

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

На правах рукописи

Краснопевцев Димитрий Васильевич

**РОЖДЕНИЕ $Z\gamma\gamma$ С ПОСЛЕДУЮЩИМ РАСПАДОМ Z НА НЕЙТРИНО И
АНТИНЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS И АНОМАЛЬНЫЕ
ВЕРШИНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧЕТЫРЕХ НЕЙТРАЛЬНЫХ БОЗОНОВ**

Специальность 01.04.23 —
«Физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Автор:

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук,
НИЯУ МИФИ,
ведущий научный сотрудник
Романюк Анатолий Самсонович

Москва — 2017

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Теория	12
1.1 Стандартная модель в физике элементарных частиц	12
1.2 Электрослабый сектор Стандартной модели	15
1.2.1 Лагранжиан электрослабого сектора Стандартной модели	15
1.2.2 Мульти-бозонные взаимодействия	18
1.3 Аномальные вершины взаимодействия калибровочных бозонов	20
1.3.1 Физика вне рамок Стандартной модели	20
1.3.2 Эффективная теория поля	21
1.4 Рождение $Z\gamma\gamma$ состояний и соответствующие аномальные вершины взаимодействия	21
1.5 Порядки теории возмущения	24
Глава 2. Большой адронный коллайдер и эксперимент ATLAS как инструмент исследования рождения $Z\gamma\gamma$ состояний	26
2.1 Большой адронный коллайдер	26
2.2 Эксперимент ATLAS	29
2.2.1 Измерение координат и импульсов частиц	30
2.2.2 Внутренний детектор	32
2.2.3 Калориметры	33
2.2.4 Мюонный спектрометр	35
2.2.5 Системы триггеров и сбора данных	37
Глава 3. Трековый детектор переходного излучения эксперимента ATLAS	39
3.1 Принцип работы детектора. Ионизация и переходное излучение.	40
3.2 Схема и настройка детектора	43
3.2.1 Схема детектора	43
3.2.2 Считывание сигнала и электроника	45
3.2.3 Настройка положения детектора	46
3.2.4 Эффективность работы детектора и калибровки	47
3.2.5 Идентификация частиц в ТДПИ	53
3.3 Работа детектора в условиях высокой загрузки	55
3.3.1 Основные трековые характеристики	57
3.3.2 Восстановление треков внутри адронных струй в ТДПИ	59
3.4 Оптимизация ошибок пространственных измерений	64
3.5 Вычислительные ресурсы	72

3.6	Выводы	73
Глава 4. Получение сечения рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами в детекторе ATLAS		
		75
4.1	Отбор $Z\gamma\gamma$ событий с нейтринной модой распада бозона	75
4.1.1	Наборы экспериментальных данных и моделирования	76
4.1.2	Определение кандидатов частиц конечного состояния $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий на Большом адронном коллайдере	77
4.1.3	Отбор $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий	80
4.1.4	Определение и расчет фона для $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий	81
4.1.5	Эффективность отбора $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий	90
4.2	Сечение рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий	93
4.2.1	Фазовое пространство для расчета сечения	93
4.2.2	Расчет сечения рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$	93
4.2.3	Теоретические предсказания	95
Глава 5. Аномальные вершины взаимодействия четырех нейтральных бозонов		
		97
5.1	Эффективная теория поля и константы взаимодействия для нейтральных вершин	97
5.2	Фазовое пространство и отбор событий	100
5.3	Получение пределов	101
5.4	Нарушение унитарности матрицы рассеяния	103
5.5	Сравнение результатов с другими экспериментами	104
Заключение		107
Список литературы		109
Список рисунков		117
Список таблиц		122

Аннотация

Диссертация посвящена исследованию ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов ($Z\gamma\gamma$) в протон-протонных столкновениях и поиску аномальных вершин взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов, не предсказанных в Стандартной модели (СМ).

Данный процесс относится к электрослабому сектору СМ. В работе было рассмотрено рождение $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z в нейтрино и антинейтрино всех трех ароматов. Для анализа были использованы реальные данные с интегральной светимостью 20.3 fb^{-1} , полученные в эксперименте ATLAS на Большом адронном коллайдере за 2012 год при энергии сталкивающихся протонных пучков 8 ТэВ.

В результате впервые в протон-протонных столкновениях было измерено сечение ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов, с последующим распадом Z в нейтрино и антинейтрино. Результаты исследования демонстрируют согласие экспериментальных данных с предсказаниями СМ. Отобранные сигнальные события были использованы для получения ограничений на параметры, описывающие взаимодействие четырех нейтральных калибровочных бозонов в аномальных вершинах вида $Z\gamma\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$.

Введение

Общепринятой теорией, которая описывает взаимодействия возникающие между элементарными частицами, является Стандартная модель (СМ). Хотя предсказания СМ нашли свои подтверждения с высокой точностью во многих экспериментах, эта модель не окончательна. Она, например, не содержит описания гравитации и частиц темной материи. Кроме этого, СМ не отвечает на ряд фундаментальных вопросов, касающихся иерархии масс элементарных частиц, барионной асимметрии Вселенной, природы бегущих констант и т.д. Этот факт позволяет предполагать существование более точной и полной теории, проявления которой могут быть найдены в редких процессах рождения частиц на современных ускорителях, где достигается рекордно высокая энергия сталкивающихся частиц. По этой причине современные глобальные задачи по физике элементарных частиц направлены на проверку предсказаний СМ на максимально доступной энергетической шкале и на поиск физики вне рамок СМ.

Данная диссертация описывает результаты исследований, проведенных в обоих направлениях. С одной стороны, она содержит описание измерения сечения редкого ассоциированного рождения векторных бозонов, ожидаемого в СМ, а с другой — поиск проявлений «Новой физики» через возможное отклонение результатов исследования от теоретических предсказаний. Физическому анализу данных предшествует методическая часть, связанная с изучением эффективности регистрации треков заряженных частиц в детекторе, участвующем в поиске сигнального процесса.

Исследуемый в данной работе физический процесс относится к электрослабому сектору СМ, а именно, рождению мультибозонных состояний в протон-протонных столкновениях. Изучение ассоциированного рождения W , Z и γ частиц является эффективным инструментом для проверки СМ с высокой точностью. Данное направление исследований представляет высокий интерес и активно разрабатывается в ускорительных экспериментах. Эти процессы являются крайне чувствительными к проявлениям новых взаимодействий, даже если частицы, переносчики этих взаимодействий, имеют массу больше, чем энергия достижимая на современных установках.

Процесс ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов ($Z\gamma\gamma$) мало изучен в предыдущих экспериментах из-за крайне низкой вероятности его появления. Первые и единственные измерения были проведены с использованием электрон-позитронных столкновений в экспериментах на Большом электрон-позитронном коллайдере (Large Electron-Positron collider, LEP), где были измерены сечения рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z бозона в адроны и нейтрино [1; 2] и установлены верхние пределы на значения сечений рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z в заряженные лептонные пары: $e^+e^-\mu^+\mu^-$ [3]. Наиболее точное значение сечения рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z на нейтрино было получено на энергии столкновения электронов и позитронов 183 ГэВ и составило 0.27 ± 0.09 пб.

В этих физических исследованиях также были предприняты первые попытки поиска аномальных вершин взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов, которые могли бы свидетельствовать о наличии вклада «Новой физики» в процессы рождения $Z\gamma\gamma$. В итоге были установлены пределы на ряд параметров лагранжиана, описывающих взаимодействия четырех

калибровочных бозонов в аномальных вершинах [2; 4]. Результаты были получены для энергии электрон-позитронных столкновений до 183 ГэВ, что существенно меньше энергии столкновения частиц на Большом адронном коллайдере (БАК). Поскольку вклад аномальных вершин в процесс рождения $Z\gamma\gamma$ растет с увеличением энергии столкновений частиц на коллайдере, данные от БАК позволяют улучшить более чем на порядок ограничения на аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов.

К 2012 году на БАК было набрано достаточно статистики для изучения ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов при энергии протонных столкновений 8 ТэВ [5]. Адронный канал распада Z бозона имеет наибольшее сечение, однако, это преимущество не может быть использовано в протон-протонных столкновениях, где возникает большой фон от адронных струй (jets). В диссертации рассматривается рождение $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z бозона на нейтрино и антинейтрино трех ароматов (нейтринный канал распада): $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma\gamma$. Экспериментальное измерение сечения данного процесса в экспериментах по столкновению адронов, в том числе на БАК, на момент написания данной работы не производилось. Вероятность нейтринного канала распада Z приблизительно в 3 раза превышает суммарную вероятность распада в заряженные лептоны [6]. Данное обстоятельство значительно увеличивает статистику для сигнала, улучшает ожидаемое отношение сигнальных событий к фоновым и делает это исследование наиболее перспективным для изучения запрещенных в СМ аномальных вершин взаимодействия четырех калибровочных нейтральных бозонов на адронных экспериментах.

Таким образом, основной **целью** данной работы является: измерение сечения рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z на нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях и поиск аномальных вершин взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов.

Кроме этого, на этапе подготовки к физическому анализу данных проводилось изучение характеристик одной из центральных трековых систем, входящей в состав эксперимента ATLAS, а именно Трекового Детектора Переходного Излучения (ТДПИ) [7]. Физические исследования на БАК опираются на точное знание характеристик всех систем эксперимента, которые меняются в зависимости от загрузки. Не всегда вклад фонов может быть оценен из данных, в таких случаях для этой цели используется моделирование. Поэтому критическим моментом является проверка и коррекция результатов моделирования в соответствии с реальными данными. В настоящем исследовании моделирование также используется для оценки эффективности восстановления $Z\gamma\gamma$ событий в эксперименте ATLAS.

ТДПИ вносит вклад в восстановление треков и измерение импульсов частиц. Детектор также участвует в идентификации электронов и фотонов, конвертирующих в электрон-позитронную пару (конверсионные фотоны), используя явление переходного излучения. Высокая точность измерения импульсов и эффективное восстановление заряженных частиц крайне важны для поиска событий рождения $Z\gamma\gamma$, где характеристики слабо взаимодействующих нейтрино определяются при помощи законов сохранения энергии и импульса из совокупности параметров зарегистрированных частиц. В настоящей работе проводилось изучение работы ТДПИ в условиях высокой множественности протонных столкновений. Для этой цели были рассмотрены трековые характе-

ристики ТДПИ, определяющие эффективность восстановления треков заряженных частиц в детекторе при высокой загрузке и внутри адронных струй.

