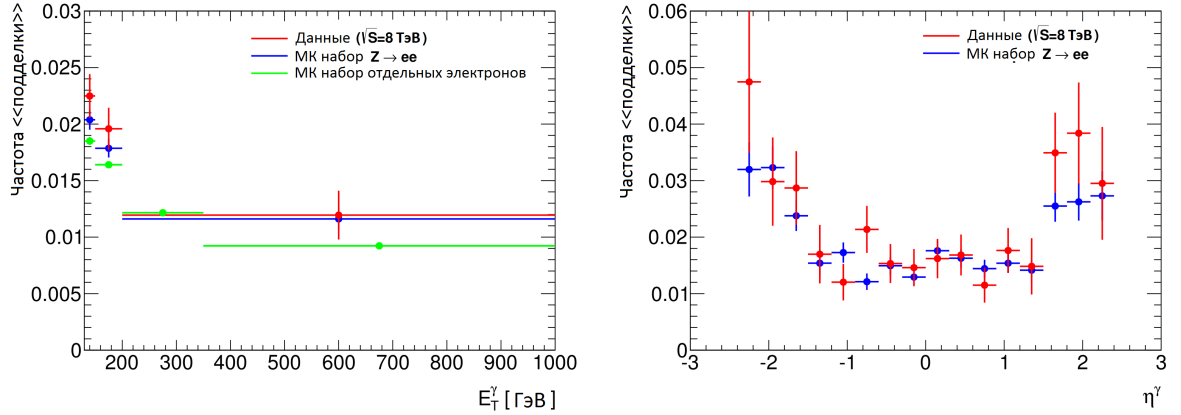


Рисунок 3.3. Зависимости частоты «подделки» от E_T фотона (слева) и η (справа).

пользовались для представления на кинематических графиках событий, в которых электроны неверно идентифицируются как фотоны.

В результате для анализа данных от столкновений с энергией 7 ТэВ метод выдаёт следующие значения количества событий для данного фона: $171 \pm 2 \pm 17$ для инклюзивного случая по адронным струям в событии и $132 \pm 2 \pm 13$ для эксклюзивного случая с вето на адронные струи.

Результаты для анализа данных от столкновений с энергией 8 ТэВ следующие: $258 \pm 38 \pm 18$ для инклюзивного случая по адронным струям в событии и $147 \pm 21 \pm 10$ для эксклюзивного случая с вето на адронные струи. Дифференциальные результаты (по бином E_T^γ) представлены в Таблице 3.2.

Независимая проверка работы метода была проведена с использованием МК моделирования. Сначала из набора МК моделирования Sherpa $Z \rightarrow ee$ с использованием описанной методики были получены значения для частот неверной идентификации электронов как фо-

Фон от неверной идентификации электронов (стат+сист)				
$N_{\text{струй}} \backslash E_T, \text{ ГэВ}$	(130-150)	(150-200)	(200-350)	(350-1000)
$N_{\text{струй}} \geq 0$	$110 \pm 13 \pm 10$	$112 \pm 15 \pm 4$	$33 \pm 9 \pm 3$	$3.4 \pm 0.9 \pm 1.0$
$N_{\text{струй}} = 0$	$70 \pm 9 \pm 6$	$61 \pm 8 \pm 3$	$14.8 \pm 3.8 \pm 1.2$	$1.2 \pm 0.3 \pm 0.3$

Таблица 3.2. Дифференциальные результаты из оценки фона от электронов неверно идентифицированных как фотоны как функция от E_T фотонов. Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

тоны. События электрон+ППИ были отобраны из набора моделирования Sherpa процесса $W \rightarrow e\nu$. После их взвешивания на частоты, полученные ранее, для инклюзивного случая анализа данных 2012 года получилось $210 \pm 21 \pm 10$ событий. С другой стороны отбор событий γ +ППИ из того же набора $W \rightarrow e\nu$ дал 239 ± 37 событий, что находится в хорошем согласии с предыдущей величиной и позволяет заключить, что метод работает.

3.2.2 Фон от событий $W\gamma$

Затруднением для подавления событий данного процесса является тот факт, что они содержат настоящий фотон высокой энергии и настоящий большой потерянный поперечный импульс.

Предыдущие исследования [87,88] показывают, что МК моделирование хорошо описывает кинематические распределения, получаемые из данных, однако, общая нормировка сечения должна быть проверена с помощью данных.

Для этого конструируется специальная контрольная область (КО) данных, в которой данный фоновый процесс доминирует над остальными фонами и сигналом. Эта область выделяется заменой требования вето на заряженные лептоны на требование содержать ровно один идентифицированный заряженный лептон (определённый в параграфах 3.1.1 и 3.1.2) в событии.

Поскольку систематическая ошибка данного метода ожидается быть в основном связанной с выбором МК генератора, который даёт фактор перехода (TF) от контрольной области к сигнальной (СО):

$$N_{\text{СО}}(W\gamma, \text{данные}) = N_{\text{СО}}(W\gamma, \text{МК}) \times \frac{N_{\text{КО}}(W\gamma, \text{данные})}{N_{\text{КО}}(W\gamma, \text{МК})} = N_{\text{КО}}(W\gamma, \text{данные}) \times TF(W\gamma), \quad (3.2)$$

то для исследования используется МК моделирование от двух разных генераторов событий — Sherpa и Alpgen.

Ещё одним источником ошибки является неопределённость загрязнения контрольной области другими фонами и сигналом. Для вычисления данной ошибки производится одновременное варьирование всех фонов и сигнала на одно стандартное отклонение в одну сторону.

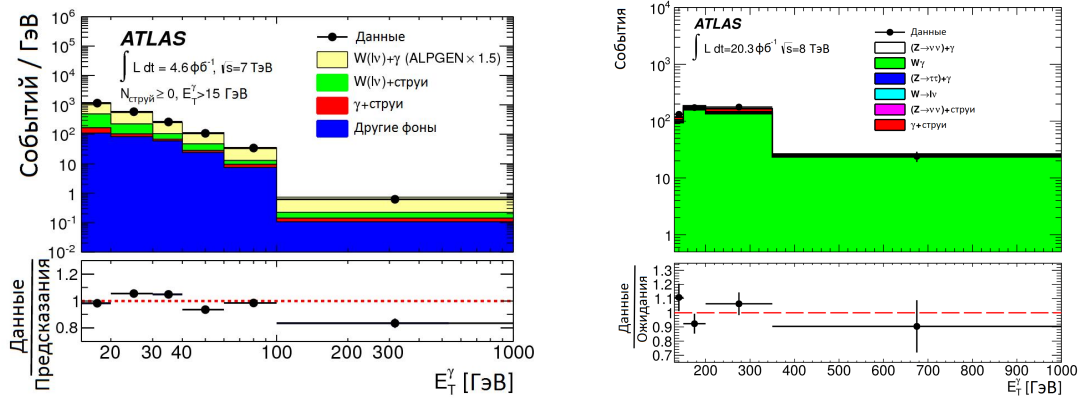


Рисунок 3.4. Измеренные распределения по E_T^γ в данных 2011 года (слева) и в данных 2012 года (справа) в контрольной области с ровно одним отобраннным электроном или мюоном. Доминирующий фон $W\gamma$ нормирован на количество событий из данных после вычитания сигнала и других фонов.

Отличие в получившемся нормировочном коэффициенте берётся как погрешность от данного источника.

Для исследования на данных 2011 года основным МК генератором являлся генератор Alpgen и нормировочный коэффициент сечения равен 1.43 ± 0.22 . Основная погрешность на этот коэффициент связана с низкой статистикой данных в контрольной области. Для исследования на данных 2012 года основным МК генератором являлся генератор Sherpa и нормировочный коэффициент сечения равен 1.15 ± 0.39 . Основная погрешность на этот коэффициент связана большими отличиями в факторе перехода между двумя использованными генераторами.

Как подтверждение того, что использованный МК-набор $W\gamma$ хорошо согласуется с данными в контрольной области, на рисунке 3.4 приведены распределения по поперечной энергии фотона в контрольной области для исследований данных 2011 и 2012 годов.

Поскольку основной вклад в рассматриваемый фон вносит тау-канал: $pp \rightarrow \tau\nu\gamma$ ($\sim 65\%$), данные события характеризуются высоким потеряннным поперечным импульсом и практически полным отсутствием электронов и мюонов. Следовательно, эффективность идентификации электронов и мюонов, которая обычно наиболее разнится в МК-моделировании и данных, поскольку плохо поддаётся моделированию, в данном случае не играет большой роли. Следовательно, МК-моделирование должно описывать данные достаточно хорошо и может использоваться для оценки данного фона. Единственное допущение, которое используется, что сечения всех трёх лептонных каналов — одинаковые. Оно используется, когда происходит экстраполяция контрольной области для $e\nu\gamma$ и $\mu\nu\gamma$ также и на события $\tau\nu\gamma$.

3.2.3 Фон от событий $\gamma +$ струя

В таких событиях уже присутствует фотон высокой энергии, однако, большой потеряннный поперечный импульс возникает либо от потери адронных струй при реконструкции,

либо от неверного измерения их энергии, что ведёт к увеличению изначально низкой величины потерянного импульса. Данный фон оценивался с использованием МК-моделирования генератором Pythia6 для данных 2011 года и Sherpa для данных 2012 года.

Проверка, насколько хорошо МК моделирование описывает данные, и нормировка моделирования на данные проводились в специально сконструированной контрольной области фазового пространства. Эта область характеризуется тем, что рассматриваемый фон является подавляющей компонентой и оказывается лишь совсем незначительно загрязнён сигналом и другими фонами. В анализе данных 2011 года для такой области использовались следующие ограничения: $\Delta\phi(p_T^{\text{потер}}, \text{струя}) < 0.4$ и $p_T^{\text{потер}} > 80$ ГэВ. В анализе данных 2012 года такая область была создана простой заменой углового отбора между фотоном и ППИ на противоположный: $\Delta\phi(p_T^{\text{потер}}, \gamma) < 1.57$.

Как видно из рисунка 3.5, моделирование спектра «фальшивой» потерянной поперечной энергии хорошо согласуется с данными для анализа 2011 года. Для анализа 2012 года наблюдаются некоторые расхождения. Из-за этого для анализа данных 2012 года кроме нормировки сечения, для всех кинематических распределений была также предпринята процедура побиновой поправки МК моделирования в сигнальной области на отличие данных и МК в контрольной. Данная поправка опирается на (дифференциальный) фактор перехода между сигнальной и контрольной областью для каждого бина, получаемый из МК. Ошибка на этот фактор получается из сравнения МК наборов от 2 генераторов — Pythia6 и Sherpa и равна 30%. Дополнительная перепроверка правильности полученной нормировки была проведена с использованием ещё одной контрольной области с ослабленным требованием на ППИ: $50 < p_T^{\text{потер}} < 100$ ГэВ. Нормировка отличается всего на 3.1%. Систематическая ошибка от загрязнения набора из контрольной области другими фонами и сигналом оценивалось варьированием всех источников в одну сторону на одно стандартное отклонение и влиянием этого варьирования на нормировку. В результате, нормировочный коэффициент сечения равен 0.94 ± 0.29

Систематическая ошибка для определения нормировочного коэффициента сечения в анализе данных 2011 года была получена во-первых варьированием порога на потерянную поперечную энергию в событии на 20 ГэВ (до 60 и 100 ГэВ), во-вторых варьированием порога на количество адронных струй в событии с 0 до 1, в-третьих из погрешности интегрального фактора перехода и, наконец, в-четвёртых из-за степени загрязнения контрольного набора. Результирующая погрешность на нормировочный коэффициент равна 25%, она учтена в полной систематической погрешности для определения данного фона в Таблице 3.5. В результате, нормировочный коэффициент сечения равен 0.93 ± 0.23 .

Этот метод оценки фона применён только для инклюзивного случая, так как в эксклюзивном случае данный фон незначителен и его оценка полностью полагается на МК моделирование.

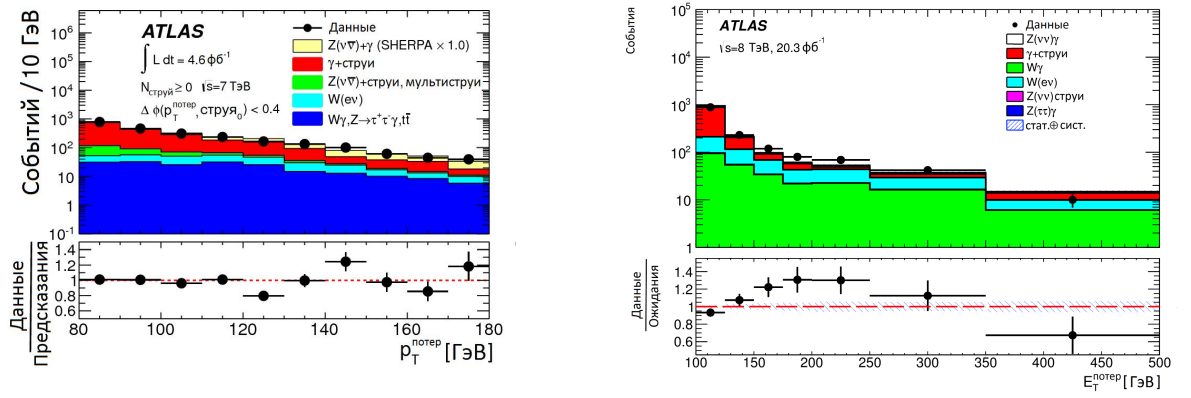


Рисунок 3.5. Измеренные распределения по $p_T^{\text{потер}}$ из анализа данных 2011 года (слева) и из анализа данных 2012 года (справа) в контрольной области с $\Delta\phi(p_T^{\text{потер}}, \text{струя}) < 0.4$ и $p_T^{\text{потер}} > 80$ ГэВ (слева) или $\Delta\phi(p_T^{\text{потер}}, \gamma) < 1.57$ (справа). Доминирующий фон γ + струя нормирован на количество событий из данных после вычитания сигнала и других фонов.

3.2.4 Неверная идентификация струя $\rightarrow$ фотон в событиях $Z(\nu\bar{\nu})$ + струя

Критерии отбора требуют чтобы фотонные кандидаты были изолированными и проходили жёсткий «tight» идентификационный отбор, как описано в параграфе 2.4.4. Однако, даже с этими строгими требованиями на фотоны, струи, содержащие нейтральные π^0 и η^0 мезоны, которые в свою очередь распадаются в пару фотонов, могут пройти данный отбор. Дело в том, что отклики детектора от пары фотонов накладываются друг на друга, а их совместные электромагнитные ливни в калориметре выглядят как ливень от отдельного изолированного фотона.

Для того, чтобы оценить частоту с которой это происходит, в данном исследовании используется двумерный метод боковых интервалов «sideband», он также иногда называется ABCD методом по наименованию 4 используемых в его работе ортогональных областей фазового пространства (ФП). Метод должен ответить на вопрос про частоту неверной идентификации струй, как изолированных «tight» фотонов. В данном методе определено двумерное пространство, одним измерением которого является идентификационный критерий: проходит ли фотон жёсткий идентификационный «tight» критерий или же он не проходит критерий «tight», однако, проходит специальный смягчённый критерий «antitight»; другим измерением является величина абсолютной энергии изолированности фотона (то есть энергии выделившейся вокруг фотона) в конусе радиусом $R=0.3(0.4)$ радиана для анализа данных 2011(2012) года. Согласно данным отборам струи должны были попасть в категорию либо неизолированных, либо не проходящих «tight» отбор фотонных кандидатов. Поэтому три несигнальные области сильно обогащены событиями фона именно того типа, который оценивается.

Итак, получившиеся 4 области — одна сигнальная и три фоновых (контрольных) определены для анализа данных 2011(2012) года следующим образом:

- Изолированная «tight» область (сигнальная область А): фотонные кандидаты должны быть изолированными ($E_T^{\text{изо}(R<0.3)} < 6(4)$ ГэВ) и проходить жёсткий «tight» идентификационный отбор;
- Неизолированная «tight» область (контрольная область В): фотонные кандидаты должны быть неизолированными ($E_T^{\text{изо}(R<0.3)} > 7(4)$ ГэВ) и проходить жёсткий «tight» идентификационный отбор;
- Изолированная «antitight» область (контрольная область С): фотонные кандидаты должны быть изолированными ($E_T^{\text{изо}(R<0.3)} < 6(4)$ ГэВ) и проходить смягчённый «antitight» идентификационный отбор;
- Неизолированная «antitight» область (контрольная область D): фотонные кандидаты должны быть неизолированными ($E_T^{\text{изо}(R<0.3)} > 7(4)$ ГэВ) и проходить смягчённый «antitight» идентификационный отбор.

Смягчённый «antitight» критерий требует, чтобы фотонные кандидаты удовлетворяли всем требованиям на переменные электромагнитного ливня в среднем слое калориметра, а также проходили отбор по утечке энергии в адронный калориметр, но не удовлетворяли для анализа данных 2011 года как минимум одной из трёх селекций ($w_{s3}, F_{\text{side}}, \Delta E$), а для анализа данных 2012 года как минимум одной из четырёх селекций ($w_{s3}, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}}$) по переменным ливня в первом (стриповом) слое калориметра (более подробно про данные переменные см. параграф 2.4.4).

Метод базируется на следующих условиях:

- Присутствие сигнальных событий, а также других фонов, содержащих настоящие фотоны, в контрольных областях (В, С и D) — незначительно. Это позволяет нам считать, что любой фотонный кандидат, найденный в контрольных областях фактически фотонном не является;
- Корреляция между отбором по изолированности фотонов и определением смягчённого «antitight» критерия отсутствует.