Научная новизна:

1. Впервые измерены сечения ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов с последующим распадом Z бозона на нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс 8 ТэВ для случаев с ограничением на наличие адронных струй в событиях (эксклюзивный случай) и без этого ограничения (инклюзивный случай):
 - для инклюзивного случая ($N_{jets} \geq 0$): $\sigma = 2.5^{+1.0}_{-0.9}(\text{стат}) \pm 1.1(\text{сист})$;
 - для эксклюзивного случая ($N_{jets} = 0$): $\sigma = 1.18^{+0.52}_{-0.44}(\text{стат})^{+0.48}_{-0.49}(\text{сист})$.
2. Впервые был проведен поиск аномальных вершин взаимодействия четырех калибровочных нейтральных бозонов в процессе рождения $Z\gamma\gamma$ в протон-протонных столкновениях. В результате впервые были установлены пределы на константы взаимодействия f_{T5} и f_{T9} четырех нейтральных калибровочных бозонов в аномальных вершинах вида $Z\gamma\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$:
 - $-0.70 \times 10^3 < f_{T5} < 0.69 \times 10^3 \text{ ТэВ}^{-4}$;
 - $-0.81 \times 10^4 < f_{T9} < 0.76 \times 10^4 \text{ ТэВ}^{-4}$.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Определены трековые характеристики ТДПИ в условиях высокой множественности протонных столкновений и внутри адронных струй на основе протонных столкновений в первом сеансе работы БАК. Наблюдалось согласие результатов моделирования и экспериментальных данных в пределах погрешности. Было показано, что:
 - при использовании ТДПИ эффективность восстановления как отдельных треков заряженных частиц, так и треков внутри адронных струй составляет 85% и остается неизменной при росте относительного числа сработавших каналов в детекторе от 10% до 50% (загрузка детектора);
 - ТДПИ позволяет выделить не менее 70% достоверных измерений на треках заряженных частиц при загрузке детектора в 50%;
 - ТДПИ регистрирует треки заряженных частиц внутри адронных струй с пространственной точностью не превышающей проектные значения (130 мкм).
2. Получены сечения ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов с последующим распадом Z бозона на нейтрино и антинейтрино на основе данных от протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс равной 8 ТэВ для случаев с ограничением на наличие адронных струй в событиях и без этого ограничения (значения приведены в пункте 1 научной новизны).
3. Получены пределы на параметры, описывающие запрещенные в СМ взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов при аномальных вершинах $Z\gamma\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$, на основе данных от протон-протонных столкновений с энергией столкновения в системе центра масс 8 ТэВ.

Научная и практическая значимость:

1. Результаты работы демонстрируют стабильность трековых характеристик ТДПИ при высоких нагрузках детектора, что в свою очередь является основой для восстановления траекторий заряженных частиц и конверсионных фотонов в ATLAS и проведения физических анализов в эксперименте.
2. Полученные в ходе исследования работы ТДПИ экспериментальные результаты согласуются с моделированием в пределах погрешности, что позволяет использовать данное моделирование для оценки фонов в процессах рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами, а также для вычисления эффективности восстановления сигнала.
3. Полученные сечения рождения позволяют проверить теоретические предсказания Стандартной модели для самых редких процессов из доступных сейчас в экспериментах по физике высоких энергий. Сечения рождения таких процессов не превышает несколько фемтобарн.
4. Найденные $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ события позволяют тестировать и совершенствовать теоретические модели по физике вне рамок СМ: пределы на константы связи при аномальных вершинах взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов позволили впервые ограничить вклад «Новой физики» в процесс рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ в протон-протонных столкновениях. Кроме того, результаты исследования могут быть использованы для улучшения предела на аномальный магнитный момент нейтрино, установленного ранее в экспериментах на Большом электрон-позитронном коллайдере.
5. Разработанный метод отбора событий в распаде $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ будет использован в будущих экспериментальных исследованиях этого процесса на БАК. Эти исследования позволят проверить предсказания теории электро-слабых взаимодействий СМ, например для сечений рождения $Z\gamma\gamma$, и провести поиск «Новой физики» при энергиях 13 ТэВ и на большей статистике.

Личный вклад

Личное участие автора в получении результатов исследований, изложенных в диссертации, состоит в следующем:

1. определил трековые характеристики ТДПИ для условий максимальной множественности протонных взаимодействий и внутри адронных струй;
2. подтвердил согласие экспериментальных данных и результатов моделирования, используемого для оценки части фонов в процессах рождения $Z\gamma\gamma$ и вычисления эффективности восстановления сигнала;
3. разработал метод отбора сигнальных событий для процесса рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z на нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях и провел оценку вклада фоновых событий в сигнал;
4. определил сечение рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z на нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях;
5. установил пределы на значения констант взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов при аномальных вершинах $Z\gamma\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$.

Степень достоверности

Экспериментальные значения трековых характеристик ТДПИ находятся в согласии с результатами моделирования в пределах статистической погрешности 1-2% [7].

Полученные значения интегральных сечений находятся в согласии с предсказаниями теории электрослабых взаимодействий СМ в пределах 1.5σ [5; 8]. Пределы на константы взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов в аномальных вершинах находятся в согласии с теоретическими расчётами, причем ограничение на константу f_{T0} сравнимо с результатом коллаборации CMS, который основан на исследовании процессов ассоциированного рождения W бозонов.

Апробация работы

Полученные результаты и выводы широко обсуждались на совещаниях рабочих групп коллаборации ATLAS (в группах «Стандартная модель» и «ТДПИ»), а также на совещаниях российских институтов, входящих в коллаборацию ATLAS. Основные результаты диссертационной работы были представлены на четырех международных конференциях и одном симпозиуме:

1. Международная Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», г. Москва, Россия, 2014
2. Международная Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», г. Дубна, Россия, 2016
3. Четвертая Международная Конференция по Физике на Большом Адронном Коллайдере (Large Hadron Collider Physics, LHCP2016), г. Лунд, Швеция, 2016
4. Вторая международная конференция по физике элементарных частиц и астрофизике (2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, ICPPA2016), г. Москва, Россия, 2016
5. Международный симпозиум по ядерной электронике и информационно-вычислительным системам (Symposium on Nuclear Electronics and Computing, NEC), г. Будва, Черногория, 2015

Публикации

Основные положения диссертации изложены в семи работах. Пять из них опубликованы в рецензируемых научных изданиях, четыре — в периодических изданиях, которые входят в базы данных Scopus и Web of Science.

Работы в рецензируемых научных изданиях, входящих в список ВАК:

1. Aad G., Krasnopevtsev D. 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. — 2016. — Т. D93, № 112002. — С. 1-41.
2. Study of ATLAS TRT performance with GRID and supercomputers / D. Krasnopevtsev, A. Klimentov, R. Mashinistov et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2016. — Т. 13, № 5. — С. 659–664.
3. Aad G., Krasnopevtsev D. et al. [ATLAS collaboration]. Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker in Run 1 of the LHC: tracker properties // JINST. — 2017. — Т. 12. — С. P05002.

4. Krasnopevtsev D. Tracking properties of the ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) // Journal of Physics: Conf. Ser. — 2017. — Т. 798, № 012150. — С. 1–5.
5. Краснопевцев Д. В. Исследование распада Z бозона в нейтринные пары совместно с двумя ассоциированными фотонами в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на эксперименте ATLAS // Вестник НИЯУ МИФИ. — 2017. — Т. 6, № 1. — С. 3–15.

Работы в нерецензируемых научных изданиях или тезисах докладов:

1. Krasnopevtsev D. Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // Proceedings of Science. — 2017. — Т. LHCP2016, № 029. — С. 1–4.
2. Краснопевцев Д. В., Романюк А. С. Изучение работы детектора переходного излучения в эксперименте ATLAS при высоких нагрузках // Физика фундаментальных взаимодействий: тезисы докл. межд. конф. ОФН РАН, секция ядерной физики (Москва, 17 – 21 ноября, 2014 г.). — С. 123.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Короткое введение в теорию СМ представлено в главе 1. Особое внимание уделено электрослабому сектору СМ 1.2, в частности, теории мультибозонных взаимодействий 1.2.2, составляющих предмет экспериментальных исследований в данной диссертации. В первой главе также приводится теоретическое обоснование для изучения физики вне рамок СМ в процессах рождения трех нейтральных бозонов 1.3 и представлены механизмы ассоциированного рождения нейтральных бозонов в протон-протонных столкновениях на БАК 1.4. В заключении описаны соответствующие поправки к сечениям рождения из теории возмущений 1.5.

В главе 2 приведен краткий обзор устройства Большого адронного коллайдера. Эксперимент ATLAS описан подробнее в 2.2 как детектирующая система позволившая зафиксировать редкие события рождения Z бозона с ассоциированными фотонами.

В главе 3 представлен принцип работы ТДПИ. Трековые и идентификационные характеристики ТДПИ рассматриваются в контексте их вклада в физический анализ рождения мультибозонных состояний, представленный в диссертации. Особое внимание уделяется исследованию работы ТДПИ в условиях высокой загрузки 3.3 и разработанным калибровкам для программного обеспечения ТДПИ, направленным на повышение эффективности регистрации частиц в эксперименте ATLAS, в частности конверсионных фотонов 3.4. Результаты этих исследований были впервые представлены на Международной Сессии-конференции Секции Ядерной Физики ОФН РАН в 2014 году [9] и потом в 2016 году. Подробное описание работы было опубликовано в [7] и представлено на Международной конференции по физике частиц и астрофизики (ICPPA2016) [10].

В главе 4 подробно описан физический анализ процесса рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами и последующим распадом бозона в нейтринную пару. Исследование проведено для протон-протонных столкновений при энергии 8 ТэВ на БАК. В первой части этой главы приведены разработанные методы выделения сигнальных событий, а также численные оценки фона 4.1. Во второй части рассмотрена процедура расчета сечения ассоциированного рождения трех бозонов и представлено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями 4.2.

В начале главы 5 описан теоретический аппарат, используемый для поиска и исследования физики вне рамок СМ, а именно аномальных вершин взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов вида $Z\gamma\gamma\gamma$ или $ZZ\gamma\gamma$. Далее представлены расчеты пределов на константы взаимодействия при данных аномальных вершинах 5.3 и проведено сравнение полученных ограничений с результатами других экспериментов 5.5.

Результаты исследования ассоциированного рождения $Z\gamma\gamma$ и поиска аномальных вершин взаимодействия 4 нейтральных калибровочных бозонов были опубликованы в [5; 8] и позже доложены на Международной конференции по физике на Большом адронной коллайдере LHCP2016 [11].

Полный объем диссертации составляет 122 страницы с 59 рисунками и 15 таблицами. Список литературы содержит 112 наименований.

Глава 1. Теория

1.1 Стандартная модель в физике элементарных частиц

Стандартная модель является релятивистской квантовой полевой теорией и теоретическим фундаментом для описания всех известных элементарных частиц и их взаимодействий, кроме гравитационных [12–14]. Она объединяется в себе теорию сильных взаимодействий (квантовую хромодинамику, КХД) и теорию электро-слабых взаимодействий (единое описание электромагнетизма и слабых сил). Предсказания СМ в последние десятилетия проверялись на всех крупных экспериментах по физике высоких энергий и показали высокую точность согласия экспериментальных результатов с теорией.