Если данные условия соблюдаются, то верно следующее равенство:

$$\frac{N_A^{Z+\text{струи}}}{N_B} = \frac{N_C}{N_D} \quad (3.3)$$

и получается, что истинное количество сигнальных событий равно:

$$N_A^{Z\gamma} = N_A - \frac{N_B \times N_C}{N_D}. \quad (3.4)$$

Однако, на самом деле, загрязнение контрольных регионов сигналом и другими фонами, содержащими фотоны хоть и небольшое, но всё же есть.

Его получается возможным учесть используя МК-моделирование сигнала и других фонов, которое является достаточно достоверным. В итоге события в каждой из областей распределяются так:

$$\begin{aligned}
N_A &= N_A^{Z\gamma} + N_A^{\text{ЭC}} + N_A^{Z+\text{струя}}, \\
N_B &= c_B N_A^{Z\gamma} + N_B^{\text{ЭC}} + N_B^{Z+\text{струя}}, \\
N_C &= c_C N_A^{Z\gamma} + N_C^{\text{ЭC}} + N_C^{Z+\text{струя}}, \\
N_D &= c_D N_A^{Z\gamma} + N_D^{\text{ЭC}} + N_D^{Z+\text{струя}},
\end{aligned} \tag{3.5}$$

где $N_i^{\text{ЭC}}$ — предсказанное количество событий других (электрослабых+топ-кварковых) фонов в контрольных областях ($i = B, C, D$); c_i — факторы утечки сигнала в контрольные области, они равны:

$$c_B = \frac{N_B^{Z\gamma}}{N_A^{Z\gamma}}; \quad c_C = \frac{N_C^{Z\gamma}}{N_A^{Z\gamma}}; \quad c_D = \frac{N_D^{Z\gamma}}{N_A^{Z\gamma}}. \tag{3.6}$$

Эти факторы утечки определялись из сигнального набора МК-моделирования с проверкой, чтобы фотонный кандидат обязательно был настоящим фотоном на уровне генератора.

В таком случае, количество сигнальных событий в области А вычисляется по более сложной формуле:

$$N_A^{Z\gamma} = N_A - N_A^{\text{ЭC}} - (N_B - N_B^{\text{ЭC}} - c_B \times N_A^{Z\gamma}) \frac{N_C - N_C^{\text{ЭC}} - c_C \times N_A^{Z\gamma}}{N_D - N_D^{\text{ЭC}} - c_D \times N_A^{Z\gamma}}, \tag{3.7}$$

которая приводит к следующему физическому решению квадратного уравнения:

$$N_A^{Z\gamma} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \tag{3.8}$$

где a , b и c выражаются так:

$$\begin{aligned}
a &= c_D - c_B c_C, \\
b &= N'_D + c_D N'_A - (c_B N'_C + c_C N'_B), \\
c &= N'_D N'_A - N'_C N'_B,
\end{aligned} \tag{3.9}$$

где $N'_A = N_A - N_A^{\text{ЭC}}$, $N'_B = N_B - N_B^{\text{ЭC}}$, $N'_C = N_C - N_C^{\text{ЭC}}$ и $N'_D = N_D - N_D^{\text{ЭC}}$.

Применяя данный метод было оценено количество событий в сигнальной области, содержащих фон $Z + \text{струя}$. В условиях анализа данных 2011 года получилось найти 70 ± 13 фотонных кандидатов, удовлетворяющих полному отбору, которые являются фоном из-за неверной идентификации струй в инклюзивном наборе, а также 29 ± 5 таких фотонных кандидатов в эксклюзивном по адронным струям наборе с вето на адронные струи. В условиях анализа данных 2012 года получилось найти 22.9 ± 6.1 фотонных кандидатов, удовлетворяющих полному отбору, которые являются фоном из-за неверной идентификации струй в инклюзивном наборе, а также 11.1 ± 3.4 таких фотонных кандидатов в эксклюзивном по адронным струям наборе с вето на адронные струи.

Для получения распределений данного фона по кинематическим переменным, используются функции плотностей вероятности, полученные из регионов С и D («антитight»), как наименее загрязнённые реальными фотонами. Эти функции нормируются на количество событий данного фона, найденное ABCD методом.

Выбор определения для «antitight» области ФП был продиктован желанием минимизировать корреляции с требованием на изолированность фотонного кандидата. Выбранное определение коррелирует с изолированностью наименьшим образом по причине того, что выбранные переменные ливня из первого слоя используют информацию только из ядра электромагнитного ливня и поэтому корреляция с изолированностью не ожидается.

Однако, для того, чтобы оценить систематическую ошибку от данного определения «antitight» области, а также из-за наличия слабой корреляции, вычисление количества $N_A^{Z+струя}$ событий для условий анализа данных 2011 года было повторено для двух отличных определений «antitight» области:

- когда фотонный кандидат не удовлетворяет как минимум двум из четырёх отборов $(w_{s3}, F_{side}, \Delta E, E_{ratio})$ по переменным ливня в первом (стриповом) слое калориметра (определение 2);
- когда фотонный кандидат не удовлетворяет как минимум двум из пяти отборов $(w_{s3}, F_{side}, \Delta E, E_{ratio}, w_{stot})$ по переменным ливня в первом (стриповом) слое калориметра (определение 3).

В обоих дополнительных определениях фотонные кандидаты должны удовлетворять всем требованиям на переменные электромагнитного ливня в среднем слое калориметра, а также проходить отбор по утечке энергии в адронный калориметр.

Для условий анализа данных 2012 года как альтернативное использовалось лишь одно определение для «antitight» области — определение 2.

Отличия в конечном результате метода для разных определений дало систематическую ошибку (см. Таблицу 3.3 для анализа данных 2011 года и Таблицу 3.4 для анализа данных 2012 года).

Также была вычислена систематическая ошибка от влияния порогов на изолированность в неизолированных регионах. Для этого пороги на изоляционную энергию для фотонных кандидатов в неизолированных регионах были проварьированы на ± 1 ГэВ, поскольку изменение количества событий в контрольных областях при таком сдвиге ожидается порядка одного стандартного отклонения σ .

В отличие от условий анализа данных 2011 года, для условий анализа данных 2012 года проведённое МК исследование корреляции 4 используемых областей показывает, что ожидаемый уровень корреляции равен $\simeq 20\%$, то есть величина $R = \frac{N_A N_D}{N_B N_C} = 1.2$. Это обусловлено в первую очередь увеличением влияния пайлапа и изменением селекции сигнальных событий. Таким образом, для учёта систематического эффекта от корреляции, величина R варьировалась от 0.8 до 1.2 и изменение количества фона из оценки с использованием формулы:

$$N_A^{Z\gamma} = N_A - N_A^{\text{ЭC}} - \left((N_B - N_B^{\text{ЭC}} - c_B \times N_A^{Z\gamma}) \frac{N_C - N_C^{\text{ЭC}} - c_C \times N_A^{Z\gamma}}{N_D - N_D^{\text{ЭC}} - c_D \times N_A^{Z\gamma}} \right) \times R \quad (3.10)$$

и равняется систематической ошибке от корреляции.

Результаты по систематическим погрешностям для анализа данных 2011 года приведены в Таблице 3.3, а для анализа данных 2012 года приведены в Таблице 3.4.

Вариации Z + струя фона из-за различных систематических эффектов		
	$N_{\text{струй}} \geq 0$	$N_{\text{струй}} = 0$
номинальный случай	70 ± 13	29 ± 5
«антитight» опр.2	71 ± 13	23 ± 4
«антитight» опр.3	56 ± 10	23 ± 4
$E_T^{\text{изол}} > 8$ для B+D	75 ± 14	31 ± 5
$E_T^{\text{изол}} > 6$ для B+D	70 ± 13	29 ± 5
	$70 \pm 13 \pm 14$	$29 \pm 5 \pm 3$

Таблица 3.3. Вариации количества предсказанных ABCD методом фотонных кандидатов от неверной идентификации струй в событиях с большой поперечной потерянной энергией и струями в анализе данных 2011 года. Использованы следующие источники систематической погрешности: изменение оценки фона при использовании разных определений «антитight», а также неизолированных контрольных областей.

Вариации Z + струя фона из-за различных систематических эффектов		
	$N_{\text{струй}} \geq 0$	$N_{\text{струй}} = 0$
номинальный случай	22.9 ± 0.5	11.1 ± 0.4
«антитight» опр.2	25.0 ± 0.9	12.6 ± 0.4
$E_T^{\text{изол}} > 5$ для B+D	20.7 ± 0.4	10.7 ± 0.4
случай R=1.2	27.6 ± 0.6	13.5 ± 0.5
случай R=0.8	18.2 ± 0.4	8.8 ± 0.3
	$22.9 \pm 0.5 \pm 6.1$	$11.1 \pm 0.4 \pm 3.4$

Таблица 3.4. Вариации количества предсказанных ABCD методом фотонных кандидатов от неверной идентификации струй в событиях с большой поперечной потерянной энергией и струями в анализе данных 2012 года. Использованы следующие источники систематической погрешности: изменение оценки фона при использовании разных определений «антитight» и неизолированных контрольных областей, а также при случаях учёта предельных уровней корреляции между областями.

3.2.5 Другие фоны

Остальные фоны оказались достаточно малыми и оценивались напрямую с использованием МК-моделирования, их количество нормировалось на их сечения и полную интегральную светимость записанных данных 2011(2012) года.

Фоны от $(Z \rightarrow l^+l^-)\gamma$ оказались незначительными — на уровне 1–2 событий и далее не учитываются.

Непренебрежимыми, хоть и очень малыми, оказались фоны от $(Z \rightarrow \tau^+\tau^-)\gamma$ ($\simeq 1\%$ от числа событий) и от $t\bar{t}$ ($\simeq 1\%$ от числа событий в инклюзивном случае и $< 1\%$ в эксклюзивном).

3.3 Резюме по ожидаемым и наблюдаемым событиям

3.3.1 Наблюдаемые события и ожидаемые фоны

Результаты по наблюдаемым событиям и оценённым ожидаемым фонам приведены в таблице 3.5 для анализа данных 2011 года и в таблице 3.6 для анализа данных 2012 года.

фон	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струи}} \geq 0$	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струи}} = 0$
Данные	1094	662
$W \rightarrow e\nu$	$171 \pm 2 \pm 17$	$132 \pm 2 \pm 13$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{струи}$	$70 \pm 13 \pm 14$	$29 \pm 5 \pm 3$
$W\gamma$	$238 \pm 12 \pm 37$	$104 \pm 9 \pm 24$
$\gamma + \text{струи}$	$168 \pm 20 \pm 42$	$26 \pm 7 \pm 11$
$Z(\rightarrow \tau\tau)\gamma$	$11.7 \pm 0.7 \pm 0.9$	$6.5 \pm 0.6 \pm 0.6$
$t\bar{t}$	$11 \pm 1.2 \pm 1.0$	$0.9 \pm 0.6 \pm 0.1$
$N_{Z\gamma}^{\text{набл}}$	$420 \pm 42 \pm 60$	$360 \pm 29 \pm 30$

Таблица 3.5. Предсказываемые количества событий для различных фонов, наблюдаемое количество событий сигнала и наблюдаемое из данных общее количество всех событий после приложения всего отбора для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ в инклюзивном и эксклюзивном по адронным струям случаев (анализ данных 2011 года). Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

3.3.2 Кинематические распределения

После отбора событий, на основе моделирования и оценок фона, описанных выше, были получены распределения по различным кинематическим переменным для всех фонов, а также ожидаемого сигнала, и сравнены с данными. Кинематические графики обеспечивают подтверждение, что распределения, наблюдаемые в данных, согласуются с предсказаниями. На рисунках 3.6 и 3.7 показаны: спектр поперечной энергии фотона, спектр «потерянного»

фон	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струи}} \geq 0$	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струи}} = 0$
Данные	3085	1039
$W \rightarrow e\nu$	$258 \pm 38 \pm 18$	$147 \pm 21 \pm 10$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{струи}$	$22.9 \pm 0.5 \pm 6.1$	$11.1 \pm 0.4 \pm 3.4$
$W\gamma$	$900 \pm 50 \pm 300$	$272 \pm 14 \pm 92$
$\gamma + \text{струи}$	$950 \pm 30 \pm 300$	$9.2 \pm 3.5 \pm 0.7$
$Z(\rightarrow \tau\tau)\gamma$	$46.2 \pm 0.9 \pm 3.2$	$10.23 \pm 0.43 \pm 0.72$
$N_{Z\gamma}^{\text{набл}}$	$906 \pm 89 \pm 424$	$589 \pm 41 \pm 93$

Таблица 3.6. Предсказываемые количества событий для различных фонов, наблюдаемое количество событий сигнала и наблюдаемое из данных общее количество всех событий после приложения всего отбора для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ в инклюзивном и эксклюзивном по адронным струям случаях (анализ данных 2012 года). Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

поперечного импульса в событиях и распределение событий по множественности адронных струй для анализа данных 2011 и 2012 годов соответственно. С учётом погрешностей данных, наблюдается хорошее согласие.

3.4 Систематические погрешности

Для расчёта сечения далее будут использоваться некоторые параметры, полученные на основе МК моделирования. Систематические ошибки на МК возникают от неточности описания поведения реальных данных моделированием. Например, эффективности различных отборов могут отличаться в данных и в моделировании, поэтому это отличие стараются оценить и учесть как дополнительную систематическую ошибку в дальнейшем.

В формулу для расчёта сечения входит так называемая эффективность отбора конечного состояния $\varepsilon_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}$, которая состоит из 2 частей:

$$\varepsilon_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma} = C_{Z\gamma} \times A_{Z\gamma}. \quad (3.11)$$

$C_{Z\gamma}$ — коррекционный фактор, который учитывает потери сигнальных событий из-за применённых отборов, то есть является произведением эффективностей всех отборов:

$$C_{Z\gamma} = \varepsilon_{\text{собр}} \times \varepsilon_{\text{фот}}, \quad (3.12)$$

где $\varepsilon_{\text{собр}}$ — представляет все эффективности относящиеся к отбору события, как эффективность триггера, эффективность отбора по ППИ и т.д., а $\varepsilon_{\text{фот}}$ — полная эффективность отбора фотона (идентификация, изолированность и т.д.).

Следуя определению, данному выше, $C_{Z\gamma}$ определённо может корректировать и на эффективность реконструкции, однако, для этого необходимо определить доверительную область, в

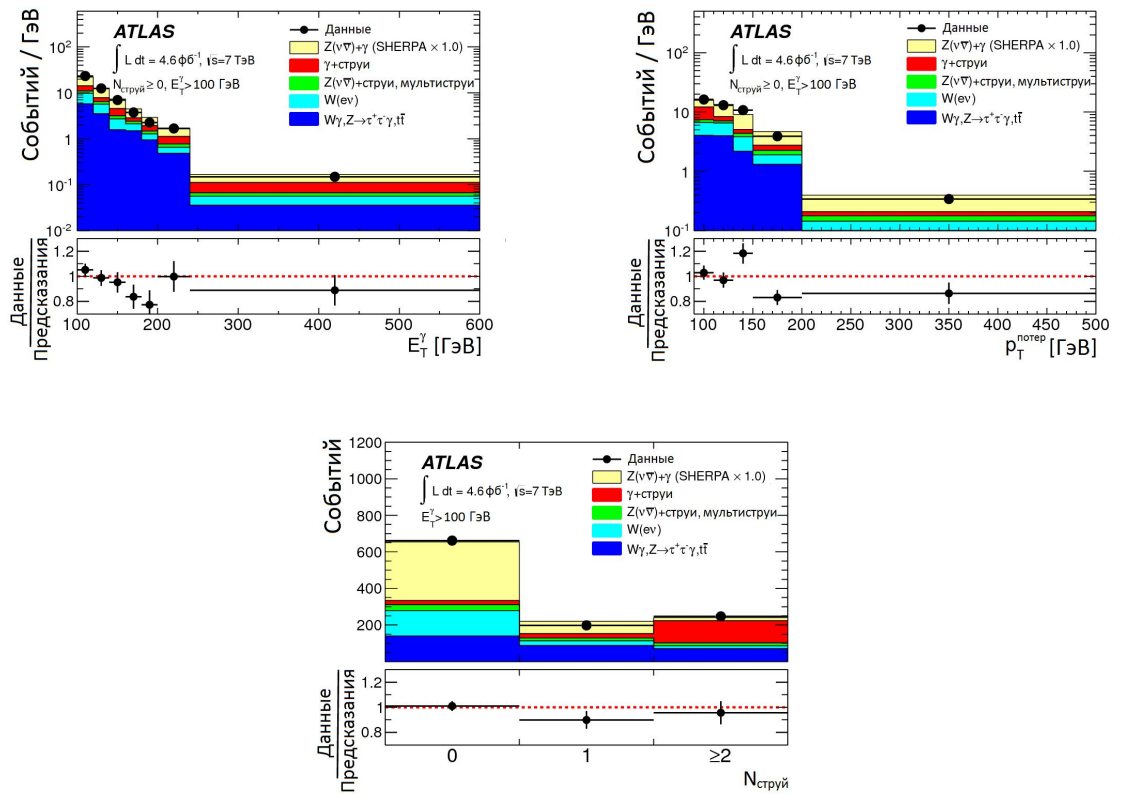


Рисунок 3.6. Спектр поперечной энергии фотона в $\nu\bar{\nu}\gamma$ событиях (сверху слева); спектр «потерянного» поперечного импульса в $\nu\bar{\nu}\gamma$ событиях (сверху справа); множественность адронных струй в событиях после $\nu\bar{\nu}\gamma$ селекции (снизу) для анализа данных 2011 года.

которой будет проведено измерение. Поэтому, обычно сначала с большой точностью определяют референтную доверительную область, где будет проведено измерение, а потом считают $C_{Z\gamma}$ из сигнального МК набора. Коррекционный фактор тогда определяется как отношение числа сигнальных МК событий, удовлетворяющих отборам на уровне реконструкции, к числу событий, проходящих отбор в доверительную область на уровне генератора:

$$C_{Z\gamma} = \frac{N_{\text{рек.}Z\gamma}^{\text{МК прош. все отб.}} \times \text{СФ}}{N_{\text{ген.}Z\gamma}^{\text{МК дов. обл.}}}, \quad (3.13)$$

где и числитель и знаменатель нормированы на веса, относящиеся к событиям в целом, чтобы учесть поправки от пайлапа и т.п. Скейл-фактор (СФ) по событиям вносит поправки от отличий данных и МК моделирования. Коррекция $C_{Z\gamma}$ учитывает вероятность реконструкции конечного состояния $Z\gamma$ внутри доверительной области, так как вносит поправки и на эффективность реконструкции, и различия между областью реконструкции и референтной доверительной областью.

Для того, чтобы вычислить интегральное сечение образования Z бозона с фотоном на массовой поверхности, необходимо также применить поправку, учитывающую ограниченное покрытие пространства детектором. Такая поправка или фактор покрытия (аксептанса) получается экстраполяцией доверительной области фазового пространства на уровне гене-

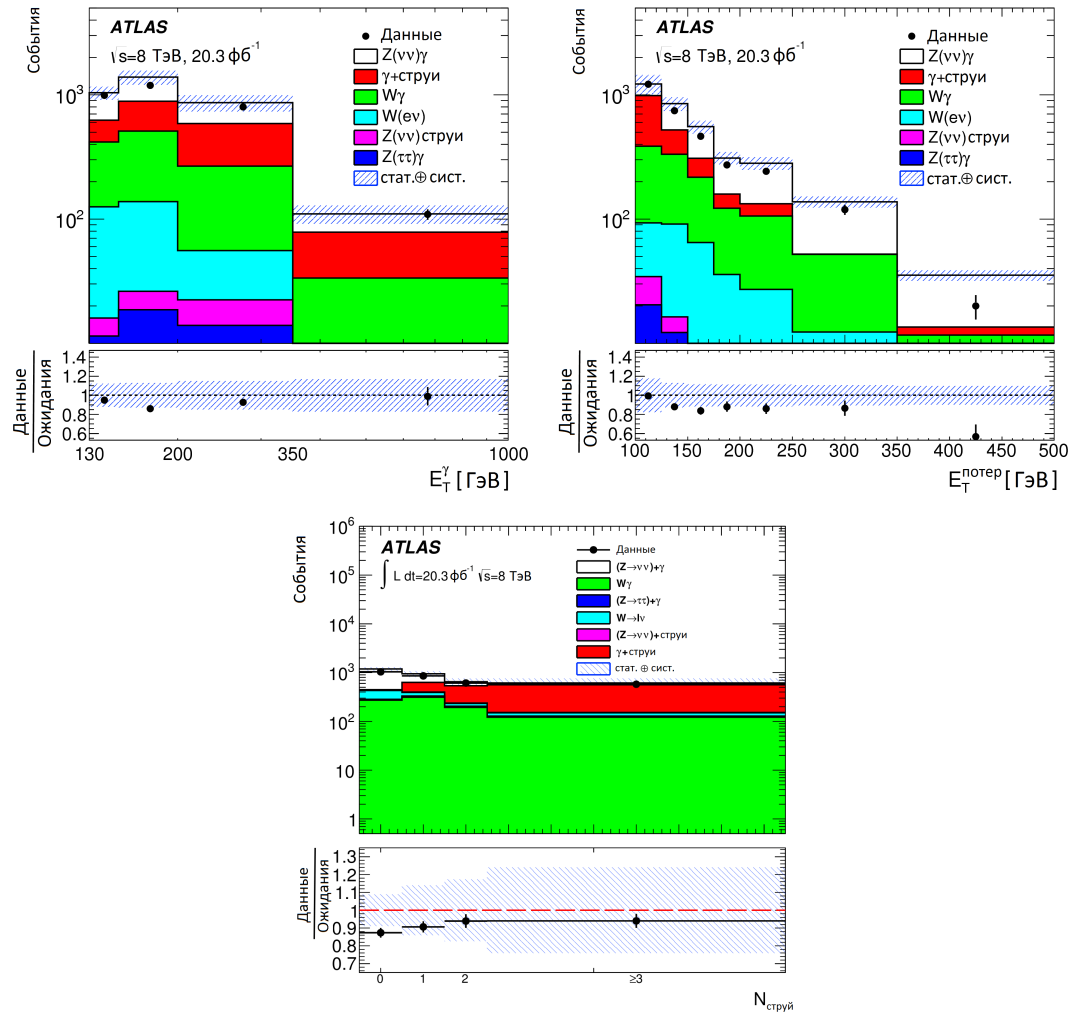


Рисунок 3.7. Спектр поперечной энергии фотона в $\nu\bar{\nu}\gamma$ событиях (сверху слева); спектр «потерянного» поперечного импульса в $\nu\bar{\nu}\gamma$ событиях (сверху справа); множественность адронных струй в событиях после $\nu\bar{\nu}\gamma$ селекции (снизу) для анализа данных 2012 года.

ратора до полного фазового пространства (или расширенной доверительной области ФП) на том же уровне. Таким образом, $A_{Z\gamma}$ можно определить так:

$$A_{Z\gamma} = \frac{N_{\text{ген.}Z\gamma}^{\text{МК дов. обл.}}}{N_{\text{ген.}Z\gamma}^{\text{МК расш. дов. обл.}}} \quad (3.14)$$

Знаменатель в формуле для $A_{Z\gamma}$ — полное число событий $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ на массовой поверхности, сгенерированное в полном фазовом пространстве (или расширенной доверительной области ФП), тогда как числитель для $A_{Z\gamma}$ является знаменателем для $C_{Z\gamma}$, то есть числом $Z\gamma$ событий в доверительной области.

Как было сказано выше, для вычисления полного сечения необходимо произведение $C_{Z\gamma} \times A_{Z\gamma}$, называемое эффективностью отбора конечного состояния, поэтому для её вычисления достаточно вычислить отношение числа реконструированных $Z\gamma$ событий на массовой поверхности с числом сгенерированных в расширенной доверительной области. Однако, факторизация этих двух поправок помогает лучше понять два разных источника поправок.

3.4.1 Погрешности, связанные с фотонами

Поскольку в конечном состоянии напрямую восстанавливается лишь один объект — фотон, то и наибольшая погрешность на $C_{Z\gamma}$ получается от ошибки на эффективности селекций по идентификации и изолированности фотонов. Эффективность идентификации фотонов определена из МК наборов сигнала, в которых распределения ЭМ ливней от фотонов поправлены для учёта небольших наблюдаемых отличий между данными и моделированием. Систематическая ошибка определена из сравнения поправленной номинальной величины из МК моделирования с измерением эффективности из чистого набора фотонов от излучательного распада Z бозона в данных, как подробно описано в параграфе 2.5. Погрешность на эффективность фотонной идентификации получена равной примерно 6% для анализа данных 2011 года и 0.5% для анализа данных 2012 года (с использованием того же метода для данных 2012). Кроме того, используя тот же метод, была получена и погрешность на эффективность отбора фотонов по их изолированности, которая оказалась равной 3–4% в зависимости от анализа.

Погрешности от электромагнитных энергетических шкалы и разрешения, которые воздействуют на фотон, найдены равными 3%(4%) для анализа данных 2011(2012) года.

3.4.2 Погрешности, связанные с адронными струями и ППИ

Погрешности, возникающие от энергетической шкалы и разрешения адронных струй, особенно важны для исследования с вето на струи в событиях. Погрешности, ассоциированные с адронными струями влияют на эффективность вето, а также на вычисление потеряннного поперечного импульса $p_T^{\text{потер}}$. Варьируя отдельно компоненты погрешностей на адронные струи, полученные из событий γ +струя и мультиструи в данных, на одно стандартное отклонение вверх и вниз и распространяя их на $p_T^{\text{потер}}$, погрешности на $C_{Z\gamma}$ от этих эффектов получились равными 3%(0.5%) для эксклюзивного измерения сечения $\nu\bar{\nu}\gamma$ на базе данных 2011(2012) года.

Эффективность реконструкции струй близка к идеальной (100%) для струй с $p_T > 30$ ГэВ, поэтому дополнительной систематической погрешности от этого источника добавлено не было.

Погрешности на энергетическую шкалу и разрешение для неассоциированных энергетических кластеров в калориметре для дополнительных pp столкновений распространены на $p_T^{\text{потер}}$ и результирующая погрешность от этого на $C_{Z\gamma}$ оказывается порядка 2% для анализа данных обоих годов.

3.4.3 Погрешности, связанные с триггером

Погрешность возникает от измерения эффективности триггера отдельных фотонов из данных [93]. Отличие эффективности между полученными из МК моделирования и из данных берётся как ошибка, равная 1%(2%) для анализа данных 2011(2012) года.

3.4.4 Погрешности, связанные с лептонами

Погрешности связанные с реконструкцией и отборами заряженных лептонов могут возникнуть из-за применения лептонного вето в отборе сигнальных событий, а также из-за вычисления потерянного поперечного импульса в том числе и на их основе.

Электроны

В качестве эффективности идентификации электронов мы берём отношение между числом электронов, проходящих отбор по качеству идентификации («tight» или «medium»), описанному в 2.4.2, и числом электронов в сигнальных событиях, восстановленных внутри кинематических и геометрических требований. Центральное значение эффективности для отбора «medium» в событиях $Z\gamma$ было получено из МК моделирования сигнала, а потом корректировалось на различие между данными и моделированием с помощью использования скейл-факторов, определённых коллаборацией ATLAS [94].

Для получения скейл-факторов чтобы корректировать моделирование, использовались «tag&probe» исследования распадов $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow e^+e^-$, результаты по электронам от которых сравнивались между данными и моделированием [74]. Из этого сравнения были получены скейл-факторы как функции от p_T и η электрона на основе использования 5 фб⁻¹ данных.

Главная систематическая погрешность возникает от неопределённости оценки фона, использованной в исследовании «tag&probe», и от различия между измерениями Z «tag&probe» и W «tag&probe».

Мюоны

Эффективность реконструкции комбинированных мюонов (восстановленных и во внутреннем детекторе и в мюонном спектрометре) алгоритмом Staco измерялась с помощью исследования распада $Z \rightarrow \mu\mu$ методом «tag&probe» [95]. Скейл-фактор для коррекции МК эффективности по направлению к эффективности в данных близок к 1 и предоставляется коллаборацией ATLAS [77]. Также предоставляется и статистическая погрешность на коррекционный скейл-фактор.

Энергетическое разрешение мюонов измерялось с помощью ширины димюонного массового распределения в $Z \rightarrow \mu\mu$ и внешнего ограничения из исследования внеороидных данных [96].

Резюме по погрешности от лептонного вето

Поскольку все описанные погрешности на электроны и мюоны дают в сумме порядка 1–2% для анализа с лептонами в конечном состоянии, а распространение их на вето уменьшает результирующую погрешность примерно на порядок, можно заключить, что данные погрешности для настоящего исследования незначительны.

Параметр	MCfM установка
Выбор сталкивающихся частиц	pp столкновения при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ
Функции партонных распределений	MSTW2008nl
Шкалы КХД и факторизации	$\mu_{\text{КХД}} = \mu_{\text{факт}} = M_W = 80.4$ ГэВ
Изолированность фотонов	$\epsilon_h < 0.5$, конус изолированности $\Delta R(\gamma) = 0.4$
Фрагментация кварка/глюона в фотон	Набор BFGsetII с $\mu_{\text{фраг}} = M_W = 80.4$ ГэВ
Генерация событий при NLO + F	MCfM в режиме «tota»
Выбор процесса	305 для $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$
Электрослабые параметры	Номинальные настройки в MCfM

Таблица 3.7. Настройки параметров для MCfM генерации событий СМ $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$ с уровнем точности NLO для условий анализа данных 2011 года.

3.4.5 Теоретические погрешности

Систематические погрешности для $A_{Z\gamma}$ состоят в основном из погрешности от функции распределения протонов (ФРП) ($<0.8\%$ / $<0.2\%$), погрешности на масштаб ренормировки и факторизации ($<0.5\%$ / $<0.6\%$) и погрешности на долю фотонов от фрагментации ($<0.3\%$) для анализа данных 2011/2012 года. Погрешность от ФРП оценивалась с помощью собственных векторов ошибок CT10 при их уровне доверия равном 90%, пересчитыванием к уровню доверия 68%, с варьированием α_s в диапазоне 0.116-0.120. Масштабы ренормировки и факторизации варьировались на фактор 2 вокруг номинальных значений для оценки погрешностей, зависящих от этих масштабов. Влияние фотонов от фрагментации оценивалось варьированием их количества на 100%. Все результаты были получены на основе МК моделирования сигнала в генераторах Sherpa и MCfM [97,98].

3.5 Теоретические предсказания Стандартной модели

3.5.1 Предсказания на уровне NLO поправок

Ожидаемые сечения из Стандартной модели были получены с помощью генератора событий MCfM. Конечные состояния $\nu\bar{\nu}\gamma + X$ сгенерированы на NLO уровне точности со включённой фрагментацией кварков/глюонов в фотоны. Генерация программой MCfM включает следующие источники фотонов: от первичного образования двухбозонных состояний $Z\gamma$ и от фрагментации кварков/глюонов в изолированные фотоны. Используемые для генерации параметры для условий анализа данных 2011 года даны в таблице 3.7 и в таблице 3.8 для условий данных 2012 года.

Для сравнения NLO СМ предсказаний с экспериментальными измерениями $p + p \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$, нужно начать с событий сгенерированных MCfM с параметрами, приведёнными в таблицах 3.7 и 3.8, и затем применить кинематические отборы на уровне генератора, описанные в таблицах 3.9 и 3.10 для условий анализа данных 2011 и 2012 годов соответственно.

Параметр	MC FM установка
Выбор сталкивающихся частиц	pp столкновения при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ
Функции партонных распределений	CT10
Шкалы КХД и факторизации	$\mu_{\text{КХД}} = \mu_{\text{факт}} = M(\ell^+ \ell^- \gamma)$
Изолированность фотонов	$\epsilon_h < 0.5$, конус изолированности $\Delta R(\gamma) = 0.4$
Фрагментация кварка/глюона в фотон	Набор GdRGLO с $\mu_{\text{фраг}} = M_Z$
Генерация событий при NLO + F	MC FM в режиме «tota»
Выбор процесса	305 для $pp \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$
Электрослабые параметры	Номинальные настройки в MC FM

Таблица 3.8. Настройки параметров для MC FM генерации событий CM $pp \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma + X$ с уровнем точности NLO для условий анализа данных 2012 года.

Партоны	кинематические отборы
$l^\pm$	$E_T > 25$ ГэВ и $ \eta < 2.47$
ν	$p_T^{\nu \bar{\nu}} > 90$ ГэВ
фотон	$E_T > 100$ ГэВ и $ \eta < 2.37$
считать кварк/глюон «струей» если	$\Delta R(l\text{-}q/g) > 0.3$ и $\Delta R(\gamma\text{-}q/g) > 0.3$ и $ \eta < 4.4$ и $E_T > 30$ ГэВ

Таблица 3.9. Кинематические отборы, использованные для выделения событий CM MC FM с точностью NLO для $pp \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma + X$ для условий анализа данных 2011 года.

Это фазовое пространство уровня генератора является тем же фазовым пространством, что и выбранное для измерения сечения «в расширенной доверительной области» (см. далее в табл. 3.18 и 3.19).

Для того, чтобы иметь возможность сравнивать предсказания сечения CM с измеренными сечениями, необходимо скорректировать теоретическое сечение на различие между струями, определёнными на уровне партонов (отдельные кварки и лептоны), и струями, определёнными на уровне частиц, с использованием алгоритма anti- k_t , как это сделано для измерения сечения:

$$\sigma^{\text{част}} = \frac{\sigma^{\text{парт}}}{C^{\text{*парт} \rightarrow \text{част}}}. \quad (3.15)$$

Таким образом, эта поправка в первую очередь учитывает адронизацию частиц и она будет влиять как на кинематические отборы струй, так и на вклады струй в относительную изолированность фотонов ϵ_h . Поправка $C^{\text{*парт} \rightarrow \text{част}}$ вычислена из сигнального МК набора и близка к единице.

Сечения CM на уровне генератора, полученные для условий анализа данных 2011 года, после применения доверительных отборов из таблицы 3.9 и поправки от адронизации, даны

Партоны	кинематические отборы
$l^\pm$	$E_T > 25$ ГэВ и $ \eta < 2.47$
ν	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 100$ ГэВ
фотон	$E_T > 130$ ГэВ и $ \eta < 2.37$
считать кварк/глюон «струей» если	$\Delta R(l\text{-}q/g) > 0.3$ и $\Delta R(\gamma\text{-}q/g) > 0.3$ и $ \eta < 4.5$ и $E_T > 30$ ГэВ

Таблица 3.10. Кинематические отборы, использованные для выделения событий СМ MCFM с точностью NLO для $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$ для условий анализа данных 2012 года.