СМ построена на принципе калибровочной инвариантности предполагающей, что законы физики должны быть инварианты относительно локальных симметричных преобразований. Так Лагранжиан СМ должен быть инвариантен относительно преобразований группы Пуанкаре [15] для того, чтобы обеспечить сохранение энергии, импульса и момента импульса во взаимодействиях. Каждая калибровочная симметрия связана с конкретной силой, переносчиком которой является, так называемый калибровочный бозон. Частицы рассматриваются в представлениях симметричных групп, которые определяют заряд частиц внутри данной симметрии. Частицы участвуют во взаимодействиях определенной симметрии, если обладают соответствующим зарядом.

Подгруппа $SU(2)_L \times U(1)_Y$ определяет электро-слабый сектор СМ с соответствующим слабым гиперзарядом Y_w и слабым изоспином, третий компонент которого T_3 может быть использован для получения электрического заряда $Q = Y_w + T_3$. Безмассовая частица фотон осуществляет передачу электромагнитной силы между всеми полями частиц, обладающими соответствующей симметрией. Массивные Z и $W^\pm$ бозоны — переносчики слабого взаимодействия.

Подгруппа $SU(3)_C$, принадлежащая к симметричным группам КХД, определяет сильный сектор СМ и описывает сильные взаимодействия между кварками и соответствующими восьмью калибровочными бозонами (глюонами). Заряд в сильном секторе СМ определяется так называемым цветом и может принимать три значения: красный, зеленый, синий и соответствующие им анти-значения. Только частицы, состоящие из нескольких кварков и несущие суперпозиции их цветовых зарядов, наблюдаются экспериментально. Данное явление связано с так называемым эффектом конфайнмента — невозможностью экспериментального наблюдения свободных частиц, несущих одиночный цветовой заряд [16]. С другой стороны, сила взаимодействия между кварками и глюонами уменьшается с уменьшением расстояния между ними. Это явление называется асимптотической свободой и позволяет рассчитывать амплитуды рассеяния в КХД процессах с применением теории возмущения в высокоэнергетическом приближении (подробнее описано в 1.5).

Обе электрослабая и сильная симметрии являются неабелевыми, что обеспечивает наличие точечных мульти-бозонных калибровочных взаимодействий. Поля в СМ можно поделить на

две категории по значению их спина: фермионные поля (нецелочисленный спин) и бозонные поля (целочисленный спин). Фермионы также можно разделить на лептоны, которые не имеют заряда $SU(3)_C$ симметрии и кварки, которые имеют цветовой заряд и участвуют в сильном взаимодействии. Класс элементарных частиц, образованных кварками и глюонами и подверженных сильному взаимодействию, называют адроны. Кварки образуют триплеты в представлении группы $SU(3)$, в то время лептоны являются синглетами. Дополнительно левосторонние и правосторонние кварки и лептоны рассматриваются отдельно, так как бозоны из электрослабой симметрии $SU(2)_L$ взаимодействуют только с левосторонними частицами их правосторонними анти-партнерами. Левосторонние фермионные поля образуют дублеты внутри $SU(2)_L$ симметрии, правосторонние фермионные поля образуют синглеты. Данная структура приводит к нарушению Р четности в слабых взаимодействиях — операции зеркального отражения, приводящей к изменению знака пространственных координат [17]. В слабых взаимодействиях также нарушается С, связанная с изменением частиц на их анти-партнеры и комбинированная СР четность соединяющая в себе обе операции. Данное нарушение вызвано с комплексной фазой в СКМ (Cabibbo, Kobayashi, Maskawa) матрице, которая определяет преобразование между состояниями свободно движущихся кварков (то есть их массовыми состояниями) и состояниями кварков, участвующих в слабых взаимодействиях [18].

Три поколения фермионов (6 ароматов кварков и 6 ароматов лептонов) составляют видимую материю, но лишь частицы из первого поколения являются стабильными. Обладающие большей массой фермионы распадаются на более легкие по средству электро-слабого взаимодействия. Время распада определяется массой калибровочных бозонов и силой взаимодействия. Так характерное время распадов под действием электромагнитной силы составляет 10^{-16} секунды, в то время как слабые распады длятся 10^{-13} . Более длительно время жизни слабо-взаимодействующих частиц связано с большой массой Z и W бозонов, которые подавляют распады легких частиц. Эффект пропадает для массивных распадающихся частиц, таких как топ кварки. На рисунке 1.1 представлена таблица с частицами СМ вместе с их массами, электрическими зарядами и спинами.

масса→	≈2.3 МэВ/с ²	≈1.275 ГэВ/с ²	≈173.07 ГэВ/с ²	0	≈126 ГэВ/с ²
заряд→	2/3	2/3	2/3	0	0
спин→	1/2	1/2	1/2	1	0
	u верхний	c очарованный	t истинный	g глюон	H бозон Хиггса
КВАРКИ	≈4.8 МэВ/с ²	≈95 МэВ/с ²	≈4.18 ГэВ/с ²	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	d нижний	s странный	b прелестный	γ фотон	
	0.511 МэВ/с ²	105.7 МэВ/с ²	1.777 ГэВ/с ²	91.2 ГэВ/с ²	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	e электрон	μ мюон	τ тау	Z Z бозон	
ЛЕПТОНЫ	<2.2 эВ/с ²	<0.17 МэВ/с ²	<15.5 МэВ/с ²	80.4 ГэВ/с ²	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	ν_e электронное нейтрино	ν_μ мюонное нейтрино	ν_τ тау нейтрино	W W бозон	
					КАЛИБРОВОЧНЫЕ БОЗОНЫ

Рисунок 1.1 — Частицы Стандартной модели их свойства [19].

Так как $SU(2)_L \times U(1)_\gamma$ симметрия запрещает существование массивных калибровочных бозонов, она спонтанно нарушается основным состоянием дополнительного скалярного дублета, чтобы учесть экспериментальное наблюдение массивных Z и $W^\pm$ бозонов. Комплексный скалярный дублет имеет четыре степени свободы, три из которых не имеют физического смысла и могут быть устранены с помощью калибровочных преобразований. Оставшееся реальное скалярное поле называется Хиггс полем по имени ученого Питера Хиггса. На Большом адронном коллайдере коллаборациями ATLAS и CMS в 2012 году была открыта Хиггс подобная частица с массой приблизительно 125 ГэВ [20; 21], изучения свойств которой пока не показали отклонений от предсказания СМ [22–24].

На экспериментах БАК ученые проводят измерения параметров СМ на ранее недостижимых энергиях. На рисунке 1.2 приведено сравнение предсказаний сечений рождения процессов СМ в протон-протонных столкновениях на БАК с экспериментальными данными для энергий 7 и 8 ТэВ в системе центра масс. Эти результаты были представлены от лица коллаборации ATLAS в Москве на Семнадцатой Международной Конференции по Физике Элементарных Частиц «Ломоносов 2015» в рамках работы над диссертацией [25].

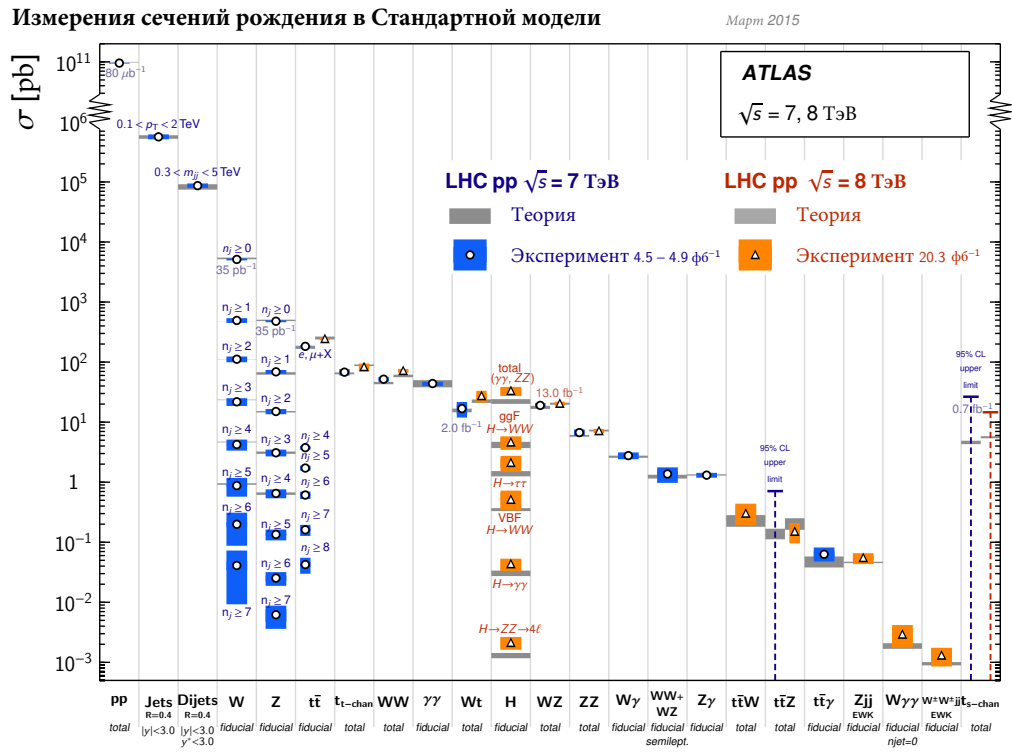


Рисунок 1.2 — Согласие между предсказанными значениями сечений рождения процессов СМ с экспериментальными данными в протон-протонных столкновениях на БАК для энергий 7 и 8 ТэВ в системе центра масс [26].

1.2 Электрослабый сектор Стандартной модели

Электрослабая (ЭС) теория объединяет квантовую электродинамику (КЭД) [27; 28], которая описывает электромагнитные силы в терминах обмена фотонами, и слабые силы, ответственные за слабый ядерный распад — в терминах обмена W и Z бозонами. Впервые описанная С. Вайнбергом, Ш. Глэшоу и А. Саламом [12–14], теория объединяет слабые и электромагнитные взаимодействия в $SU(2)_L \times U(1)_Y$ калибровочной симметрии, которая спонтанно нарушается Хиггс механизмом.

1.2.1 Лагранжиан электрослабого сектора Стандартной модели

До нарушения симметрии ЭС Лагранжиан содержит 4 безмассовых калибровочных бозона A_μ^a , где $a=1\dots 3$ и B_μ , которые соответствуют $SU(2)$ и $U(1)$ калибровочным бозонам. Так как калибровочные группы $SU(2)$ и $U(1)$ в данной теории коммутируют, A_μ^a и B_μ могут взаимодействовать с разной силой. Если обозначить калибровочную константу связи группы $U(1)$ как g , а группы $SU(2)$ — как g' , то ковариантная производная, необходимая для сохранения локальной калибровочной инвариантности может быть записана как:

$$D_\mu = (\partial_\mu - \frac{i}{2}gA_\mu^a\tau^a - i\frac{1}{2}g'B_\mu), \quad (1.1)$$

где τ_a — генераторы калибровочной группы $SU(2)$ в присоединенном представлении. Для данных генераторов выполняется правило коммутации: $[\tau^a, \tau^b] = if^{abc}\tau^c$, где $f^{abc} = \epsilon^{abc}$ — структурные константы и для группы $SU(2)$ эквивалентны абсолютно антисимметричному тензору ϵ^{abc} . В присоединенном представлении $(\tau^b)_{ac} = if^{abc}$.