Канал	$E_T(\gamma)$	Сечение	Сечение
		инклюзивное	эксклюзивное
$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$	> 100 ГэВ	0.156 пб	0.012 пб

Таблица 3.11. NLO СМ сечение для $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$ для условий анализа данных 2011 года, полученное с использованием событий сгенерированных MCFM со входными параметрами из таблицы 3.7 и кинематическими отборами, данными в таблице 3.9.

в таблице 3.11. Такие же сечения, полученные для условий анализа данных 2012 года, после применения доверительных отборов из таблицы 3.10 и поправки от адронизации, даны в таблице 3.12. Сечения могут быть названы «инклюзивными», если используются только лептонные и фотонные отборы в таблице 3.9, или «эксклюзивными», в случае если селекция включает в себя отборы на отдельно рождённый кварк/глюон в сгенерированных событиях. Руководствуясь соображениями по хорошему разрешению на адронные струи и их доступным количеством в измеренных событиях, эксклюзивные события определены как те, где нет кварка/глюона с $|\eta| < 4.4(4.5)$ и $E_T > 30$ ГэВ для анализа данных 2011(2012) года. Предсказание NLO MCFM сечения будет наиболее точным для событий без струй (эксклюзивного отбора), т.к. предсказание MCFM является LO по α_s лишь с одним излучённым кварком или глюоном. Поэтому чтобы провести наиболее точную проверку теории СМ, для дальнейшего использования выбрано предсказание MCFM NLO сечения $p + p \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ без струй.

Погрешности на сечение уровня генератора событий включают следующие:

Канал	$E_T(\gamma)$	Сечение	Сечение
		инклюзивное	эксклюзивное
$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$	> 130 ГэВ	$68.2^{+2.2}_{-2.2}$ фб	$51.0^{+2.1}_{-2.3}$ фб

Таблица 3.12. NLO СМ сечение для $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$ для условий анализа данных 2012 года, полученное с использованием событий сгенерированных MCFM со входными параметрами из таблицы 3.8 и кинематическими отборами, данными в таблице 3.10.

- Погрешность на ренормализацию и факторизацию. Эта погрешность получается варьированием шкал ренормализации и факторизации на фактор 2 вокруг номинальных значений;
- Погрешность от функции распределения партонов. Эта погрешность получена с использованием собственных векторов наборов ошибок для 90% доверительного предела;
- Погрешность от фотонов из фрагментации. Эта погрешность получена от выбора изоляционного критерия на уровне генератора, воздействующего на диаграммы с фотоном от фрагментации из конечного состояния партона. Как описано выше, в данном исследовании поправки NLO были вычислены при условии параметра $\epsilon_h = 0.5$, соответствующего изолированности на уровне генератора $E_{\text{изо}}/E^\gamma < 0.5$. Рассматривая потенциальное отличие между изолированностью уровня генератора $E_{\text{изо}}$ и фотонной изолированностью уровня реконструкции, погрешность на вычисленное сечение от выбора параметра генератора ϵ_h оценена с помощью варьирования предсказания сечения NLO, когда эта величина сдвигается на 100% (т.е. от $\epsilon_h = 0$ до $\epsilon_h = 1.0$). Как погрешность от ϵ_h , используется максимальное отличие в сечении. Важно отметить, что доля событий с фотонами от фрагментации сложно предсказуема даже с помощью МК моделирования. Фактически при вычислении сечений NLO случаются важные сокращения (из-за диаграмм виртуальной глюонной эмиссии).

Детальное перечисление погрешностей на сечение уровня генератора для $Z\gamma$ даны в таблице 3.13 для условий анализа данных 2011 года и в таблице 3.14 для условий анализа данных 2012 года.

Источник систематической ошибки	$\nu\bar{\nu}\gamma$
погрешность шкалы ренормировки и факторизации	5.0%
погрешность ФРП	5.0%
фотонная изолированность (фрагментация)	3.0%
Полная погрешность	7.7%

Таблица 3.13. Погрешность предсказаний Стандартной модели на уровне точности NLO для процесса $Z\gamma$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ для инклюзивной доверительной области.

Источник систематической ошибки	$\nu\bar{\nu}\gamma$
погрешность шкалы ренормировки и факторизации	2.0%
погрешность ФРП	3.0%
фотонная изолированность (фрагментация)	2.0%
Полная погрешность	4.3%

Таблица 3.14. Погрешность предсказаний Стандартной модели на уровне точности NLO для процесса $Z\gamma$ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ для инклюзивной доверительной области.

3.5.2 Предсказания на уровне NNLO поправок

В анализе данных 2012 года экспериментальные данные впервые сравнивались с предсказаниями СМ на уровне NNLO. Эти предсказания были получены так же как в [10]. КХД NNLO поправки должны улучшить предсказания MCFM для $Z\gamma$ процесса, особенно в области высоких энергий фотона. Однако, есть некоторые отличия в аппроксимациях и входных параметрах, использованных для этих двух предсказаний. Отличия касаются описания фотонной фрагментации, применения другой ФРП (ММНТ2014 [99]), шкал ренормировки и факторизации, значений параметров ЭС модели и вычисления систематической ошибки.

Сравнение предсказаний сечений генераторного уровня для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ (при $E_T(\gamma) \geq 130$ ГэВ) на уровне NLO из MCFM и на уровне NNLO дано в Таблице 3.15. К-фактор NNLO/NLO оказался выше для инклюзивного процесса ($\simeq 1.15$), чем для эксклюзивного ($\simeq 1.0$).

Канал	NLO сечение (фб)	NNLO сечение (фб)	NNLO/NLO
$\nu\nu\gamma$ $N_{Jets} \geq 0$	$68.2^{+2.2}_{-2.2}$	$81.4^{+3.6}_{-2.8}$	1.19
$\nu\nu\gamma$ $N_{Jets} == 0$	$51.0^{+2.1}_{-2.3}$	$49.2^{+1.4}_{-1.3}$	0.96

Таблица 3.15. Предсказания для сечений процессов инклюзивного и эксклюзивного образования $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ (для $E_T(\gamma) \geq 130$ ГэВ) на уровнях NLO и NNLO. Были применены все отборы доверительной области измерения сечения.

Кроме интегральных предсказаний на уровнях NLO и NNLO также были получены и дифференциальные (как функция E_T фотона). Далее оба дифференциальных предсказания будут сравнены с наблюдаемыми дифференциальными распределениями, очищенными от детекторных эффектов.

3.6 Измерение сечения

Детектор ATLAS покрывает не полностью всё возможное фазовое пространство, и это покрытие ещё более уменьшается из-за применения критериев отбора данного исследования. Для того, чтобы вычислить полное сечение, необходимо применить экстраполяцию измерения, которое может быть выполнено внутри покрытия детектора, к полному фазовому пространству. Как было показано ранее, эта экстраполяция сделана с использованием МК-симуляции и включает в себя теоретические погрешности.

3.6.1 Определение доверительной области фазового пространства

Согласно методике выделения сигнала, описанной в параграфе 3.1, доверительное фазовое пространство для измерения сечения определено в таблице 3.16 для анализа данных 2011 и в таблице 3.17 для анализа данных 2012.

Отборы	Значение порогов
Ровно 0 электронов и мюонов на уровне частиц, проходящих отборы:	
Лептон	$E_T^e > 25 \text{ ГэВ}$ и $p_T^\mu > 25 \text{ ГэВ}$ $ \eta_e < 2.47$ и $ \eta_\mu < 2.4$, исключая $1.37 < \eta_e < 1.52$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 90 \text{ ГэВ}$
Струя	AntiKT4 истинные струи на уровне частиц $N_{\text{струй}} = 0$ (или $N_{\text{струй}} \geq 0$) $p_T^{\text{струй}} > 30 \text{ ГэВ}$, $ \eta_T^{\text{струй}} < 4.4$ $\Delta R(l, \text{струя}) > 0.3$ и $\Delta R(\gamma, \text{струй}) > 0.3$
Фотон	$E_T^\gamma > 100 \text{ ГэВ}$ $ \eta_\gamma < 2.37$ (исключая $1.37 < \eta_\gamma < 1.52$) относительная изоляция фотона $\epsilon_h < 0.5$
Угловые распределения	$\Delta\phi(\gamma, p_T^{\nu\bar{\nu}}), \Delta\phi(p_T^{\nu\bar{\nu}}, \text{струя})$

Таблица 3.16. Определение доверительной области, где проводилось измерение процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ из данных, полученных от pp столкновений с $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

Отборы	Значение порогов
Ровно 0 электронов и мюонов на уровне частиц, проходящих отборы:	
Лептон	$E_T^e > 25 \text{ ГэВ}$ и $p_T^\mu > 25 \text{ ГэВ}$ $ \eta_e < 2.47$ и $ \eta_\mu < 2.4$, исключая $1.37 < \eta_e < 1.52$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 100 \text{ ГэВ}$
Струя	AntiKT4 истинные струи на уровне частиц $N_{\text{струй}} = 0$ (или $N_{\text{струй}} \geq 0$) $p_T^{\text{струй}} > 30 \text{ ГэВ}$, $ \eta_T^{\text{струй}} < 4.5$ $\Delta R(l, \text{струя}) > 0.3$ и $\Delta R(\gamma, \text{струй}) > 0.3$
Фотон	$E_T^\gamma > 130 \text{ ГэВ}$ $ \eta_\gamma < 2.37$ (исключая $1.37 < \eta_\gamma < 1.52$) относительная изоляция фотона $\epsilon_h < 0.5$
Угловые распределения	$\Delta\phi(\gamma, p_T^{\nu\bar{\nu}})$

Таблица 3.17. Определение доверительной области, где проводилось измерение процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ из данных, полученных от pp столкновений с $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$.

Отборы	Значение порогов
Ровно 0 электронов и мюонов на уровне частиц, проходящих отборы:	
Лептон	$E_T^e > 25 \text{ ГэВ}$ и $p_T^\mu > 25 \text{ ГэВ}$ $ \eta_e < 2.47$ и $ \eta_\mu < 2.4$,
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 90 \text{ ГэВ}$
Струя	AntiKT4 истинные струи на уровне частиц $N_{\text{струй}} = 0$ (или $N_{\text{струй}} \geq 0$) $p_T^{\text{струй}} > 30 \text{ ГэВ}$, $ \eta_T^{\text{струй}} < 4.4$ $\Delta R(l, \text{струя}) > 0.3$ и $\Delta R(\gamma, \text{струй}) > 0.3$
Фотон	$E_T^\gamma > 100 \text{ ГэВ}$ относительная изоляция фотона $\epsilon_h < 0.5$

Таблица 3.18. Определение расширенной доверительной области, в которой было вычислено полное сечение процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ из данных, полученных от pp столкновений с $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

Отборы	Значение порогов
Ровно 0 электронов и мюонов на уровне частиц, проходящих отборы:	
Лептон	$E_T^e > 25 \text{ ГэВ}$ и $p_T^\mu > 25 \text{ ГэВ}$ $ \eta_e < 2.47$ и $ \eta_\mu < 2.4$,
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 100 \text{ ГэВ}$
Струя	AntiKT4 истинные струи на уровне частиц $N_{\text{струй}} = 0$ (или $N_{\text{струй}} \geq 0$) $p_T^{\text{струй}} > 30 \text{ ГэВ}$, $ \eta_T^{\text{струй}} < 4.5$ $\Delta R(l, \text{струя}) > 0.3$ и $\Delta R(\gamma, \text{струй}) > 0.3$
Фотон	$E_T^\gamma > 130 \text{ ГэВ}$ относительная изоляция фотона $\epsilon_h < 0.5$

Таблица 3.19. Определение расширенной доверительной области, в которой было вычислено полное сечение процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ из данных, полученных от pp столкновений с $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$.

$Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$
$N_{\text{струй}} \geq 0$
$C_{Z\gamma} \quad 0.71 \pm 0.05$
$A_{Z\gamma} \quad 0.97 \pm 0.01$
$N_{\text{струй}} = 0$
$C_{Z\gamma} \quad 0.69 \pm 0.05$
$A_{Z\gamma} \quad 0.98 \pm 0.01$

Таблица 3.20. Перечисление факторов покрытия детектором $A_{Z\gamma}$ и эффективности отборов $C_{Z\gamma}$ для вычисления сечений образования $Z\gamma$ с использованием условий анализа данных 2011 года. Также показаны совместные статистическая и систематическая погрешности.

3.6.2 Определение расширенной доверительной области фазового пространства

Сечение образования $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$ в доверительной области может быть вычислено как

$$\sigma_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{дов}} = \frac{N_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{набл}} - N_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{фон}}}{\int L dt \times C_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}}, \quad (3.16)$$

где $N_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{набл}}$ и $N_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{фон}}$ отвечают количеству наблюдаемых событий и ожидаемых фоновых событий соответственно из таблиц 3.5 и 3.6, $\int L dt$ — светимость. $C_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}$ — коррекционный фактор, который был определён в разделе 3.4.

Сечение в расширенной доверительной области, описанной в таблице 3.18 для анализа данных 2011 года и в таблице 3.19 для анализа данных 2012 года, теперь с использованием уравнения 3.16, может быть определено так:

$$\sigma_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{расш. дов}} = \frac{\sigma_{Z\gamma}^{\text{дов}}}{A_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}}, \quad (3.17)$$

где $A_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}$ — коррекционный фактор покрытия фазового пространства детектором, который был определён в разделе 3.4.

Значения коррекционных факторов $A_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}$ и $C_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}$ для анализа данных 2011 и 2012 года даны в Таблицах 3.20 и 3.21 соответственно.

Хотя уравнение 3.17 может быть использовано для вычисления сечения образования $Z\gamma$ процессов, однако, вместо этого для вычисления сечения использовано приближение минимального логарифмического правдоподобия. Данный метод учитывает Пуассоновскую статистику наборов и имеет достоинство, позволяющее добавить и распространить систематические погрешности с учётом их корреляций.

3.6.3 Вычисление сечения в расширенной доверительной области

Для того, чтобы вычислить сечения, необходимо знать количество наблюдаемых событий и количество ожидаемых фоновых событий. Количество ожидаемых событий, $N_{\text{ожд}}$, может

$Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	
$N_{\text{струй}} \geq 0$	
$C_{Z\gamma}$	0.720 ± 0.038
$A_{Z\gamma}$	0.9132 ± 0.0055
$N_{\text{струй}} = 0$	
$C_{Z\gamma}$	0.718 ± 0.042
$A_{Z\gamma}$	0.9380 ± 0.0010

Таблица 3.21. Перечисление факторов покрытия детектором $A_{Z\gamma}$ и эффективности отборов $C_{Z\gamma}$ для вычисления сечений образования $Z\gamma$ с использованием условий анализа данных 2012 года. Также показаны совместные статистическая и систематическая погрешности.

быть записано в виде:

$$N_{\text{ожд}} = N_{\text{с}} + N_{\text{ф}}, \quad (3.18)$$

где $N_{\text{ф}}$ — количество событий от фоновых процессов, предсказанных с использованием МК моделирования или методов на основе данных, и $N_{\text{с}}$ — количество сигнальных событий.

Количество сигнальных событий может быть записано как функция сечения в расширенной доверительной области, которое было определено в уравнении 3.17, $\sigma \equiv \sigma_{Z\gamma}^{\text{расш.дов}}$,

$$N_{\text{с}}(\sigma_{Z\gamma}^{\text{расш.дов}}) = \sigma_{Z\gamma}^{\text{расш.дов}} \times A_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma} \times C_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma} \times \int \mathcal{L} dt. \quad (3.19)$$

Кроме того, чтобы учесть вклад систематических погрешностей в оценку количества событий сигнала и фонов, число предсказанных сигнальных и фоновых событий должно быть далее скорректировано:

$$N_{\text{с}}(\sigma_{Z\gamma}^{\text{расш.дов}}, \{x_k\}) = \sigma_{Z\gamma}^{\text{расш.дов}} \times A_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma} \times C_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma} \times \int \mathcal{L} dt \times \left(1 + \sum_{k=1}^n x_k S_k\right) \quad (3.20)$$

и

$$N_{\text{ф}}(\{x_k\}) = N_{\text{ф}} \left(1 + \sum_{k=1}^n x_k B_k\right). \quad (3.21)$$

В уравнениях 3.20 и 3.21, каждая систематическая погрешность предполагается распределённой по стандартному нормальному закону, т.е. с нулевым средним и единичной дисперсией, т.е. $x_k \sim N(0, 1)$. Параметры S_k и B_k являются амплитудами стандартного отклонения, представляющими k -ую систематическую погрешность.