Лагранжиан ЭС теории может быть записан как:

$$\mathcal{L}_{\text{ЭС}} = \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_\Phi + \mathcal{L}_X + \mathcal{L}_Y. \quad (1.2)$$

Слагаемое описывающее кинетическую энергию калибровочных бозонов задается:

$$\mathcal{L}_K = -\frac{1}{4}(A_{\mu\nu}^a)^2 - \frac{1}{4}(B_{\mu\nu})^2, \quad (1.3)$$

где

$$A_{\mu\nu}^a = \frac{i}{2}g\tau^a(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c), \quad (1.4)$$

$$B_{\mu\nu} = \frac{i}{2}g'(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu). \quad (1.5)$$

Последнее слагаемое в выражении 1.4 — взаимодействие между самими полями обращается в ноль для абелевых калибровочных теорий, таких как $U(1)$ 1.5, но возникает в неабелевой калибровочной теорий, так как генераторы калибровочной группы не коммутируют. Таким образом, слагаемое, отвечающее за взаимодействие полей друг с другом, необходимо для поддержания калибровочной инвариантности для неабелевых групп. Этот факт создает условия для мультибозонного взаимодействий в ЭС секторе СМ, подробно описанные в 1.2.2.

Слагаемое, описывающее кинетическую энергию фермионных полей задается:

$$\mathcal{L}_\Phi = \bar{E}_L(i\not{D}E_L) + \bar{e}_R(i\not{D}e_R) + \bar{Q}_L(i\not{D}Q_L) + \bar{u}_R(i\not{D}u_R) + \bar{d}_R(i\not{D}d_R). \quad (1.6)$$

В этом уравнении $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$ и γ^μ — матрицы Дирака. Кроме того, E_L обозначает левосторонние лептонные дублеты, e_R обозначает правосторонние лептоны (правосторонние нейтрино не включены в это слагаемое, так как они не обладают зарядами ни одного калибровочной группы СМ), Q_L обозначает левосторонние кварковые дублеты, u_R обозначает правосторонние положительно заряженные кварки и d_R — обозначает правосторонние отрицательно заряженные кварки. Наличие ковариантной производной в слагаемых Лагранжиана приводит к тому, что они содержат все взаимодействия между калибровочными бозонами и частицами материи в СМ.

Слагаемое описывающее поле Хиггс задается:

$$\mathcal{L}_\Phi = |D_\mu \varphi|^2 + \mu^2 \varphi^\dagger \varphi - \lambda(\varphi^\dagger \varphi)^2, \quad (1.7)$$

где φ — поле Хиггс, представляющее собой комплексный скалярный дублет в $SU(2)$. Слагаемое содержит кинетическую и потенциальную энергии. Спонтанное нарушение симметрии, возникающее при достижении минимума данного потенциала, возможно при $\mu^2 > 0$.

Слагаемое описывающее взаимодействие между фермионами и полем Хиггс (Юкава взаимодействия) задается:

$$\mathcal{L}_\Psi = -Y_d \bar{Q}_L \cdot \varphi d_R - Y_u \varepsilon^{ab} \bar{Q}_{La} \cdot \varphi^\dagger u_R - Y_e \bar{E}_L \cdot \varphi e_R + h.c., \quad (1.8)$$

где матрицы Y_u , Y_d и Y_e — константы связи Юкавы, ε^{ab} — антисимметричный тензор, h.c. — эрмитово-сопряженные слагаемые.

Главной целью диссертационной работы являлось исследование рождения мультибозонных состояний. Таким образом слагаемые Лагранжиана $\mathcal{L}_\Phi$ и $\mathcal{L}_\Psi$, напрямую не вносящие вклад в данные взаимодействия, далее подробно рассматриваться не будут.

Лагранжиан в уравнении 1.6 не содержит взаимодействия физически наблюдаемых полей. Для того, чтобы получить физические взаимодействия, содержащиеся в Лагранжиане, ЭС симметрия должна быть нарушена. Данная симметрия спонтанно нарушается Хиггс механизмом, в результате которого поле Хиггс приобретает значение вакуумного среднего — минимума потенциала четвертой степени, найденного из уравнения 1.7. Как только это случилось, Хиггс поле может быть записано как:

$$\langle \varphi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

где $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$ — минимум потенциальной энергии.

После приобретения Хиггс полем значения вакуумного среднего, калибровочные бозоны получают свои массы через взаимодействие с этим полем в выражении для ковариантной производной $|D_\mu \phi|^2$. После достижения потенциалом минимума это выражение принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} |D_\mu \phi|^2 &\rightarrow \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \left(g A_\mu^a \tau^a + \frac{1}{2} g' B_\mu \right) \left(g A^{b\mu} \tau^b + \frac{1}{2} g' B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{v^2}{8} [g^2 (A_\mu^1)^2 + g^2 (A_\mu^2)^2 + (-g A_\mu^3 + g' B_\mu)^2]. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Квадратичные слагаемые векторных полей являются массовой формой векторных бозонов. Другими словами, одним из результатов приобретения полем Хиггса значения вакуумного среднего является появление массы у векторных бозонов. Таким образом, в настоящее время существует три массивных векторных бозона ($W^\pm$, Z) и четвертый безмассовый векторный бозон A , который ортогонален Z и представляет физическое поле фотона. С терминах первоначальных калибровочных полей, новые поля могут быть выражены следующим образом:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \mp i A_\mu^2), \\ Z_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g A_\mu^3 - g' B_\mu), \\ A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g A_\mu^3 + g' B_\mu) \end{aligned} \quad (1.11)$$

с массами:

$$\begin{aligned} m_W &= g \frac{v}{2}, \\ m_Z &= \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2}, \\ m_A &= 0. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Легко видеть, что два нейтральных поля: A и Z — являются линейными комбинациями оригинальных A^3 и B полей. Это может быть интерпретировано через изменение базиса при помощи, так называемого слабого угла смешивания θ_W , который представляет собой угол поворота между оригинальным и новым базисами, так что:

$$\begin{aligned} Z &= \cos(\theta_W) A^3 - \sin(\theta_W) B, \\ A &= \sin(\theta_W) A^3 + \cos(\theta_W) B, \end{aligned} \quad (1.13)$$

где $\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$ и $\sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$.

Из уравнений 1.12 и 1.13 можно видеть, что массы W и Z связаны соотношением $m_W = m_Z \cos(\theta_W)$. Кроме того, на основе анализа ковариантной производной в новом базисе после нарушения симметрии, безразмерную константу электромагнитного взаимодействия можно выразить через хорошо известный параметр e :

$$\alpha_1 = e^2/4\pi\hbar c \approx 1/137, \quad (1.14)$$

где $e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$.

Константа Ферми ЭС взаимодействия G_F в данном базисе выражается как:

$$G_F = \frac{g'^2}{4\sqrt{2}m_W^2}. \quad (1.15)$$

Существует много связей между константами взаимодействия и массами частиц в ЭС теории. Эти связи возникают из описанной выше калибровочной симметрии и являются фундаментальными предсказаниями СМ, которые проверялись раньше и продолжают проверяться с более высокой точностью для того, чтобы изучить симметрии природы.

1.2.2 Мульти-бозонные взаимодействия

Мульти-бозонные взаимодействия возникают из-за неабелевой природы ЭС калибровочной группы и принимают форму специальных слагаемых в ЭС Лагранжиане 1.4 и 1.5. Эти слагаемые существуют только в теориях с неабелевыми симметриями и разрешенные взаимодействия калибровочных бозонов определяются представлением групповых генераторов в анти-симметричном тензоре, отвечающем в Лагранжиане за это взаимодействие.

В Лагранжиане СМ до нарушения симметрии напряженность поля возводится в квадрат в уравнении 1.3 и наличие антисимметричного тензора приводит к тому, что единственными разрешенными взаимодействиями трех калибровочных бозонов (ВТКБ) являются комбинации вершин типа $A^1 A^2 A^3$, в то время как разрешенными взаимодействиями четырех калибровочных бозонов (ВЧКБ) — вершины типа $A^i A^j A^i A^j$ (где $i, j \in 1, 2, 3$ и $i \neq j$). Данное ограничение может быть объяснено через аналогию спина (вращения) в $SU(2)$ симметрии. Поля вида A^i находятся в присоединенном представлении, которое по существу отвечает состоянию со спином 1. Таким образом, поля A^i , каждый со своим зарядом в $SU(2)$ симметрии, являются разными спиновыми состояниями. Лагранжиан должен быть инвариантен относительно этого $SU(2)$ вращения, и, таким образом, слагаемые Лагранжиана должны образовывать синглетные состояния со спином 0. Принимая во внимание аналогию со спином, легко увидеть, что разрешенные ВТКБ и ВЧКБ сохраняют общий $SU(2)$ заряд в каждой вершине и их комбинации образуют синглетные состояния.

После нарушения симметрии первоначальные калибровочные поля должны быть преобразованы в соответствии к уравнением 1.11. Так как комбинации полей A^1 и A^2 образуют W^+ и W^- , в то время как A^3 поля становятся или γ или Z , разрешенными ВТКБ вершинами являются W^-W^+Z и $W^-W^+\gamma$, другие же типы вершин запрещены. Аналогичная операция для ВЧКБ определяет разрешенные вершины в СМ после нарушения симметрии: $W^-W^+W^-W^+$, W^-W^+ZZ , $W^-W^+\gamma\gamma$ и $W^-W^+Z\gamma$.

Для получения точных констант связи в вершинах ВТКБ и ВЧКБ переход от исходных калибровочных полей к физическим полям после нарушения симметрии может быть теперь применен к слагаемому ЭС Лагранжиана, которое описывает кинетическую энергию калибровочных бозонов 1.3. После применения этого преобразования данное слагаемое может быть записано:

$$\Delta\mathcal{L} = -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{-\mu\nu} + m_W^2W_\mu^+W^{-\mu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_Z^2Z_\mu Z^\mu + \mathcal{L}_{WWV} + \mathcal{L}_{WWVV}, \quad (1.16)$$

где новые тензоры напряженности поля с групповыми индексами определены как $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$.