Отрицательный логарифм функции правдоподобия тогда может быть определён следующим образом:

$$-\ln L(\sigma, \{x_k\}) = \sum_{k=1}^n \frac{x_k^2}{2} + \sum_{i=1}^2 -\ln \left(\frac{e^{-(N_c(\sigma, \{x_k\}) + N_\phi(\{x_k\}))} \times (N_c(\sigma, \{x_k\}) + N_\phi(\{x_k\}))^{N_{\text{набл}}}}{(N_{\text{набл}})!} \right). \quad (3.22)$$

Здесь выражение внутри натурального логарифма по существу является пуассоновской вероятностью, что ожидаемое количество сигнальных и фоновых событий $(N_c(\sigma, \{x_k\}) + N_\phi(\{x_k\}))$ составит количество событий, наблюдаемое в данных $(N_{\text{набл}})$ после применения всего отбора данного исследования. Первое слагаемое в уравнении 3.22 является членом, который учитывает гауссиановские ограничения на параметры x_k , до этого определённые в уравнениях 3.20 и 3.21. Каждая систематическая ошибка k приписана к независимому источнику (если две разных систематических погрешности, описанных здесь, коррелируют, то их линейная сумма используется как общая систематическая погрешность). Отдельная случайная величина x_k использована для сигнала и фона, как следствие того, что каждая систематическая погрешность 100% коррелирует между сигнальными и фоновыми компонентами. Следует сказать, что, поскольку каждый параметр x_k ограничен по Гауссу, то число степеней свободы фитирующей функции неизменно.

Чтобы найти наиболее вероятную величину σ , была произведена минимизация логарифма функции правдоподобия, фиксированием всех параметров x_k в значении 0. Статистическая погрешность на σ тогда напрямую берётся из результатов фитирования.

Для того, чтобы оценить систематические погрешности на исследование, была применена серия минимизаций логарифмической функции правдоподобия. В каждой из этих минимизаций все параметры фиксировались в значении 0 за исключением одного k -ого параметра, который флуктуировал вверх и вниз на 1 сигму, в то время как параметр сечения был положен свободным для варьирования в минимизации. Разница между центральным значением полученного сечения и тем, которое получено с помощью этой процедуры для каждого из источников систематической погрешности, взята как оценка систематического эффекта на сечение от k -ой систематической погрешности. Поскольку распространения в положительное и отрицательное направления применены отдельно, то этот метод в общем случае даёт ассиметричные положительные и отрицательные погрешности.

Минимизация и вычисление ошибок проделаны с использованием пакета Minuit [100].

3.6.4 Результаты по вычислению сечения в расширенной доверительной области

Выполняя вычисление для каждого источника систематической погрешности отдельно, как описано в параграфе 3.6.3, были получены систематические погрешности на сечение от каждого источника. Систематические погрешности на измерение сечения в расширенной доверительной области ФП приведены в таблице 3.22. Все систематические погрешности кроме погрешности на светимость далее суммируются по квадратуре, чтобы вычислить полную

погрешность. Результирующие сечения, а также полные статистическая и систематическая погрешности для $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$ процесса приведены в таблице 3.23 для анализа данных 2011 года и в таблице 3.24 для анализа данных 2012 года.

Относительные систематические погрешности на коррекционные факторы сигнала $Z\gamma$ [%]		
$\sqrt{s}$ столкновений	7 ТэВ	8 ТэВ
Энергетическая шкала адронных струй	0.6 (2.0)	<0.05 (2.2)
Энергетическое разрешение струй	0.1 (0.5)	<0.05 (1.0)
идентификация γ	5.3 (5.3)	0.5 (0.5)
изолированность γ	2.8 (2.8)	4.5 (4.3)
ЭМ шкала	2.6 (2.7)	2.1 (2.4)
Эффективность триггера	1.0 (1.0)	1.9 (1.9)
Энергия мягких кластеров в $E_T^{\text{потер.}}$	0.3 (0.2)	0.3 (0.5)
Всего ($C_{Z\gamma}$)	6.6 (7.0)	5.3 (5.9)
ФРП (PDF)	0.8 (0.8)	0.12 (0.06)
шкала	1.2 (1.2)	0.59 (0.08)
Всего ($A_{Z\gamma}$)	2.0 (2.0)	0.6 (0.1)

Таблица 3.22. Относительные систематические погрешности на коррекционные факторы $Z\gamma$ сигнала ($C_{Z\gamma}$ и $A_{Z\gamma}$) в измерении $Z\gamma$ без требований (с эксклюзивным требованием) на адронные струи $N^{\text{струи}} \geq 0$ ($N^{\text{струи}} = 0$) для условий анализа данных 2011 и 2012 годов.

3.6.5 Дифференциальное сечение

В анализе данных 2012 года кроме интегрального сечения впервые было получено и дифференциальное сечение. Измерения дифференциальных сечений позволяют проводить сравнение результатов из данных с теоретическими предсказаниями в контексте не только общих нормировок, но и в контексте форм распределений, что обеспечивает более точную проверку предсказаний СМ. Для процесса образования $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ такие измерения были проведены как функция E_T фотона, поскольку эта переменная наиболее чувствительна к КХД поправкам высокого порядка.

Дифференциальные сечения определены в расширенной доверительной области и получены с использованием т.н. процедуры «развёртывания» (unfolding) чтобы устранить неэффективности измерений и эффекты разрешения различных частей детектора из наблюдаемых распределений.

$\sigma_{\text{расш. дов. [пб]}}$		$\sigma_{\text{расш. дов. [пб]}}$
Измеренная величина		Предсказание MCFM
$N_{\text{струй}} \geq 0$		
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$0.133 \pm 0.013 \text{ (стат)} \pm 0.020 \text{ (сист)} \pm 0.005 \text{ (свет)}$	0.156 ± 0.012
$N_{\text{струй}} = 0$		
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$0.116 \pm 0.010 \text{ (стат)} \pm 0.013 \text{ (сист)} \pm 0.004 \text{ (свет)}$	0.115 ± 0.009

Таблица 3.23. Измеренное сечение для процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$ при $\sqrt{s} = 7$ в расширенной доверительной области, определённой в Таблице 3.16. Для измерений первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая и третья — от неопределённости светимости. Погрешность для предсказания СМ — систематическая.

$\sigma_{\text{расш. дов. [фб]}}$			
Измеренная величина		Предсказание MCFM NLO	Предсказание NNLO
$N_{\text{струй}} \geq 0$			
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$68 \pm 4 \text{ (стат)} \begin{smallmatrix} +32 \\ -33 \end{smallmatrix} \text{ (сист)} \pm 1 \text{ (свет)}$	68.2 ± 2.2	$81.4 \begin{smallmatrix} +2.4 \\ -2.2 \end{smallmatrix}$
$N_{\text{струй}} = 0$			
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$43 \pm 2 \text{ (стат)} \pm 10 \text{ (сист)} \pm 1 \text{ (свет)}$	$51.0 \begin{smallmatrix} +2.1 \\ -2.3 \end{smallmatrix}$	$49.21 \begin{smallmatrix} +0.61 \\ -0.52 \end{smallmatrix}$

Таблица 3.24. Измеренное сечение для процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$ при $\sqrt{s} = 8$ в расширенной доверительной области, определённой в Таблице 3.17. Для измерений первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая и третья — от неопределённости светимости. Погрешность для предсказания СМ — систематическая.

В данной работе использовалась процедура «развёртывания» описанная в [12], выполняемая с помощью итеративного метода Байеса [101]. События из смоделированных МК наборов использовались для генерации матрицы отклика для каждого распределения. Каждый элемент такой матрицы является условной вероятностью, что событие, которое было обнаружено в i -ом бине в измерении на самом деле было в j -ом бине на генераторном уровне. Во время первой итерации распределение приора предсказания генераторного уровня даётся сигнальным МК набором. Матрица отклика и измеренное распределение потом модифицируют распределение приора, давая в результате постериорное распределение генераторного уровня. Для каждой дальнейшей итерации распределение постериора предыдущей итерации используется как новое распределение приора. Три итерации — оптимальное число, поскольку слишком большое число итераций увеличит статистические флуктуации, а слишком малое — может дать результат, который будет ухудшен зависимостью от распределения изначального приора.

Статистические погрешности на «развёрнутое» распределение оценены с использованием псевдоэкспериментов, сгенерированных посредством флуктуирования каждого бина наблюдаемого спектра по распределению Пуассона с ожидаемой величиной равной наблюдаемому выходу. Погрешности на форму распределения от числа сигнальных МК событий также получены применением псевдоэкспериментов. Источники систематической погрешности описаны в разделе 3.4, их влияние на «развёрнутое» распределение оценено варьированием матрицы отклика для каждого источника систематической погрешности на одно стандартное отклонение и суммированием результирующих изменений в квадратуре.

В дополнение к систематическим погрешностям, описанным в разделе 3.4, погрешность от самого метода «развёртывания» была взята как различие между «развёрнутыми» результатами с 3 итерациями и результатами с 2 или 4 итерациями.

Дифференциальные сечения как функция E_T^γ для инклюзивного и эксклюзивного случаев показаны на рисунке 3.8.

3.6.6 Резюме

В качестве вывода и основного научного результата полученного в данной главе, а конкретно в таблицах 3.23 и 3.24, а также на рисунке 3.8, необходимо отметить согласие в пределах погрешностей измеренного сечения ассоциированного рождения Z бозона и фотона с ожидаемым. Это обозначает, что отклонений от Стандартной модели обнаружено не было.

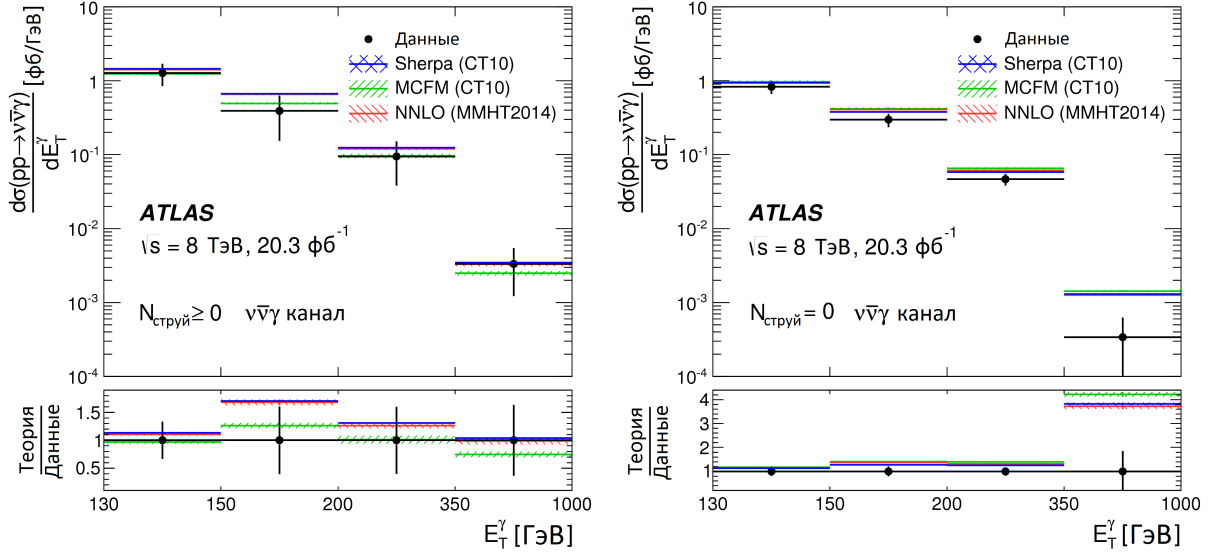


Рисунок 3.8. Измеренные (точки с ошибками) и предсказанные дифференциальные сечения как функции E_T^γ для $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ процесса в инклюзивной $N_{\text{струи}} \geq 0$ (слева) и эксклюзивной $N_{\text{струи}} = 0$ (справа) расширенной доверительной области. Ошибки на точки данных показывают статистическую и систематическую погрешности, суммированные в квадратуре. Предсказания уровня точности NLO из MCFM и уровня NNLO показаны заштрихованными областями, соответствующими теоретическим погрешностям. Предсказания генератора Sherpa показаны с помощью заштрихованных областей, соответствующими статистическим погрешностям от размеров МК наборов. Нижние графики показывают отношения предсказаний к данным (заштрихованные области). Ошибки для точек показывают относительные погрешности на измерения самих данных. Размер бинов варьируется от 20 до 650 ГэВ.

Глава 4

Получение пределов на аномальные тройные вершины $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$

Данная глава посвящена исследованию аномальных вершин $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$. Так как в предыдущей главе в экспериментальном измерении сечения отклонений от Стандартной модели найдено не было, значит, существование аномальных вершин из данного анализа не предсказывается. Следовательно, экспериментальный анализ может наоборот исключить новые области для параметров аномальных вершин, и, таким образом, дать новые более жёсткие пределы на их значения.

Это особенно важно потому что, как показано в параграфе 1.3.4, центральная величина для параметров отлична от нуля даже для Стандартной модели и измерение петлевого вклада в эти параметры ранее никогда не проводилось из-за недостатка статистики для обеспечения необходимой точности.

4.1 Введение

Возможности Большого адронного коллайдера позволяют проводить проверки Стандартной модели с недостижимой до него точностью. Взаимодействия и самодействия калибровочных бозонов электрослабого сектора полностью регулируются структурой модели, построенной на основе группы $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Таким образом, наблюдение этих взаимодействий на эксперименте является ключевой проверкой модели.

Другими словами, в рамках настоящего исследования данные, полученные экспериментами на БАК, предоставляют возможность поиска доказательств существования отличных от нуля вероятностей существования вершин $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ в процессе рождения $Z\gamma$, которые отсутствуют в СМ на древесном уровне и поэтому могут быть названы «аномальными» вершинами.

Физика за рамками СМ может обусловить появление таких «аномальных» трёхбозонных $Z\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma$ вершин (aTGC) и их изучение является косвенным поиском этой «новой физики».

Поскольку отличий от СМ в предыдущей главе найдено не было, то данное исследование даёт возможность наложить наилучшие пределы на существование вершин.

Для данного исследования необходимо использовать наиболее общий вид вершинных функций $Z\gamma V$, где $V = \gamma, Z$, которые доступны в процессе аннигиляции $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma$ эффективно безмассовых кварков.

Вид вершинных функций и их зависимость от 8-ми параметров или констант связи h_i^V была показана в уравнении 1.17.

Поскольку, как было показано в параграфе 1.3, взаимодействия сохраняющие СР-чётность $h_{3,4}^V$ и нарушающие её $h_{1,2}^V$ не коррелируют и их чувствительность практически одинакова для равных величин $h_{10,20}^V$ и $h_{30,40}^V$, то далее будут рассмотрены только параметры $h_{3,4}^V$.

Увеличение сечения процесса $Z\gamma$ при отличных от нуля параметрах аномальных вершин особенно характерно для высоких поперечных энергий фотона, ассоциированного с Z бозоном. Чувствительность исследования, таким образом, возрастает при увеличении порога на E_T^γ и позволяет далее наложить лучшие пределы на параметры аномальных вершин. Для исследования на данных 2011 года от столкновений с $\sqrt{s} = 7$ ТэВ был выбран порог 100 ГэВ. Для анализа данных 2012 года от столкновений с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ после проведения оптимизации минимизируя ожидаемые пределы, был выбран порог 400 ГэВ.

Границы унитарности, показанные выше, строго зависят от масштабного фактора «новой физики» Λ . Чтобы получить наилучший масштабный фактор для пределов, сохраняющих условие унитарности, была выбрана наибольшая Λ для которой ожидаемые пределы больше тех, которые установлены условиями унитарности из уравнений 1.19 и 1.20. Данная оптимизация показана на примере исследования данных 2012 года на рисунке 4.1.

Итак, в данном исследовании ставятся пределы на аномальные взаимодействия сохраняющие СР-чётность h_3^V и h_4^V с масштабными форм-факторами равными:

- для случая сохранения унитарности: $\Lambda = 3$ ТэВ для анализа данных 2011 года и $\Lambda = 4$ ТэВ для анализа данных 2012 года (возможность сравнения с результатами экспериментов D0, CDF, L3 и DELPHI);
- для случая нарушения унитарности: $\Lambda = 10000$ ТэВ (возможность сравнения с результатами эксперимента CMS).

Поскольку в статье [34] было показано, что большая часть комбинаций пределов никак не коррелирует друг с другом, то становится возможным получать пределы на один параметр за раз, положив остальные равными нулю. Лишь небольшая корреляция ожидается для комбинации h_3^V и h_4^V для каждого $V = \gamma, Z$, они будут изучены с помощью двумерных пределов, где оба параметра смогут быть отличными от нуля одновременно.