Слагаемые $\mathcal{L}_{WWV}$ и $\mathcal{L}_{WWVV}$ содержат ВТКБ и ВЧКБ соответственно и принимают форму:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWV} = -ig[(W_{\mu\nu}^+W^{-\mu} - W^{+\mu}W_{\mu\nu}^-)(A^\nu \sin(\theta_W) - Z^\nu \cos(\theta_W)) \\ + W_\nu^-W_\mu^+(A^{\mu\nu} \sin(\theta_W) - Z^{\mu\nu} \cos(\theta_W))] \end{aligned} \quad (1.17)$$

и

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWVV} = -\frac{g^2}{4}\{[2W_\mu^+W^{-\mu} + (A^\mu \sin(\theta_W) - Z^\mu \cos(\theta_W))^2]^2 \\ - [W_\mu^+W_\nu^- + W_\nu^+W_\mu^- \\ + (A^\mu \sin(\theta_W) - Z^\mu \cos(\theta_W))(A^\nu \sin(\theta_W) - Z^\nu \cos(\theta_W))]^2\}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Две возможные вершины ВТКБ $WW\gamma$ и WWZ имеют константы взаимодействия: $g_{WW\gamma} = -e$ и $q_{WWZ} = -e \cot(\theta_W)$ соответственно. Кроме того, сила взаимодействия зависит от импульса калибровочных бозонов, содержащегося в производных каждого слагаемого Лагранжиана 1.17. Возможные вершины ВЧКБ: $W^-W^+W^-W^+$, W^-W^+ZZ , $W^-W^+\gamma\gamma$ и $W^-W^+Z\gamma$ имеют следующие константы взаимодействия: $g_{WWWW} = -\frac{e^2}{\sin^2(\theta_W)}$, $g_{WWZZ} = e^2 \cot^2(\theta_W)$, $g_{WW\gamma\gamma} = e^2$ и $g_{WWZ\gamma} = e^2 \cot(\theta_W)$ соответственно и представлены на рисунке 1.3.

В данной диссертации проводилось изучение рождения $Z\gamma\gamma$ состояний и запрещенных в СМ модели вершин ВЧКБ вида $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$.

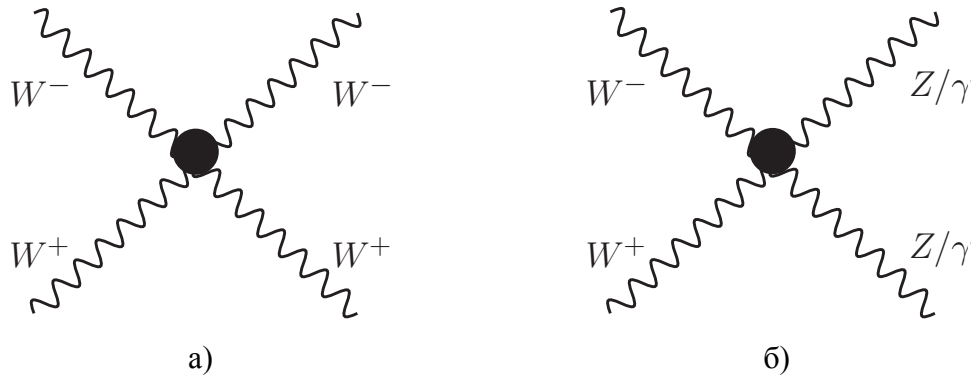


Рисунок 1.3 — Вершины ВЧКБ разрешенные в СМ: а) взаимодействия содержащие только W бозон б) взаимодействия содержащие Z , W и γ бозоны.

1.3 Аномальные вершины взаимодействия калибровочных бозонов

1.3.1 Физика вне рамок Стандартной модели

Во многом таким же образом, как Ньютоновская механика являет собой приближение квантовой механики для больших расстояний, СМ возможно является пределом для низких энергий более фундаментальной теории. Существуют примеры таких теоретических работ, которые в точности воспроизводят СМ на низких энергетических пределах и предсказания которых в настоящий момент не противоречат экспериментальным результатам, например Супер Симметричная модель (Super Symmetry, SUSY) [29; 30], Техноцвет [31], электрослабая калибровочная модель с Z' и W' бозонами [32] и многие другие. В то же время, эксперименты продолжают раздвигать энергетические границы исследований и устанавливать ограничения на новые модели в области физики высоких энергий. В данный момент никаких признаков новой физики не наблюдалось, и, таким образом, не существует точных указаний на самые перспективные теоретические высокоэнергетические модели. Тем не менее, основной принцип в таких исследованиях, а именно согласие предсказания с существующими экспериментальными наблюдениями, должен выполняться для всех новых моделей.

Учитывая, что никакие сигналы новой физики не наблюдались непосредственно, можно предположить, что масштаб новой физики должен быть выше энергий доступный на прошлых экспериментах. Однако, в ряде случаев прямые следствия из не наблюдаемой высокоэнергетической новой теории могут косвенным образом проявляться при более низких энергиях, как например в случае аномальных вершин взаимодействия нейтральных калибровочных бозонов. Метод эффективной теории поля (ЭТП) обеспечивает общий и модельно независимый подход к параметризации и изучению этих низко-энергетических проявлений [33]. В частности, так называемый эффективный Лагранжиан используется для построения общей модели ВЧКБ в процессах рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами.

1.3.2 Эффективная теория поля

Данный метод предполагает, что предсказания СМ остаются неизменными для низко-энергетического спектра элементарных частиц, и масштаб новой физики, обозначаемый Λ , не достижим на современных экспериментальных установках. В этом случае высоко-энергетические частицы могут влиять на измерения СМ на доступных сейчас энергиях посредством виртуальных эффектов. Так как предполагается, что масштаб Λ гораздо больше, чем энергия взаимодействия и массы частиц СМ, виртуальный эффекты могут быть просуммированы через разложение в ряд по степеням $1/\Lambda$ эффективных вершин взаимодействия [34].

Эти эффективные вершины выражают отклонения при низких энергиях, вызванные новой высокоэнергетической физикой, в виде локальных операторов, содержащих только частицы СМ, и формируют соответствующий эффективный Лагранжиан, который может быть записан как:

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_n \frac{1}{\Lambda^n} \sum_i \alpha_i^{(n)} \mathcal{O}_i^{(n)}, \quad (1.19)$$

где операторы $\mathcal{O}_i^{(n)}$ имеют размерность $[\text{масса}]^{n-4}$ и являются локальными функциями частиц СМ в расширенном Лагранжиане, включающем новую высокоэнергетическую физику.

Константы связи соответствующих операторов $\alpha_i^{(n)}$ являются производными от параметров первоначальной теории и параметризуют все возможные эффекты при низких энергиях. Разложение в уравнении 1.19 может быть рассчитано приближенно с помощью конечного числа слагаемых. Этот факт следует из предположения, что все импульсы и массы частиц лежат значительно ниже масштаба Λ и, следовательно, слагаемые высоких порядков становятся чрезвычайно малы. Однако, при энергиях, близких к Λ все члены расширенного Лагранжиана становятся значимыми, и этот подход может не работать. В таких случаях должна быть использована реальная физическая теория. Более подробно методы ЭТП описаны в главе 5, там же приведены расчеты для запрещенных в СМ аномальных вершин ВЧКБ в процессах рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами.

1.4 Рождение $Z\gamma\gamma$ состояний и соответствующие аномальные вершины взаимодействия

Процессы, содержащие в качестве конечного состояния Z бозон с одним или более фотонами, представляют особый интерес, так как позволяют проверить предсказания СМ для крайне редких событий, рождаемых в протонных столкновениях. Кроме того, эти процессы являются чувствительными к вкладу от аномальных вершин взаимодействия $ZZZ\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$, запрещенных в СМ [35].

На рисунке 1.4 в виде древесных диаграмм Фейнмана представлены два механизма излучения фотонов (излучение фотона начального состояния -initial-state photon radiation, ISR и излучение фотона конечного состояния - final-state photon radiation, FSR) совместно с Z бозоном в протон-протонных столкновениях в первом порядке теории возмущения. В случае рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами возможна реализация одновременно первого и второго механизма. Дополнительно механизм рождения ISR фотонов с меньшей вероятностью может проходить через процессы фрагментации кварков в глюоны в фотоны. На рисунке 1.5 представлены диаграммы иллюстрирующие данные процессы.

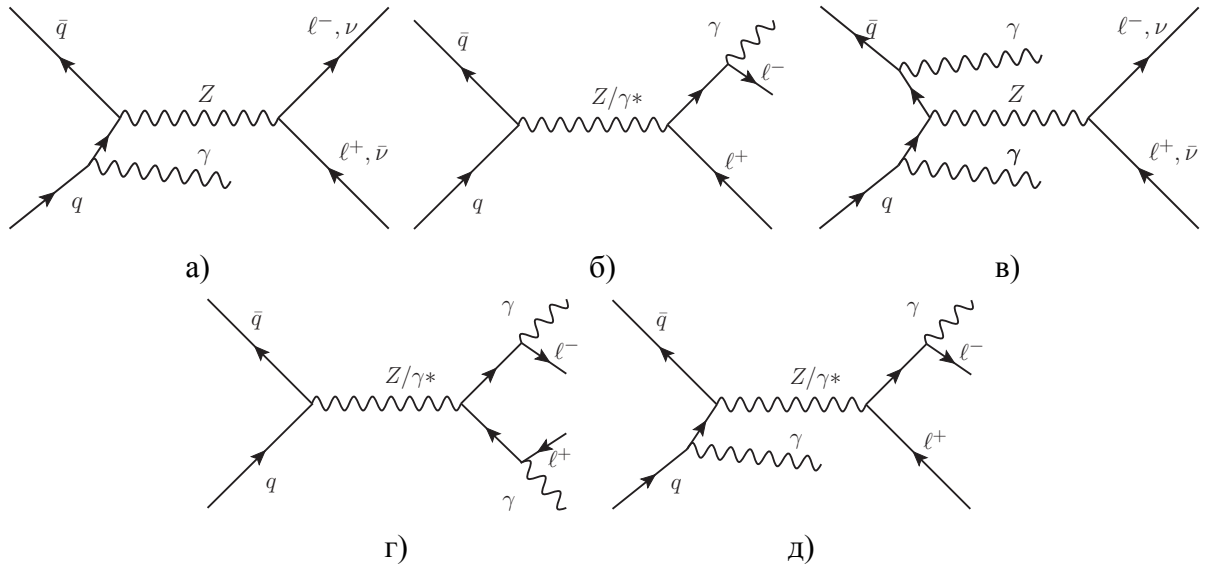


Рисунок 1.4 — Диаграммы Фейнмана для конечных состояний $Z\gamma$ и $Z\gamma\gamma$: (а,в) с излучением фотонов начального состояния (initial-state photon radiation, ISR), (б,г) с излучением фотонов конечного состояния (final-state photon radiation, FSR), (д) смешанный канал (FSR+ISR).

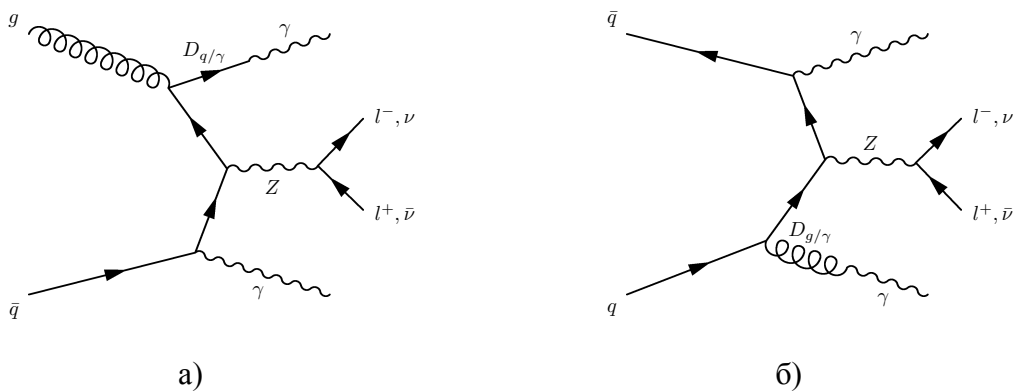


Рисунок 1.5 — Диаграммы фрагментации а) кварка и б) глюона в фотон начального состояния для процессов рождения Z бозона.

Запрещенные вершины взаимодействия трех калибровочных бозонов вида $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ (anomalous triple gauge couplings, aTGCs) могут быть проверены в процессах рождения Z бозона с одним ассоциированным фотоном, в то время как конечное состояние с двумя фотонами позволяет исследовать аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов (anomalous

quartic gauge coupling, aQGCs). Диаграммы иллюстрирующие аномальные вершины взаимодействия Z бозона и фотонов приведены на рисунке 1.6.

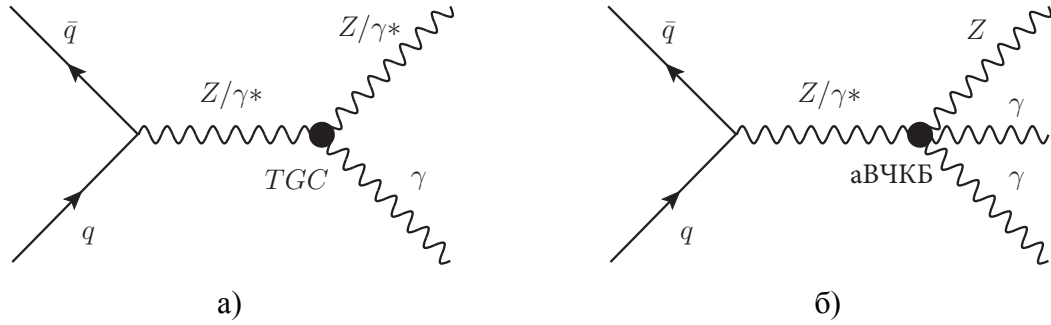


Рисунок 1.6 — Вершины взаимодействия калибровочных бозонов, запрещенные в СМ: а) аномальная вершина взаимодействия трех калибровочных бозонов б) аномальная вершина взаимодействия четырех калибровочных бозонов.

Рождение Z бозона совместно с одним фотоном изучалось на многих экспериментах. Точные измерения свойств Z бозона, таких как масса и сечение рождения, были произведены на Большом электрон-позитронном коллайдере (LEP, Large Electron-Positron collider). Расхождений с теорией выявлено не было. Исследования свойств Z бозона также проводились на экспериментах с адронными пучками, а именно на Большом адронном коллайдере (БАК, Large Hadron Collider, LHC) и на коллайдере Тэватрон в национальной ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми (Tevatron). Результаты исследований показали согласие с предсказаниями электро-слабого сектора СМ.

Экспериментальных подтверждений существования аномальных вершин взаимодействия трех нейтральных калибровочных бозонов получено не было, по этой причине их вклад в рассматриваемый в данной работе процесс рождения четырех нейтральных бозонов считался нулевым. Ограничения на константы взаимодействия трех нейтральных калибровочных бозонов были установлены в исследованиях коллабораций экспериментов на LEP [36–38], на Tevatron [39–41] и на LHC [42–45].

Из-за крайне небольшого сечения ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов эти процессы были мало изучены ранее. Первые и единственные измерения были проведены с использованием электрон-позитронных столкновений в экспериментах на Большом электрон-позитронном коллайдере, где были измерены сечения рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z бозона на адроны и нейтрино [1; 2] и установлены верхние пределы на значения сечений рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z в заряженные лептонные пары: $e^+e^-\mu^+\mu^-$ [3]. Наиболее точное значение сечения рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z на нейтрино было получено на энергии столкновения электронов и позитронов 183 ГэВ и составило 0.27 ± 0.09 пб.

Полученные экспериментальные сечения в этих исследованиях имеют высокую статистическую ошибку, однако наблюдаемые сигнальные события позволили установить верхние пределы на ряд параметров, описывающих аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов при энергиях достигнутых на LEP [2; 4]. Энергии LEP не превышали 183 ГэВ, что существенно меньше энергии столкновения частиц на Большом адронном коллайдере. Поскольку

вклад аномальных вершин в процесс рождения $Z\gamma\gamma$ растет с увеличением энергии столкновений частиц на коллайдере, данные от БАК позволяют улучшить более чем на порядок ограничения на аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов. Кроме того, как будет показано далее в главе 5, до момента написания этой диссертации не предпринималось попыток оценить ограничения на константу связи, возникающую только в аномальных вершинах взаимодействия четырех *нейтральных* бозонов. В данной работе впервые приводятся пределы на соответствующую константу f_{T9} .

На БАК первые поиски ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов оказались доступны только в 2012 году, когда было собрано достаточно статистики при энергии протонных столкновений 8 ТэВ [5]. Изучение адронного канала распада на экспериментах БАК затруднено из-за большого фона в виде адронных струй от протон-протонных столкновений, в то время как в заряженных каналах ожидается самая низкая статистика. В данной диссертации исследуется рождение Z бозона с двумя ассоциированными фотонами с последующей нейтринной модой распада Z . Экспериментальное измерение сечения рождения данного процесса на адронных экспериментах, в том числе на БАК, на момент написания данной работы не производилось. Теоретические предсказания для сечений рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами на адронных коллайдерах были описаны ранее в [46].

Между тем, на прошлых экспериментах по физике высоких энергий осуществлялись попытки поиска аномальных вершин взаимодействия четырех калибровочных бозонов с использованием других процессов, содержащих W бозоны. Экспериментальных подтверждений существования таких вершин получено не было, и результаты были интерпретированы в терминах пределов на константы взаимодействия калибровочных бозонов в данных вершинах. Данные пределы были установлены на экспериментах LEP для процессов слияния двух W бозонов [47] и процессов ассоциированного рождения $W^+W^-\gamma$ [48]. Аналогичные исследования процессов рождения W бозонов с фотонами были проведены на БАК [49–52].

1.5 Порядки теории возмущения

Полное сечение рождения изучаемого процесса в теории возмущения с применением диаграмм Фейнмана [53] может быть выражено как:

$$\sigma = \sigma^0 + \alpha_s \cdot \sigma^1 + \mathcal{O}(2), \quad (1.20)$$

где σ^0 выражает вклад от лидирующего порядка теории возмущения (Leading order, LO) или древесного уровня (для диаграммной интерпретации), σ^1 — вклад от порядка следующего за лидирующим (Next-to-leading order, NLO), α_s — константа сильного взаимодействия и $\mathcal{O}(2)$ — вклад от более высоких порядков теории возмущения.

На рисунке 1.4 представлены диаграммы рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами в адронных столкновениях в LO порядке теории возмущения. Дополнительный вклад

создают процессы фрагментации кварков и глюонов в фотоны, показанные на диаграммах 1.5. Вероятность последних процессов пропорциональна произведению $G_F \cdot \alpha_s$ [54]. Таким образом, процессы с фрагментацией кварков и глюонов в фотоны имеют тот же порядок для вероятности рождения, что и LO процессы.

КХД NLO порядок для процессов рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами включает вклад от диаграмм с виртуальными петлями, интерференцией между LO диаграммами, а также вклад от диаграммы излучения третьего фотона начального состояния [55]. В настоящей работе экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями, включающими КХД NLO поправки. Высокие статистическая и систематическая ошибки не позволили достигнуть точности, необходимой для проверки предсказаний более высоких порядков.

Глава 2. Большой адронный коллайдер и эксперимент ATLAS как инструмент исследования рождения $Z\gamma\gamma$ состояний

Одним из основных инструментов в физике элементарных частиц является метод рассеяния, то есть столкновение различных частиц друг с другом, в результате которого рождаются новые частицы. Со времени первых экспериментов в этой области размеры и сложность экспериментальных установок невероятно возрасли. Ученым приходится создавать все более мощные ускорители частиц для того, чтобы проникнуть глубже в материю, и все более точные детекторы, чтобы зарегистрировать частиц, рождаемые в столкновениях. В наше время широко применяются коллайдеры — ускорители, в которых сталкиваются два пучка частиц с нулевым суммарным импульсом. Говорят, что процесс рассматривается в системе центра инерции сталкивающихся частиц.

Данная диссертация была выполнена с использованием данных, полученных на эксперименте ATLAS [56], расположенном в кольце Большого адронного коллайдера (БАК) [57] в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) на границе Швейцарии и Франции, рядом с городом Женева. На БАК ускоряются пучки протонов и ионов до энергий в несколько ТэВ. В данной главе представлено короткое описание всего ускорительного и детектирующего комплекса БАК, а также более подробное описание эксперимента ATLAS и его компонентов. Отдельное внимание уделено одной из трековых систем ATLAS — Трековому Детектору Переходного Излучения (ТДПИ). Этот детектор обеспечивает высокую эффективность восстановления треков заряженных частиц и конверсионных фотонов, что является важным фактором при проведении физических анализов по поиску редких событий ассоциированного рождения нейтральных векторных бозонов.

2.1 Большой адронный коллайдер

БАК — самый грандиозный и точный инструмент в физике высоких энергий, из когдалибо созданных человеком. В настоящее время все передовые технологии сосредоточены внутри данной установки. Его конструкция была окончательно утверждена в 1994. Коллайдер был установлен в 27 километровой круговой туннеле, где ранее находился ускоритель LEP, позволивший подробно исследовать природу электро-слабых взаимодействий и свойств W и Z бозонов в конце двадцатого века.

БАК был спроектирован для ускорения и столкновения протонных пучков в системе центра масс $\sqrt{s_{pp}} = 14$ ТэВ, что превосходит в 7 раз энергию достигнутую на предыдущем, самом масштабном коллайдере Тэватрон [58]. Дополнительно БАК позволяет сталкивать пучки тяжелых ядер свинца (Pb) при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ ТэВ

Исследовательская программа БАК включает в себя проверку с высокой точностью теоретических предсказаний Стандартной модели (СМ) на энергиях ранее недостижимых на эксперимен-

тах и поиск физики вне рамок СМ, например частиц из Супер симметричной модели. Строение детекторов БАК было во многом обусловлено одной из основных целей эксперимента: обнаружение, предсказанного более 50 лет назад, Хиггс бозона.