4.2 Методика

4.2.1 Описание метода измерения пределов

Вклад от аномальных вершин будет увеличивать сечение образования $Z\gamma$ и выход фотонов более высокой энергии чем в процессе СМ. Измерение в расширенном фазовом простран-

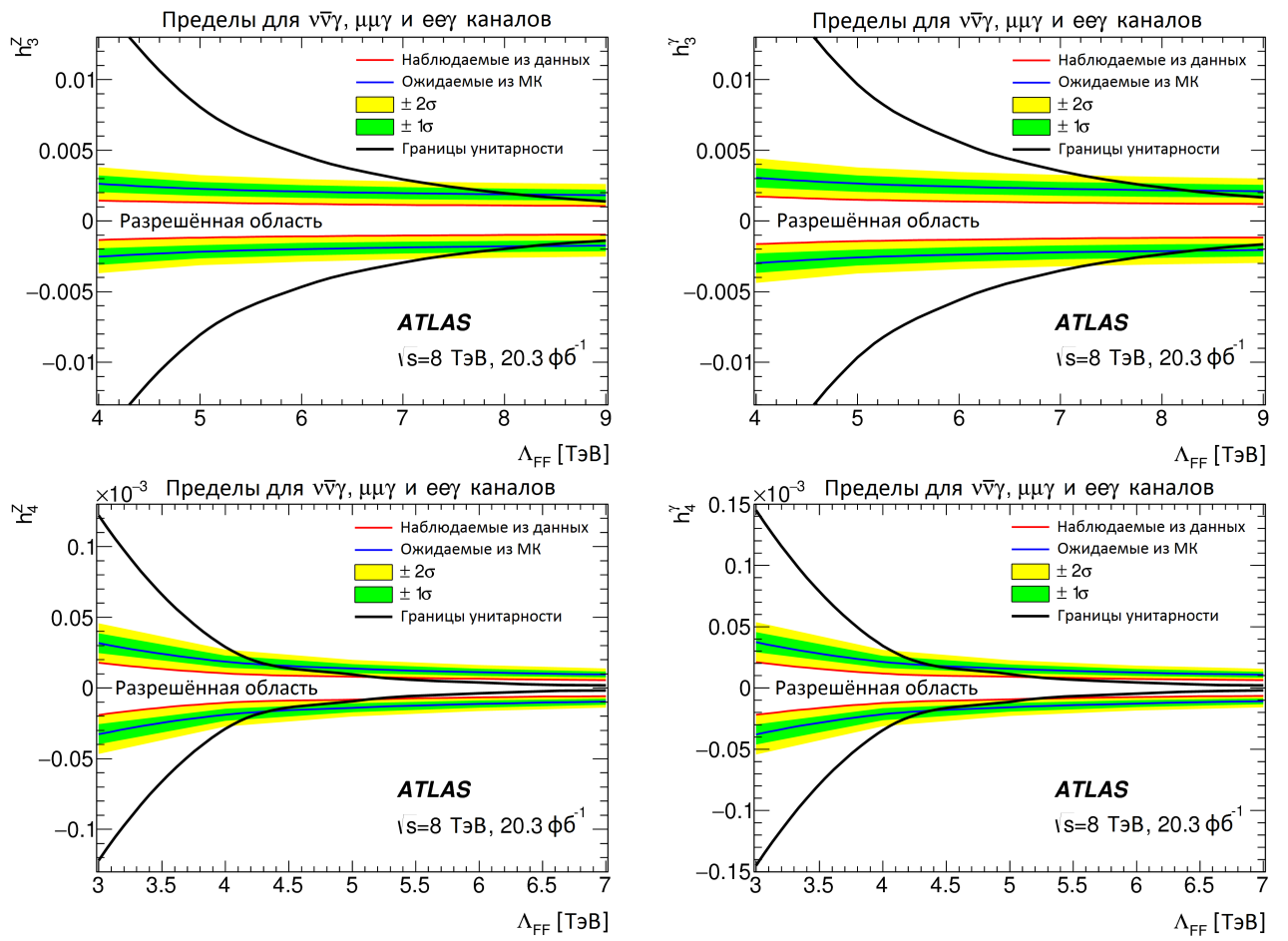


Рисунок 4.1. Зависимости наблюдаемых пределов, ожидаемых пределов и границ унитарности от энергетического масштаба форм-фактора Λ для h_3^Z (слева наверху), h_3^γ (справа наверху), h_4^Z (слева внизу) и h_4^γ (справа внизу). Для получения пределов, сохраняющих унитарность, был выбран масштабный фактор $\Lambda \leq 4$ ТэВ. Зелёная и жёлтая полосы показывают области изменения ожидаемых пределов на 1 и 2 сигмы соответственно.

стве с высоким p_T фотона является наиболее чувствительным к взаимодействиям аTGC. В данном исследовании для получения пределов на параметры изучаемых аномальных вершин использованы только $Z\gamma$ события в эксклюзивном ($N_{\text{струи}} = 0$) расширенном доверительном фазовом пространстве, определение которого было дано в Таблице 3.16 для анализа данных 2011 и в Таблице 3.17 для анализа данных 2012. Предел ставится на основании числа событий в вышеупомянутом доверительном фазовом пространстве, но не на основании распределения по p_T фотона. Выбор эксклюзивного (по адронным струям) региона обусловлен тем, что генератор MCSM, использованный в дальнейшем для получения параметризации сигнала в пространстве параметров аномальных вершин, является NLO генератором и моделирует лишь одну дополнительную кварковую или глюонную эмиссию от событий $Z\gamma$. По этой причине данный генератор лучше всего моделирует именно события с вето на адронные струи. Кроме того, эксклюзивный отбор позволяет добиться большего подавления фонов и, следовательно, большей чистоты отобранных данных относительно сигнала. Остальной отбор на уровне объектов и событий не претерпел изменений по сравнению с заявленным для измерения сечения данного процесса.

NLO генератор MCFM использован для получения сечений рождения напрямую генерируя разные MCFM наборы с различными аTGC параметрами. Для предсказаний сечений $Z\gamma$ процесса для аTGC модели с форм-фактором ($\Lambda=3/4$ ТэВ), использованы фиксированные QCD и факторизационные масштабы ($\mu_{\text{КХД}} = \mu_{\text{факт}} = M_Z$), а для предсказаний сечений $Z\gamma$ для аTGC модели без форм-фактора ($\Lambda = \infty$), использованы динамические масштабы ($\mu_{\text{КХД}} = \mu_{\text{факт}} = \sqrt{M_Z^2 + P_T^2}$).

Поскольку из уравнения 1.21 известно, что зависимость сечения от любого аTGC параметра может быть описана как вторая степень полиномиальной функции, для каждого из параметров $h_{i0}^V (i0 = 3, 4; V = Z, \gamma)$ генерируется 7-10 сечений в зависимости от аTGC параметра, вычисляется количество ожидаемых событий в выбранном реконструированном аTGC регионе:

$$N_{\text{сигн}}^{\text{ожид}} = \sigma_{\text{дов}}^{Z\gamma} \times C_{Z\gamma} \times A_{Z\gamma} \times L / C_{Z\gamma}^{*\text{парт} \rightarrow \text{част}} \quad (4.1)$$

и потом получившаяся зависимость фитируется полиномиальной функцией второго порядка.

Из полиномиальной функции второго порядка, можно напрямую получить $N_{\text{сигн}}^{\text{ожид}}$ в любой аTGC точке, что позволяет не генерировать огромные наборы с ненулевыми «аномальными» параметрами, т.к. это займёт очень много процессорного времени.

Для случая 2D TGC параметров, процедура похожа, но в данном случае нужно фитировать зависимость $N_{\text{сигн}}^{\text{ожид}}$ от TGC параметров с помощью 2D функции:

$$f(x, y) = ax^2 + by^2 + cxy + dx + ey + f, \quad (4.2)$$

т.е., например, для зависимости от h_{30}^γ и от h_{40}^γ получится такое выражение:

$$N_{\text{сигн}}^{\text{ожид}} = p0 + p1 \times (h_{30}^V) + p2 \times h_{40}^V + p3 \times (h_{30}^V)^2 + p4 \times h_{30}^V \times h_{40}^V + p5 \times (h_{40}^V)^2. \quad (4.3)$$

Рисунок 4.2 использует именно такое 2D фитирование, как пример.

Фитирующие функции для каждого параметра приведены в Таблице 4.1 на примере анализа данных 2011 года.

Для нахождения пределов используется частотное приближение описанное в параграфе 4.2.2.

4.2.2 Частотная процедура нахождения пределов

Для того, чтобы установить пределы на аTGC параметры, был использован частотный подход Feldman-Cousins [102]. Для каждого параметра аномальных взаимодействий был определён доверительный интервал с 95% уровнем достоверности при условии, что остальные параметры положены равными нулю (1D предел). Также определялся доверительный интервал одновременно для 2 взаимодействий (2D предел). Параметризация, описанная в предыдущем параграфе, позволяет выразить ожидаемое число сигнальных событий N_c^i в

Таблица 4.1. Параметры функции, фитирующей значения количества ожидаемых $Z\gamma$ сигнальных событий, в зависимости от аTGC параметров для анализа данных 2011 года.

$l^+l^-\gamma$, $\Lambda=10000$ ТэВ							
		p0	p1	p2	p3	p4	p5
$h_{30}^Z(h_{40}^Z)$	значение	10.9	-30.5	-34.0	28320.4	-4.81787e6	3.69491e8
	ошибка	0.8	3.5	701.8	31.4	5547.9	1.26e6
$h_{30}^\gamma(h_{40}^\gamma)$	значение	10.6	-11.4	1014.9	20152.9	-3.65986e6	3.05313e8
	ошибка	0.5	2.0	391.7	17.5	3096.6	701243
$l^+l^-\gamma$, $\Lambda=3$ ТэВ							
		p0	p1	p2	p3	p4	p5
$h_{30}^Z(h_{40}^Z)$	значение	9.75	-33.1	186.2	14294	-1.3517e6	4.83257e7
	ошибка	0.2	0.8	152.9	6.8	1208.6	273669
$h_{30}^\gamma(h_{40}^\gamma)$	значение	10.1	-7.26	409.6	9813.9	-956800	3.51938e7
	ошибка	0.1	0.5	99.6	4.5	787.0	178229
$\nu\bar{\nu}\gamma$, $\Lambda=10000$ ТэВ							
		p0	p1	p2	p3	p4	p5
$h_{30}^Z(h_{40}^Z)$	значение	86.1	-229.9	4472.6	257056	-6.47387e7	8.00352e9
	ошибка	3.9	16.3	3266.4	146.2	25823	5.85e6
$h_{30}^\gamma(h_{40}^\gamma)$	значение	86.6	-114.9	4333.5	190731	-5.29718e7	7.11093e9
	ошибка	3.5	14.5	285.2	129.6	22888.6	5.18325e6
$\nu\bar{\nu}\gamma$, $\Lambda=3$ ТэВ							
		p0	p1	p2	p3	p4	p5
$h_{30}^Z(h_{40}^Z)$	значение	89.6	-188.3	2304	103043	-1.07516e7	4.55147e8
	ошибка	0.7	3.0	592.4	26.5	4683.1	1.06051e6
$h_{30}^\gamma(h_{40}^\gamma)$	значение	90.5	-96.7	1362.4	70977.7	-7.65978e6	3.33786e8
	ошибка	0.4	1.7	346.3	15.4	2737.4	618456

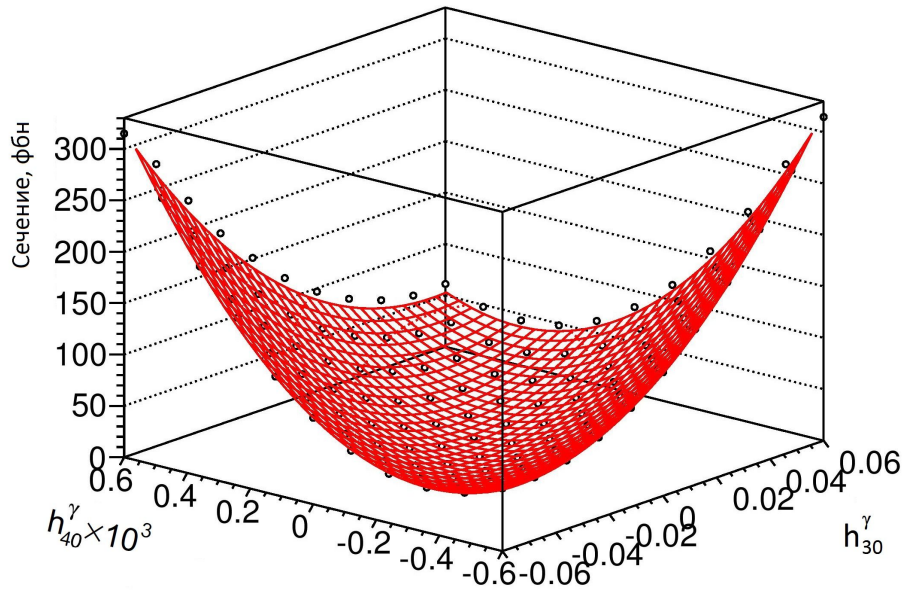


Рисунок 4.2. 2D функция, фитирующая распределение $N_{\text{сигн}}^{\text{ожид}}$ в зависимости от параметров аномальных вершин.

каждом i -ом канале (для пределов, полученных из данных 2011 года, в этой главе кроме нейтринного канала использованы также электронный и мюонный), как функцию аTGC параметров.

Процедура определения одномерного доверительного интервала с 95% уровнем достоверности такова:

1. Функция правдоподобия $L(n|\sigma, \beta)$, описанная в параграфе 3.6.3, модифицирована заменой сечения Стандартной модели σ сечением, полученным при условии ненулевых аTGC параметров $\alpha = h_{30}^{Z/\gamma}, h_{40}^{Z/\gamma}$. Количество сигнальных событий N_c^i в каждом канале выражено как квадратная функция от α с использованием параметризации, описанной в предыдущем параграфе. Символ n используется для наблюдаемого количества событий из данных, а β — параметры, т.е. ограниченная гауссианом систематическая погрешность и коэффициенты полинома, перечисленные в таблице 4.1.
2. Статистический критерий $q(\alpha)$ построен взятием отрицательного натурального логарифма отношения профиля максимального правдоподобия для проверяемого значения аTGC параметра α к полной функции максимального правдоподобия. А именно:

$$q(\sigma) = -\ln \frac{L(n|\alpha, \hat{\hat{\beta}})}{L(n|\hat{\alpha}, \hat{\beta})}, \quad (4.4)$$

где $\hat{\hat{\beta}}$ является оценкой из метода максимального правдоподобия для β , которая максимизирует числитель для фиксированной проверяемой величины α , а $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}$ являются величинами α и β , которые максимизируют знаменатель.

3. Наблюдаемая величина в статистическом критерии, $q_{\text{набл}}(\alpha)$, найдена с помощью наблюдаемого в данных числа $n_{\text{набл}}$ для каждой величины тестового сечения. Это проде-

лано перебором области значений α и определением значения статистического критерия для каждого α .

4. Чтобы определить как часто исход по крайней мере настолько же маловероятен, насколько ожидается фактическое наблюдение, мы генерируем большое количество (10000) псевдоэкспериментов для разных тестовых значений α , вычисляем значение статистического критерия $q_{\text{пэ}}(\alpha)$ и сравниваем его с наблюдаемым $q_{\text{набл}}(\alpha)$. Поскольку эта процедура затратна с точки зрения процессорного времени, $q_{\text{пэ}}(\alpha)$ составляется только для значений α вокруг тех, что соответствуют доверительному интервалу с 95% уровнем достоверности для наблюдаемых данных. Для моделирования каждого псевдоэксперимента, в первую очередь, параметры β флуктуируют по закону Гаусса вокруг средней величины для $\hat{\beta}(\alpha)$. Число «наблюдаемых» событий $N_{\text{пэ}}^i$ далее получается случайным образом из распределения Пуассона, средняя величина которого вычисляется из величин α и β .
5. P -величина для каждого α посчитана как доля псевдоэкспериментов, значение статистического критерия которых $q_{\text{пэ}}(\alpha)$ меньше, чем наблюдаемое значение $q_{\text{набл}}(\alpha)$.
6. Перебором значений α могут быть найдены все значения аТГС параметров, для которых $p(\alpha) \geq 5\%$, и этим они зададут доверительный интервал с 95% уровнем достоверности для α из наблюдаемых данных.

Число псевдоэкспериментов, равное 10000, на шаге 4 выбрано таким образом, чтобы p -значение, равное 5%, было определено с разумной статистической точностью в $\pm 0.2\%$.

Ожидаемое количество событий сигнала N_c^i является квадратичной функцией от α , $N_c^i(\alpha)$ имеет минимум около (но не точно в) точке $\alpha = 0$ соответствующей СМ, и возрастает в положительном и отрицательном направлениях α . В результате может быть либо одно, либо два оптимальных значения α , которые наилучшим образом описывают наблюдаемые данные, зависящие от того факта меньше ли или больше $N_{\text{набл}}$, чем минимальное ожидаемое значение. Из этого вытекает две возможности для полученных доверительных интервалов α : может быть как одна непрерывная область, так и две отдельные области.

Как уже сказано, пределы были получены для двух отдельных случаев. В первом случае пределы ставятся на каждый параметр, положив остальные равными нулю. Эти пределы называются «1D» пределами.

Во втором случае, вычисляется 95% доверительный контур для обоих аТГС параметров с помощью применения одновременного фитирования, таким образом получаются доверительные интервалы с 95% уровнем достоверности в «2D» фазовом пространстве.

Двумерные пределы получены следуя тому же методу, который применён и для одномерных пределов. Сперва была найдена величина наилучшего результата фитирования в двумерном параметрическом пространстве аТГС. Начиная с этой точки двумерные пределы были получены сканированием на плоскости вдоль радиальных линий, следуя от значения наилучшего результата фитирования. 95% доверительный контур — это контур, соединяю-

щий набор точек, которые соответствуют 95% пределам, полученным на множестве вышеупомянутых радиальных линий.

4.3 Результаты и сравнение с результатами предыдущих экспериментов

Пределы определяются как величины аTGC параметров, которые отделяют центральные 95% интеграла распределения правдоподобия. Полученные разрешённые области для аномальных параметров вершин $Z\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma$ приведены в Таблице 4.2 для анализа данных 2011 года и в Таблице 4.3 для анализа данных 2012 года. Эти результаты также были сравнены на рисунках 4.3 и 4.4 для неунитаризированного и унитаризированного случаев соответственно: между собой [12, 13], с последними результатами эксперимента CMS [9, 103–105] и с лучшими результатами экспериментов ускорителя ТэВатрон [5].

Процессы	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ и $pp \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$	
Λ	∞	
	измерение с 95% У.Д.	ожидание с 95% У.Д.
h_3^γ	$(-1.5 \times 10^{-2}, 1.6 \times 10^{-2})$	$(-1.7 \times 10^{-2}, 1.8 \times 10^{-2})$
h_3^Z	$(-1.3 \times 10^{-2}, 1.4 \times 10^{-2})$	$(-1.5 \times 10^{-2}, 1.6 \times 10^{-2})$
h_4^γ	$(-9.4 \times 10^{-5}, 9.2 \times 10^{-5})$	$(-1.0 \times 10^{-4}, 1.0 \times 10^{-4})$
h_4^Z	$(-8.7 \times 10^{-5}, 8.7 \times 10^{-5})$	$(-9.7 \times 10^{-5}, 9.7 \times 10^{-5})$
Λ	3 ТэВ	
	измерение с 95% У.Д.	ожидание с 95% У.Д.
h_3^γ	$(-2.3 \times 10^{-2}, 2.4 \times 10^{-2})$	$(-2.7 \times 10^{-2}, 2.8 \times 10^{-2})$
h_3^Z	$(-1.8 \times 10^{-2}, 2.0 \times 10^{-2})$	$(-2.2 \times 10^{-2}, 2.4 \times 10^{-2})$
h_4^γ	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.6 \times 10^{-4})$	$(-4.3 \times 10^{-4}, 4.2 \times 10^{-4})$
h_4^Z	$(-3.1 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4})$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.6 \times 10^{-4})$

Таблица 4.2. Наблюдаемые и ожидаемые одномерные пределы на h_3^V и h_4^V (где $V=\gamma, Z$), полученные из анализа данных 2011 года. Применено допущение, что превышение в данных над предсказаниями фона происходит исключительно благодаря h_3^V и h_4^V . Для каждой строки все другие 3 параметра положены нулю.

Пределы на каждый аTGC параметр получены с использованием одномерного фитирования профиля правдоподобия при условии, что остальные параметры положены равными их значениям в СМ. Пределы на каждую пару аTGC параметров оценивались тем же методом.

Контуры 95% доверительного уровня в двухпараметрическом аTGC пространстве, соответствующие масштабному фактору «новой физики» $\Lambda = \infty$, показаны соответственно в плоскостях (h_3^γ, h_4^γ) и (h_3^Z, h_4^Z) на рисунке 4.5 для анализа данных 2011 года и на рисунке 4.6 для анализа данных 2012 года. Горизонтальная и вертикальная линии внутри каждого

Процессы		$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ и $pp \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$
Λ		∞
	измерение с 95% У.Д.	ожидаемое с 95% У.Д.
h_3^γ	$(-9.5 \times 10^{-4}, 9.9 \times 10^{-4})$	$(-1.8 \times 10^{-3}, 1.8 \times 10^{-3})$
h_3^Z	$(-7.8 \times 10^{-4}, 8.6 \times 10^{-4})$	$(-1.5 \times 10^{-3}, 1.5 \times 10^{-3})$
h_4^γ	$(-3.2 \times 10^{-6}, 3.2 \times 10^{-6})$	$(-6.0 \times 10^{-6}, 5.9 \times 10^{-6})$
h_4^Z	$(-3.0 \times 10^{-6}, 2.9 \times 10^{-6})$	$(-5.5 \times 10^{-6}, 5.4 \times 10^{-6})$
Λ		4 ТэВ
	измерение с 95% У.Д.	ожидаемое с 95% У.Д.
h_3^γ	$(-1.6 \times 10^{-3}, 1.7 \times 10^{-3})$	$(-3.0 \times 10^{-3}, 3.1 \times 10^{-3})$
h_3^Z	$(-1.3 \times 10^{-3}, 1.4 \times 10^{-3})$	$(-2.5 \times 10^{-3}, 2.6 \times 10^{-3})$
h_4^γ	$(-1.2 \times 10^{-5}, 1.1 \times 10^{-5})$	$(-2.2 \times 10^{-5}, 2.1 \times 10^{-5})$
h_4^Z	$(-1.0 \times 10^{-5}, 1.0 \times 10^{-5})$	$(-1.9 \times 10^{-5}, 1.9 \times 10^{-5})$

Таблица 4.3. Наблюдаемые и ожидаемые одномерные пределы на h_3^V и h_4^V (где $V=\gamma, Z$), полученные из анализа данных 2012 года. Применено допущение, что превышение в данных над предсказаниями фона происходит исключительно благодаря h_3^V и h_4^V . Для каждой строки все другие 3 параметра положены нулю.

контура соответствует пределам полученным процедурой однопараметрического фитирования ранее, а эллипсы отражают корреляции между однопараметрическими фитированиями. Поскольку вся чувствительность измерения аТГС содержится в отдельном измерении сечения $Z\gamma$ в области высокого E_T^γ , отношение правдоподобий, использованное для получения двухмерных пределов, имеет одну эффективную степень свободы. Поэтому результаты, полученные для частотных аТГС пределов однопараметрическим фитированием идентичны соответствующим пределам, полученным двухпараметрическим фитированием в точках, где второй аТГС параметр равен нулю, как показано на рисунках 4.5 и 4.6 соответственно для анализов данных 2011 и 2012 годов.

4.4 Выводы

С эры БЭПК1 (LEP1), начала 90-х годов 20 века, до начавшейся совсем недавно эры БАК, эксперименты получали пределы на аномальные тройные вершины. Тогда как чувствительность LEP к заряженным вершинам была очень высокой, так как пределы на заряженные вершины LEP до сих пор лучше пределов БАК при энергии столкновений 7 ТэВ, это было совсем не так для нейтральных вершин из-за ограниченной статистики. Поэтому результаты БАК по нейтральным аномальным вершинам очень важны. Пределы на нейтральные аномальные вершины на LEP были, в основном, получены с использованием полярных углов θ_γ и θ_Z в качестве изучаемой величины для финального состояния $Z\gamma$ [1–3]. На адронных кол-

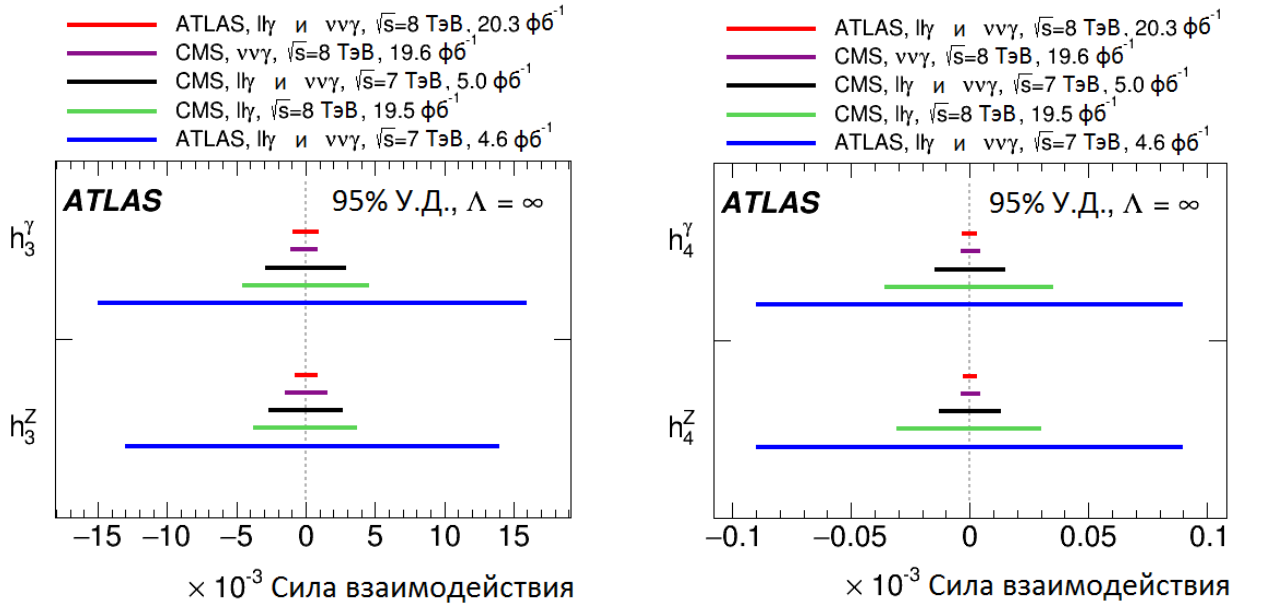


Рисунок 4.3. Неунитаризированные интервалы 95% У.Д. для аномальных взаимодействий, полученные из результатов эксперимента ATLAS на основе анализов данных 2011 и 2012 годов и результатов эксперимента CMS для нейтральных аTGC параметров h_3^γ , h_3^Z (слева) и h_4^γ , h_4^Z (справа), получаемых в случае событий $Z\gamma$.

лайдерах пределы на аномальные взаимодействия были получены с использованием массы всей системы или p_T фотона [5–7, 12, 87, 88, 106].

В качестве основного вывода из результатов, показанных таблицах 4.2 и 4.3, а также на рисунках 4.3 и 4.4, можно отметить, что в работе были получены наилучшие пределы на аномальные вершины типа $VZ\gamma$. В то же время эти пределы значительно хуже теоретически предсказанных в 1.3.4 значений для данных констант связи, появляющихся от петлевых поправок. Это говорит о том, что на данный момент экспериментальная чувствительность ниже той чувствительности, что требуется чтобы почувствовать «новую физику», которая, следуя вычислениям, ожидается на порядке $O(10^{-5})$.

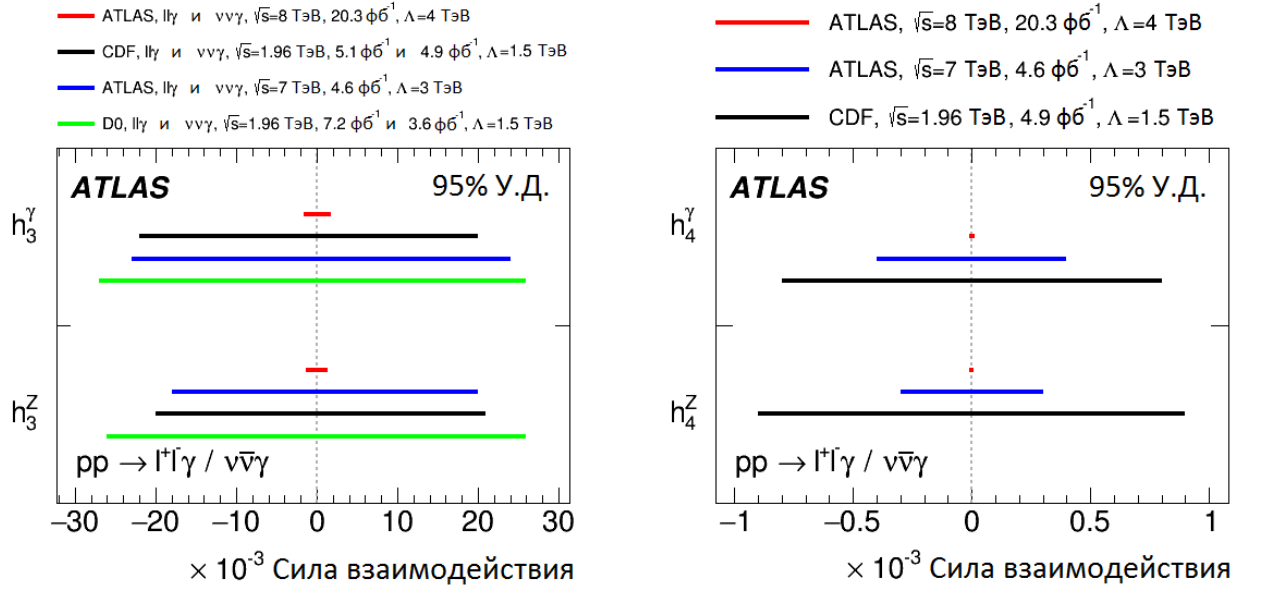


Рисунок 4.4. Унитаризированные интервалы 95% У.Д. для аномальных взаимодействий, полученные из результатов эксперимента ATLAS на основе анализов данных 2011 и 2012 годов, результатов эксперимента CMS и результатов эксперимента CDF (Tevatron) для нейтральных aTGC параметров h_3^γ , h_3^Z (слева) и h_4^γ , h_4^Z (справа), получаемых в случае событий $Z\gamma$.

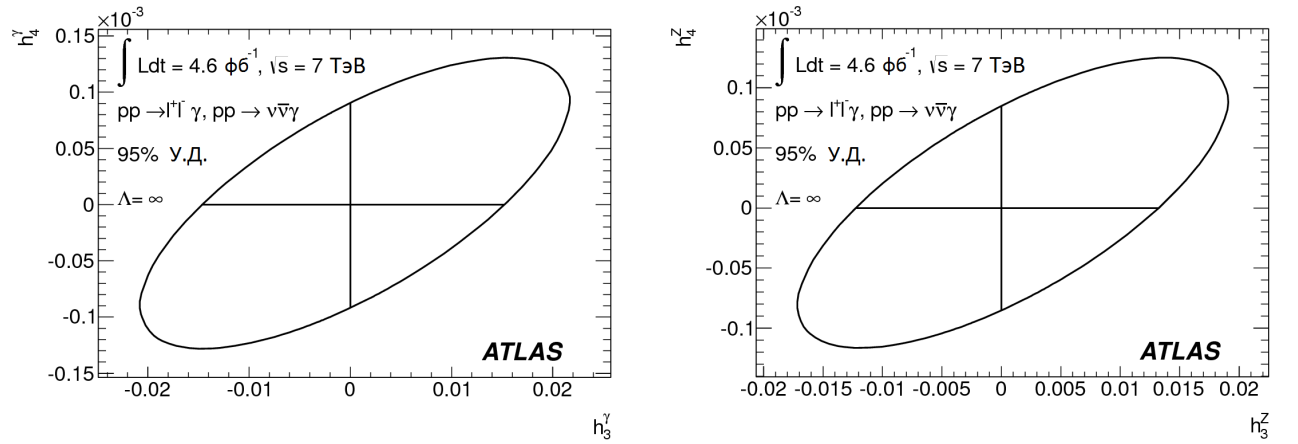


Рисунок 4.5. Наблюдаемые контуры 95% У.Д., показанные в двухпараметрических плоскостях для пар аномальных взаимодействий h_3^γ и h_4^γ (слева), h_3^Z и h_4^Z (справа), соответствующих масштабу «новой физики», равному бесконечности (неунитарному случаю) для анализа данных 2011 года. Горизонтальная и вертикальная линии внутри каждого контура соответствуют пределам, полученным процедурой однопараметрического фитирования, эллипсы отражают корреляции между однопараметрическими фитированиями.

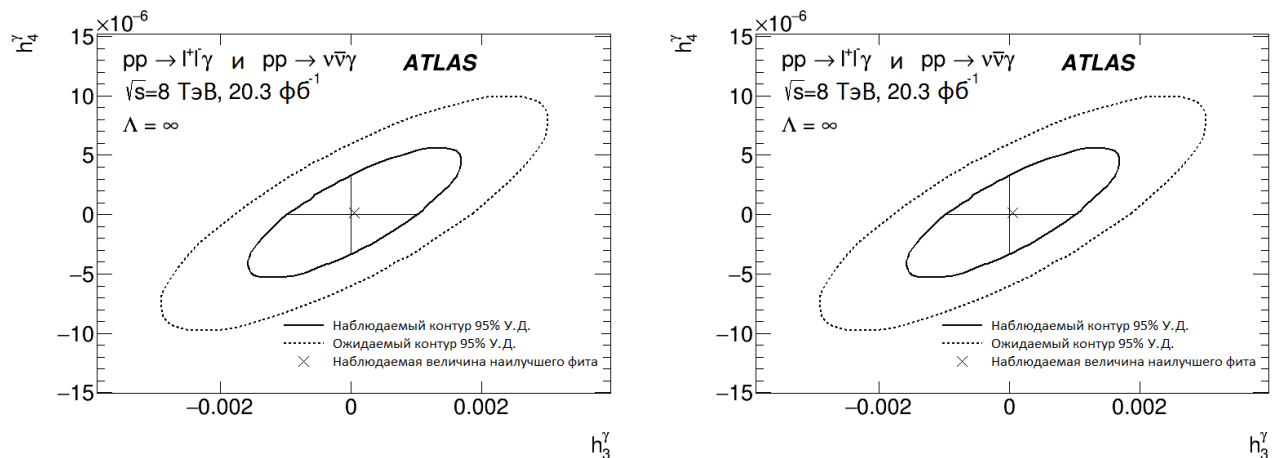


Рисунок 4.6. Наблюдаемые (сплошная линия) и ожидаемые (прерывистая линия) контуры 95% У.Д., показанные в двухпараметрических плоскостях для пар аномальных взаимодействий h_3^γ и h_4^γ (слева), h_3^Z и h_4^Z (справа), соответствующих масштабу «новой физики», равному бесконечности (неунитарному случаю) для анализа данных 2012 года. Горизонтальная и вертикальная линии внутри каждого контура соответствуют пределам, полученным процедурой однопараметрического фитирования, эллипсы отражают корреляции между однопараметрическими фитированиями. Крест внутри каждого контура соответствует наблюдаемой величине наилучшего результата фитирования.

Заключение

Целью работы было определение сечений ассоциированного рождения Z бозона с фотоном при энергиях столкновений, равных 7 и 8 ТэВ, и поиск аномальных тройных вершин взаимодействий калибровочных бозонов $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$, а в случае их отсутствия — установление верхних пределов на их константы связи.