Ускорительная система БАК состоит из двух труб для частиц, по которым циркулируют встречные пучки. Кольцо ускорителя поделено на 8 секторов, каждый из которых состоит из прямых и поворотных секторов. Прямые части имеют длину в 528 метров, на четырех участках происходит столкновения пучков и расположены детекторы, регистрирующие продукты распада. Остальные прямые секции используются для ускорения частиц при помощи радиочастотных волн, для коллимационной системы, отвечающей за фокусировку пучков, и для системы сброса пучков. Поворотные секции сделаны из магнитных диполей (всего 1232 штук) и квадруполов (всего 392 штук). Каждый диполь имеет длину 14,3 м, выполнен из сверхпроводящего сплава ниобия и титана и помещен в криостат, охлаждаемый жидким гелием до температуры 1.9 К. Диполи предназначены для создания магнитного поля в 8.65 Т, необходимого для удержания протонов с энергией до 7 ТэВ на их круговых орбитах. Квадруполы используются для фокусировки пучков.

Столкновения протонных пучков происходит каждые 25 нс (50 нс на первых этапах работы БАК), что в дополнение к высоким энергиям частиц, позволяет увеличить вероятность зарегистрировать редкие события. Количество событий N для определенного процесса с сечением рождения σ определяется по формуле:

$$N = \sigma \int L dt, \quad (2.1)$$

где L — это мгновенная светимость ускорителя, характеризующая интенсивность взаимодействия протонных пучков.

Светимость ускорителя зависит от количества частиц в пучке, частоты обращения частиц в кольце, Лоренц-фактора и других параметров, связанных с свойствами пучков. Проектная мгновенная светимость БАК составляет $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для достижения этого значения в общей сложности 2808 пучков с 1.14×10^{11} протонов в каждом циркулируют в каждой трубе. Расстояние между соседними пучками составляет 7.5 м (при 25 нс), что позволяет достичь частоты столкновений в 40 МГц. Типичное время циркуляции протонных пучков до сброса — 15 часов. Протонные пучки впрыскиваются в кольцо БАК через серию ускорителей, которые поэтапно формируют данные пучки и ускоряют. На рисунке 2.1 показана упрощенная схема БАК с главными экспериментами и ускорительными комплексами.

Электроны удаляются из исходных атомов водорода. Оставшиеся протоны ускоряются до 50 МэВ в линейном ускорителе Linac2. Затем протоны попадают в стартовый протонный синхротрон (СтПС), где они приобретают энергию в 1,4 ГэВ. Далее пучки направляются в следующий протонный синхротрон (ПС) и разгоняется до 26 ГэВ. На следующем этапе протоны переносятся в супер протонный синхротрон (СПС) с длиной кольца в 7 км и ускоряются до 450 ГэВ. Наконец, протоны попадают в БАК, который предназначен для ускорения каждого пучка до 7 ТэВ.

Протон-протонные столкновения в БАК происходят в четырех точках взаимодействия. В данных точках под землей на пути труб с протонными пучками расположены четыре основных эксперимента или детектора БАК. Два эксперимента, ATLAS и CMS [59], разработаны как де-

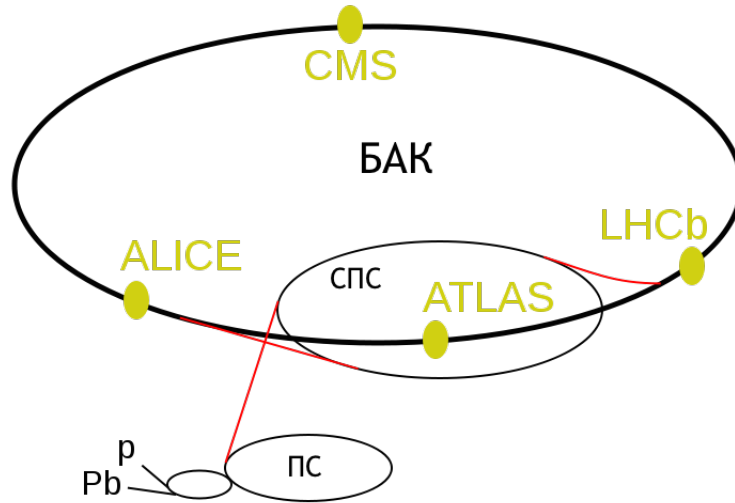


Рисунок 2.1 — Схема Большого Адронного Коллайдера: ускорительная система, основные эксперименты [57].

текторы общего назначения. Их рабочие программы охватывают похожие физические задачи, что позволяет независимо подтверждать результаты друг друга. Два других эксперимента, ALICE [60] и LHCb [61], имеют более специализированные задачи. Их исследовательские программы направлены на решения самых актуальных вопросов из области физики элементарных частиц.

Первые протонные пучки в кольце БАК были зарегистрированы 10 сентября 2008 года. Энергия протонов достигала 450 ГэВ, ускорение в главном кольце коллайдера отсутствовало. По техническим причинам 19 сентября ускоритель был остановлен. Работа возобновилась в ноябре 2009 года, тогда же произошли первые столкновения протонов внутри детекторов с энергией 900 ГэВ в системе центра масс. Энергия была увеличена до 7 ТэВ в 2010 году, далее до 8 ТэВ в 2012 и, наконец, до 13 ТэВ в 2015.

Сеанс работы на 7 ТэВ продолжался два года с 2010 по 2011, интегральная светимость протонных столкновений составила 5.7 фб^{-1} . В ноябре 2011 года на БАК стартовала программа столкновения ядер свинца. За три недели работы было набрано примерно по 150 мб^{-1} на каждом из основных экспериментов.

В 2012 году конфигурация протонных пучков сильно не изменилась, но собранная статистика на экспериментах позволила сделать долгожданное открытие Хиггс бозона, предсказанного в СМ. Частица была независимо обнаружена ATLAS и CMS экспериментами, о чем коллаборации доложили 4 июля на специальном семинаре в ЦЕРН. В целом, физические исследования за первый этап работы ускорителя 2010-2012 продемонстрировали высокое согласие с предсказаниями СМ. Среднее количество протонных взаимодействий ($\langle \mu \rangle$) в каждом событии 2012 года составило около 20, максимальное значение достигало 35.

В 2013 году перед длинным техническим перерывом в работе ускорителя для модернизации систем прошел сеанс протон-ядерных столкновений. Далее БАК был остановлен до 2015 года, когда начался так называемый второй сеанс набора данных на БАК и протон-протонные пучки впервые столкнулись с энергией 13 ТэВ в системе центра масс. Время между столкновениями

было укорочено до 25 нс. Было накоплено около 4 фб^{-1} статистики на каждом из экспериментов на новой энергии столкновений за 2015 год. 2015 год завершился ядро-ядерными столкновениями с энергией в 6.37 ТэВ в пересчете на одну протонную пару, что в более чем два раза превышает значения достигнутые в 2011 году.

В 2016 году продолжился набор статистики протон-протонных столкновений на энергии 13 ТэВ. Общий объем записанных данных составил 35.6 фб^{-1} . В конце года был проведен месячный сеанс столкновений протонов с ядрами свинца.

2.2 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS [56] — один из двух самых крупных и многофункциональных экспериментов на БАК. Он был разработан для изучения широкого круга физических явлений на энергетической шкале от сотен МэВ до десятков ТэВ, таких как поиск Хиггс бозона, поиск физики вне рамок СМ, точные измерения параметров СМ, физика топ кварка, CP нарушения и других.

Детектирующая система обладает всеми необходимыми свойствами для изучения рождения Z бозона совместно с фотонами. Высокая точность измерения энергии фотонов и направления их вылета по отношению к точке столкновения протонов предусмотрена с самого первого момента работы ATLAS, как одни из самых необходимых характеристик для поиска распада Хиггс бозона в фотоны. Отделение сигнальных событий с рождением Z бозона также является важным моментом для многих физических анализов. Как известно из [62] Z бозон распадается по заряженной или нейтральной моде. Для последнего процесса требуется чувствительная система калориметров, способная точно восстанавливать потерянную энергию всех зарегистрированных в детекторе частиц и тем самым, с использованием законов сохранения, определять параметры трудно регистрируемых нейтрино. Наконец, детектор ATLAS способен измерять с высокой точностью треки и импульсы заряженных частиц, таких как электроны и мюоны, что является особенно важным для отделения сигнальных событий с Z бозоном от фоновых с W бозоном.

Полная схема эксперимента ATLAS представлена на рисунке 2.2. ATLAS имеет цилиндрическую форму длиной 44 м и 25 м в диаметре. Детектирующая система симметрична относительно плоскости перпендикулярной движению протонных пучков и проходящей через точку столкновения протонов. Для достижения разных целей ATLAS поделен на три разные системы. Измерение треков заряженных частиц осуществляется Внутренним Детектором (ВД), расположенным непосредственно вокруг точки столкновения протонных пучков. Трековая система состоит из нескольких компонентов, которые в итоге обеспечивают максимальную точность в определении координат траекторий. ВД помещен в магнитное поле, что позволяет измерять импульсы заряженных частиц. Система калориметров для измерения энергии электронов и фотонов следует за ВД. Эта система окружена адронными калориметрами, позволяющими мерить с высокой точностью энергии адронных струй. Самая крайняя система ATLAS — это Мюонный спектрометр. Он позволяет производить регистрацию мюонов и измерение их импульсов.

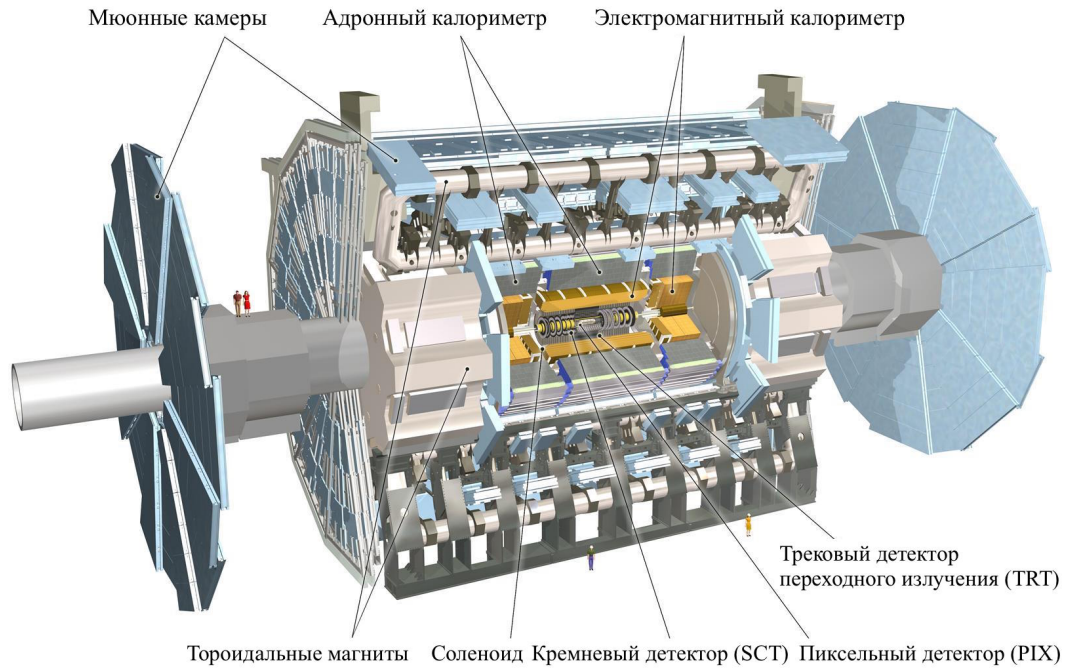


Рисунок 2.2 — Схема эксперимента ATLAS [63].