Для достижения поставленных целей в результате проведенной работы были получены следующие результаты:

1. Был разработан метод измерения эффективности идентификации фотонов из данных на основе чистого набора фотонов от излучательного распада Z бозона для условий эксперимента ATLAS. Были получены значения эффективности как функция от p_T фотонов для нескольких категорий фотонов, отличающихся направлением (по η) и способом регистрации (с конверсией в электрон-позитронную пару или без конверсии).
2. На основе анализа данных от протон-протонных столкновений с энергиями в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ были получены сечения ассоциированного рождения Z бозона и фотона с последующим распадом Z в нейтринную моду.
 - Для 7 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно $\sigma = 0.133 \pm 0.013(\text{стат.})_{-0.020}^{+0.020}(\text{сист.}) \pm 0.005(\text{свет.})$ пбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) — $\sigma = 0.116 \pm 0.010(\text{стат.})_{-0.013}^{+0.013}(\text{сист.}) \pm 0.004(\text{свет.})$ пбн.
 - Для 8 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно $\sigma = 68 \pm 4(\text{стат.})_{-32}^{+33}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$ фбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) — $\sigma = 43 \pm 2(\text{стат.})_{-10}^{+10}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$ фбн.

Измеренные сечения согласуются с предсказаниями Стандартной модели в пределах погрешностей.

3. Были получены наилучшие на момент написания диссертации пределы на параметры эффективного лагранжиана аномальных трёхбозонных вершин $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ (h_3^Z , h_3^γ , h_4^Z и h_4^γ) как для случая сохранения, так и для случая нарушения унитарности на основе данных эксперимента ATLAS с энергиями столкновений в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ.

Благодарности

В заключение я хотел бы поблагодарить коллектив кафедры № 40 «Физика элементарных частиц» и особенно коллектив научной группы ATLAS за созданную плодотворную атмосферу, располагающую к занятию научными исследованиями и побуждающую написать диссертацию.

Особенную благодарность хочу выразить моему научному руководителю А.С. Романюку за его мудрые наставления, а также за терпение и важные замечания по работе и написанию текста диссертации.

Кроме того, хочу выразить большую благодарность К.М. Белоцкому, С.Г. Рубину, М.Ю. Хлопову и Ю.Б. Гурову за поддержку и ценные советы на протяжении всей моей учёбы и работы на кафедре.

Также очень хочу отметить и своих иностранных коллег, это: Z. Liang, B. Auerbach и D. Froidevaux. Хочу поблагодарить их за поддержку и неоценимую помощь по научной работе в такой большой коллаборации, как ATLAS.

Не хочу обойти вниманием и моих ушедших старших коллег, которые сделали многое для становления меня как физика-исследователя, это В.М. Емельянов и Б.А. Долгошеин. Я вас считаю своими учителями...

Я благодарен всему коллективу кафедры за дружескую поддержку, готовность всегда выслушать и помочь, а также за постоянное содействие в работе.

Литература

1. The LEP Collaborations: ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, the LEP Electroweak Working Group. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model: Tech. Rep.: CERN-PH-EP/2006-042: CERN, 2006.
2. Abdallah J. et al. [DELPHI Collaboration]. Study of triple-gauge-boson couplings ZZZ , $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ at LEP // Eur. Phys. J. C. 2007. T. 51. C. 525–542.
3. Achard P. et al. [L3 Collaboration]. Study of triple-gauge-boson couplings ZZZ , $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ at LEP // Phys. Lett. B. 2004. T. 597. C. 119–130.
4. Abbiendi G. et al. [OPAL Collaboration]. Search for Trilinear Neutral Gauge Boson Couplings in Z-gamma production at $\sqrt{s}=189\text{GeV}$ at LEP // Eur. Phys. J. C. 2000. T. 17. C. 553–566.
5. Aaltonen T. et al. [CDF Collaboration]. Limits on Anomalous Trilinear Gauge Couplings in $Z\gamma$ Events from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$ // Phys. Rev. Lett. 2011. T. 107. c. 051802.
6. Abazov V. et al. [D0 Collaboration]. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ production cross section and limits on anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ couplings in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$ // Phys. Rev. Lett. 2009. T. 102. c. 201802.
7. Abazov V. et al. [D0 Collaboration]. $Z\gamma$ production and limits on anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ couplings in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96\text{ TeV}$ // Phys. Rev. D. 2012. T. 85. c. 052001.
8. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of the production cross section for $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ and limits on $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ triple gauge boson couplings // JHEP. 2013. T. 1310. c. 164.
9. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of the Z gamma to nu nu-bar gamma production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ and limits on anomalous Z-Z-gamma and Z-gamma-gamma trilinear gauge boson couplings // Submitted to Phys. Lett. B. 2016.
10. Grazzini M., Kallweit S. and Rathlev D. $W\gamma$ and $Z\gamma$ production at the LHC in NNLO QCD // JHEP. 2015. T. 1007. c. 085.

11. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using 4.9 fb^{-1} of pp collision data collected in 2011: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2012-123: CERN, 2012.
12. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurements of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=7\text{ TeV}$ with the ATLAS Detector at the LHC // Phys.Rev. D. 2013. T. 87. c. 112003.
13. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=8\text{ TeV}$ with the ATLAS Detector // Phys.Rev. D. 2016. T. 93. c. 112002.
14. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки / под ред. Ансельма А.А. М.: Наука, 1990.
15. Емельянов В.М. Стандартная модель и её расширения / под ред. Ярунина В.С. М.: Физматлит, 2007.
16. Baak M. et al. The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC // Eur. Phys. J. C. 2012. T. 72. c. 2205.
17. Englert F., Brout R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons // Phys. Rev. Lett. 1964. T. 13. C. 321–323.
18. Higgs P.W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons // Phys. Rev. Lett. 1964. T. 13. C. 508–509.
19. Wilson F.L. Fermi’s theory of Beta Decay // AJP. 1968. T. 36. C. 1150–1160.
20. Wu C., Ambler E., Hayward R., Hoppes D., and Hudson R. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay // Phys. Rev. 1957. T. 105. C. 1413–1414.
21. Salam A., Ward J.C. Electromagnetic and weak interactions // Phys. Lett. 1964. T. 13. C. 168–171.
22. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2012. T. 716. C. 1–29.
23. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. B. 2012. T. 716. C. 30–61.
24. Tevatron Electroweak Working Group, for the CDF Collaboration, D0 Collaboration. 2012 Update of the Combination of CDF and D0 Results for the Mass of the W Boson: Tech. Rep.: FERMILAB-TM-2532-E: Fermilab, 2012.
25. Particle Data Group Collaboration. Review of Particle Physics (RPP) // Chin. Phys. C. 2014. T. 38. c. 090001.

26. The LEP Collaborations: ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, the LEP Electroweak Working Group. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model: Tech. Rep.: CERN-PH-EP/2005-051: CERN, 2005.
27. Lykken J.D. Beyond the Standard Model: Tech. Rep.: FERMILAB-CONF-10-103-T: Fermilab, 2010.
28. Бронников К.А., Рубин С.Г. Лекции по гравитации и космологии / под ред. Беркова А.В. М.: МИФИ, 2008.
29. Hewett J.L., Takeuchi T. and Thomas S. Indirect Probes of New Physics: Tech. Rep.: SLAC-PUB-7088, CERN-TH/96-56: SLAC, 1996.
30. Gaemers K.J.F. and Gounaris G.J. Polarization amplitudes for $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ and $e^+ e^- \rightarrow ZZ // Z$. *fur Physik C*. 1979. T. 1. C. 259–268.
31. Hagiwara K., Peccei R., Zeppenfeld D., and Hikasa K. Probing the Weak Boson Sector in $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^- // Nucl.Phys.B. 1987. T. 282. c. 253.$
32. Gounaris G.J., Layssac J. and Renard F.M. New and standard physics contributions to anomalous Z and gamma self-couplings // *Phys. Rev. D*. 2000. T. 62. c. 073013.
33. Choudhury D., Dutta S., Rakshit S. and Rindani S. Trilinear Neutral Gauge Boson Couplings // *Int.J.Mod.Phys. A*. 2001. T. 16. C. 4891–4910.
34. Baur U. and Berger E.L. Probing the weak-boson sector in Zgamma production at hadron colliders // *Phys. Rev. D*. 1993. T. 47. c. 4889.
35. Landau L.D. On the angular momentum of a system of two photon // *Dokl. Akad. Nauk. Ser. Fiz*. 1948. T. 60. C. 207–209.
36. Yang C.N. Selection Rules for the Dematerialization of a Particle into Two Photons // *Phys. Rev*. 1950. T. 77. c. 242.
37. Cornwall J.M., Levin D.N. and Tiktopoulos G. Uniqueness of Spontaneously Broken Gauge Theories // *Phys. Rev.D*. 1973. T. 30, № 25. c. 1268.
38. Hofstadter R. Electron Scattering and Nuclear Structure // *Rev. Mod. Phys*. 1956. T. 28. c. 214.
39. Baur U. and Zeppenfeld D. Unitarity constraints on the electroweak three vector boson vertices // *Phys. Lett. B*. 1988. T. 201, № 3. c. 383.
40. Baur U., Han T. and Ohnemus J. QCD corrections and anomalous couplings in Zgamma production at hadron colliders // *Phys. Rev. D*. 1998. T. 57. c. 2823.

41. Barroso A., Boudjema F., Cole J., and Dombey N. QCD corrections and anomalous couplings in Zgamma production at hadron colliders // Z. Phys. C. 1985. T. 28. c. 149.
42. Evans L. and Bryant P. LHC Machine // JINST. 2008. T. 3. c. S08001.
43. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. 2008. T. 3. c. S08003.
44. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. The CMS experiment at the CERN LHC // JINST. 2008. T. 3. c. S08004.
45. Aamodt K. et al. [ALICE Collaboration]. The ALICE experiment at the CERN LHC // JINST. 2008. T. 3. c. S08002.
46. Alves Jr A.A. et al. [LHCb Collaboration]. The LHCb experiment at the CERN LHC // JINST. 2008. T. 3. c. S08005.
47. Antchev G. et al. [TOTEM Collaboration]. Luminosity-independent measurements of total, elastic and inelastic cross-sections at $\sqrt{s} = 7$ TeV // EPL. 2013. T. 101. c. 21004.
48. Antchev G. et al. [TOTEM Collaboration]. A luminosity-independent measurement of the proton-proton total cross-section at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2013. T. 111. c. 012001.
49. Ragusa F. and Rolandi L. Tracking at LHC // New J. Phys. 2007. T. 9. c. 336.
50. Aharrouche M. et al. Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam // Nucl. Inst. Meth. 2006. T. A568. C. 601–623.
51. Duckeck G. et al. ATLAS computing: Technical Design Report: Tech. Rep.: CERN-LHCC-2005-022: CERN, 2005.
52. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. The ATLAS Simulation Infrastructure // Eur.Phys.J. C. 2010. T. 70. c. 823.
53. Cranmer K. The ATLAS analysis architecture // Nucl.Phys.Proc.Suppl. 2008. T. 177-178. c. 126.
54. Root - an object oriented data analysis framework. <http://root.cern.ch/>.
55. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC // Eur. Phys. J. C. 2011. T. 71. c. 1630.
56. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC // Eur. Phys. J. C. 2013. T. 73. c. 2518.
57. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. The ATLAS Simulation Infrastructure // Eur. Phys. J. C. 2010. T. 70. c. 823.

58. Agostinelli S. et al. GEANT4: A simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. T. 506. C. 250–303.
59. Gleisberg T., Hoeche S., Krauss F. et al. Event generation with SHERPA 1.1 // JHEP. 2009. T. 0902. c. 007.
60. Nadolsky P.M. et al. Implications of CTEQ global analysis for collider observables // Phys. Rev. D. 2008. T. 78. c. 013004.
61. Lai H., Guzzi M., Huston J. et al. New parton distributions for collider physics // Phys.Rev. 2010. T. D82. c. 074024.
62. Frixione S., Nason P. and Oleari C. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method // JHEP. 2007. T. 0711. c. 070.
63. Mangano M.L., Moretti M., Piccinini F. et al. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions // JHEP. 2003. T. 0307. c. 001.
64. Corcella G., Knowles I.G, Marchesini G. et al. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) // JHEP. 2001. T. 0101. c. 010.
65. Butterworth J.M., Forshaw J.R., Seymour M.H. Multiparton interactions in photoproduction at HERA // Z. fur Physik C. 1996. T. 72. C. 637–646.
66. Pumplin J. et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis // JHEP. 2002. T. 0207. c. 012.
67. Sjostrand T., Mrenna S. and Skands P.Z. PYTHIA 6.4 physics and manual // JHEP. 2006. T. 0605. c. 026.
68. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Performance of primary vertex reconstruction in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment: ATLAS-CONF-2010-069. 2010. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1281344>.
69. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment: ATLAS-CONF-2012-042. 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1435196>.
70. Meloni F. et al. Vertexing Performance Data vs MC comparison for LPCC: ATL-COM-PHYS-2011-1312. 2011. URL: <https://cds.cern.ch/record/1386234>.
71. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Vertex reconstruction plots: ATL-COM-PHYS-2012-474. 2013. URL: <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/IDTRACKING/PublicPlots/COM-PHYS-2012-474/>.

72. Lampl W. et al. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and performance.: ATLLARG-PUB-2008-002, ATL-COM-LARG-2008-003. 2008. URL: <https://cds.cern.ch/record/1099735>.
73. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung: ATLAS-CONF-2012-047. 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1449796>.
74. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton–proton collision data // Eur. Phys. J. C. 2012. T. 72. c. 1909.
75. Cacciari M., Salam G.P. and Soyez G. The Catchment Area of Jets // JHEP. 2008. T. 0804. c. 005.
76. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. D. 2011. T. 83. c. 052005.
77. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data // Eur. Phys. J. C. 2014. T. 74. c. 3130.
78. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data // Eur. Phys. J. C. 2014. T. 74. c. 3071.
79. Cacciari M., Salam G.P. and Soyez G. The anti- k_t jet clustering algorithm // JHEP. 2008. T. 0804. c. 063.
80. Cacciari M. and Salam G.P. Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder // Phys. Lett. B. 2006. T. 641. C. 57–61.
81. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2013. T. 73. c. 2304.
82. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Monte Carlo Calibration and Combination of In-situ Measurements of Jet Energy Scale, Jet Energy Resolution and Jet Mass in ATLAS: ATLAS-CONF-2015-037. 2015. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/2044941>.
83. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS // Eur. Phys. J. C. 2012. T. 72. c. 1844.
84. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton–Proton Collisions recorded in 2012 at $\sqrt{s} = 8$ TeV: ATLAS-CONF-2013-082. 2013. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1570993>.

85. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using 35 pb⁻¹ of ATLAS data // Phys. Lett. B. 2011. T. 706. c. 150.
86. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurement of the isolated diphoton cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. D. 2012. T. 85. c. 012003.
87. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2011. T. 1109. c. 072.
88. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV and limits on anomalous triple gauge couplings with the ATLAS detector // Phys. Lett. B. 2012. T. 717. C. 49–69.
89. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC: ATLAS-CONF-2012-168. 2012. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1499625>.
90. et al. [ATLAS Collaboration] Aad G. Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow Z\gamma$ decay mode with pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV: ATLAS-CONF-2013-009. 2013. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1523683>.
91. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Search for high-mass diphoton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. D. 2015. T. 92. c. 032004.
92. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. C. 2012. T. 72. c. 2157.
93. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Performance of the ATLAS Electron and Photon Trigger in p-p Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2011: ATLAS-CONF-2012-048. 2012. URL: <http://cds.cern.ch/record/1450089/>.
94. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton–proton collision data: ATLAS-CONF-2014-032. 2014. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1706245>.
95. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton–proton collision data recorded with the ATLAS detector: ATLAS-CONF-2011-063. 2011. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1345743>.
96. Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. ATLAS Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV: ATLAS-CONF-2011-046. 2011. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1338575>.
97. Campbell J.M., Ellis R.K. and Williams C. Vector boson pair production at the LHC // JHEP. 2011. T. 1107. c. 018.

98. Campbell J.M., Ellis R.K., Giele W. and Williams C. MCFM v7.0 - A Monte Carlo for FeMtobarn processes at Hadron Colliders: Users Guide. 2015. URL: <http://mcfm.fnal.gov/mcfm.pdf>.
99. Harland-Lang L.A., Martin A.D., Motylinski P. and Thorne R.S. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs // Eur. Phys. J. C. 2015. T. 75. c. 204.
100. <http://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/work-packages/mathlibs/minuit/>.
101. D'Agostini G. A Multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem // Nucl. Instrum. Meth. A. 1995. T. 362. C. 487–498.
102. Feldman G.J. and Cousins R.D. A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals // Phys.Rev.D. 1998. T. 57. C. 3873–3889.
103. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of the $W\gamma$ and $Z\gamma$ inclusive cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on anomalous triple gauge boson couplings // Phys. Rev. D. 2013. T. 89. c. 092005.
104. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of the production cross section for $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ triple gauge boson couplings // JHEP. 2013. T. 1310. c. 164.
105. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of the $Z\gamma$ Production Cross Section in pp Collisions at 8 TeV and Search for Anomalous Triple Gauge Boson Couplings // JHEP. 2015. T. 1504. c. 164.
106. Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Lett. B. 2011. T. 5. C. 535–555.