Далее в этой главе приводится краткий обзор основных элементов детектора в порядке их удаления от точки столкновения протонных пучков. Полная информация доступна в [56].

2.2.1 Измерение координат и импульсов частиц

Система координат ATLAS эксперимента

В системе координат ATLAS эксперимента ось z направлена по касательной к ускорительно-му кольцу и против часовой стрелки. Направление оси x указывает на центр ускорителя, направления y указывает вверх. Начало координат находится в центре установки, в точке столкновения протонных пучков. Параметризация трека заряженной частицы осуществляется с помощью пяти параметров: z_0 , d_0 , θ , φ , q/p , отсчитывающихся от точки на треке заряженной частицы, расположенной на самом близком расстоянии к оси z . z_0 — это расстояние до начала координат в направлении оси z , d_0 — расстояние до оси z в плоскости x - y (положителен в случае, когда трек направлен по часовой стрелке в магнитном поле). Полярный угол определяется параметром $0 < \theta < \pi$ и составлен между направлением трека и осью z . Азимутальный угол $-\pi < \varphi < \pi$ образован в плоскости x - y , отсчитывается от оси x против часовой стрелки. Параметр q/p определяется как кривизна трека и связан с импульсом частицы (установлен на 0, когда магнитное поле отсутствует). На рисунке 2.3 приведен пример отсчета координат для трека в эксперименте.

Для частиц, не имеющих треков во Внутренней системе ATLAS, справедлива та же самая система координат. Часто для определения позиции внутри детектора используется понятие псев-

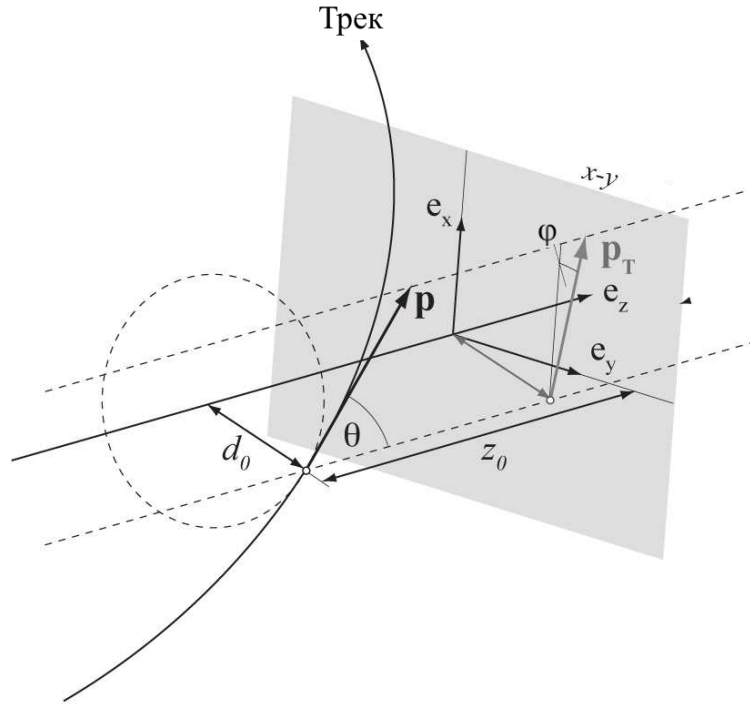


Рисунок 2.3 — Система координат ATLAS детектора [63].

добыстроты: $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$. Расстояние на плоскости «азимут-псевдобыстрота» определяются как $\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \varphi^2}$, геометрически представляет собой конус вокруг трека частицы.

Магнитная система

В физике высоких энергий в детекторах используются сильные магнитные поля для того, чтобы отклонять треки заряженных частиц. Детектор ATLAS имеет две системы сверхпроводящих магнитов. Центральный соленоидный магнит, расположенный между внутренним детектором и системой калориметров обеспечивает осевое магнитное поле величиной в 2 Т параллельное протонным пучкам в ускорителе. Это поле используется для измерения импульса заряженных частиц во внутреннем детекторе и минимизации материала перед электромагнитным калориметром.

Связь между кривизной трека частицы ($1/R$), зарядом (q), импульсом (p) частицы и величиной индукции магнитного поля (B) задается соотношением 2.2.

$$\frac{p}{q} = 0.2998 \cdot B \cdot R \quad (2.2)$$

В Мюонном спектрометре магнитное поле, необходимое для искривления траектории мюонов, направлено перпендикулярно движению частиц и создается тороидальными магнитами.

2.2.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор разработан для определения координат и импульсов заряженных частиц, восстановления первичных и вторичных вершин в условиях множественных столкновений протонных пучков. Информация от ВД используется для электронной идентификации. Пиксельный детектор (Pixel detector, PIXEL) расположен ближе всего к точке столкновения. За ним следует кремневый микростриповый детектор (silicon microstrip, SCT). Данные два детектора относятся к типу полупроводниковых детекторов. Внешняя часть ВД представляет собой трековый детектор переходного излучения (ТДПИ, Transition radiation tracker, TRT). Внутренний детектор составляет 6,2 м в длину и 2,1 м в диаметре, охватывает область с $|\eta| < 2.5$, и работает в магнитном поле 2 Т, создаваемым с помощью центрального соленооида. Схема внутреннего детектора и его трех подсистем представлена на рисунке 2.4.

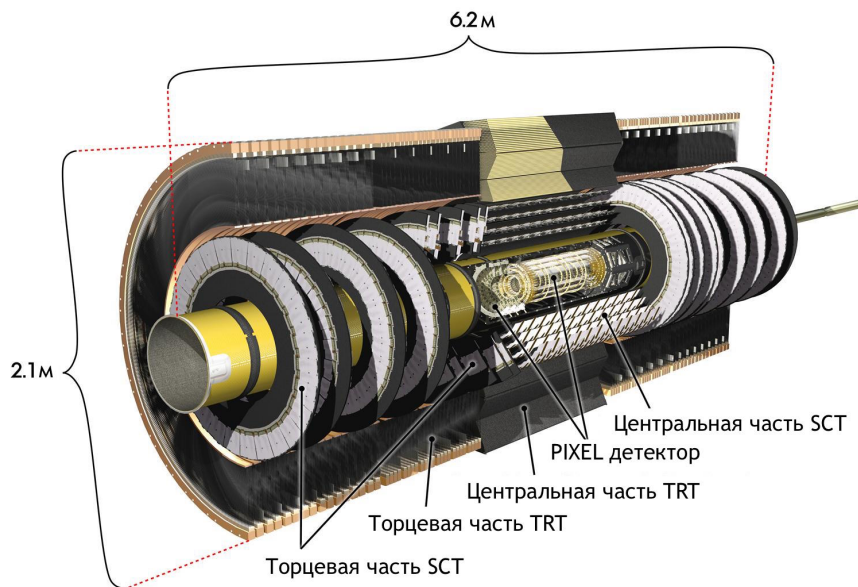


Рисунок 2.4 — Поперечный разрез вдоль направления протонных пучков ВД ATLAS [64].

Пиксельный детектор обеспечивает высокую точность определения треков и вершин взаимодействия вокруг точки столкновения пучков. Пиксельные сенсоры (более 80 миллионов) расположены в трех концентрических цилиндрах вокруг оси взаимодействия протонов и в трех дисках, перпендикулярных этой оси. Минимальный размер сенсора $50 \times 300 \text{ мкм}^2$ обеспечивает внутреннее разрешение в 10 микрон в плоскости $R - \phi$ и около 110 микрон по оси z . Материал обнаружения — кремний. Пиксельный детектор играет важную роль в поиске короткоживущих частиц, таких как b адроны и τ лептоны.

Элементы SCT детектора состоят из кремниевых полос: 4 концентрических двухсторонних цилиндра вокруг оси взаимодействия протонов и девять односторонних торцевых дисков. Такая конструкция обеспечивает в среднем 8 точных пространственных измерений на треке заряженной частицы. Расстояние между полосами составляет 80 мкм, что обеспечивает внутреннее раз-

решение 17 микрон в плоскости $R - \phi$ и около 580 микрон по оси z . SCT содержит около 61 м^2 кремниевого волокна с 6,2 миллионами считывающих каналов.

Треки заряженных частиц в эксперименте ATLAS могут быть восстановлены с использованием первых двух детекторов, однако, во многих физических задачах применяется требование на наличие продолжения треков в ТДПИ, что улучшает импульсное разрешение частиц.

Трековый детектор переходного излучения изготовлен из отдельных пропорциональных трубок. Радиатор, помещенный между трубками, позволяет производить идентификацию электронов, излучая рентгеновские фотоны (переходное излучение) в момент прохождения его частицами. Эти рентгеновские лучи поглощаются газом внутри пропорциональных трубок, вызывая сигналы с высокой амплитудой, которые в свою очередь используются для идентификации. Трубки расположены параллельно протонному пучку в центральной области ATLAS детектора и радиально в торцов. Внутреннее разрешение каждой пропорциональной трубки составляет 130 мкм. В рамках данной диссертации были выполнены исследования работы ТДПИ в условиях высокой множественности протонных столкновений. Полученные результаты продемонстрировали стабильность при высоких нагрузках трековых характеристик ТДПИ, обеспечивающих эффективное восстановление заряженных частиц и конверсионных фотонов в ATLAS эксперименте, что в свою очередь является основой для проведения физических анализов на эксперименте, в том числе поиска ассоциированного рождения нейтральных калибровочных бозонов. Подробные результаты приведены позже, в главе 3 этой диссертации.

2.2.3 Калориметры

Система калориметров в ATLAS эксперименте охватывают диапазон $|\eta| < 4.9$. Компоненты системы используют разные технологии в зависимости от объектов, которые они регистрируют. Электромагнитный калориметр (ЭМК), расположенный за внутренним детектором, имеет высокую детализацию и предназначен для измерения энергии электронов и фотонов. Адронный калориметр установлен сразу за ЭМК оптимизирован для восстановления адронных струй и косвенного определения (через законы сохранения) энергии незарегистрированных в ATLAS частиц, таких, как например нейтрино. В электромагнитном калориметре применяется метод измерения энергии частиц, основанный на использовании жидкого аргона (LAr) в качестве радиатора, в то время как в адронном калориметре используется как жидкий аргон, так и сцинтилляционные методы в зависимости от области по η . На схеме 2.5 представлен разрез системы калориметров ATLAS детектора. Здесь показан электромагнитный LAr калориметр, цилиндрический адронный калориметр составленный из плиток сцинтилляторов, торцевой и передний адронные калориметры на жидком аргоне.

Электромагнитный калориметр является гетерогенным детектором, состоящим из двух слоев: активной среды, восстанавливающей ширину и глубину созданного частицей ливня, и материала поглотителя, который поглощает энергию и ограничивает развитие ливня. В качестве

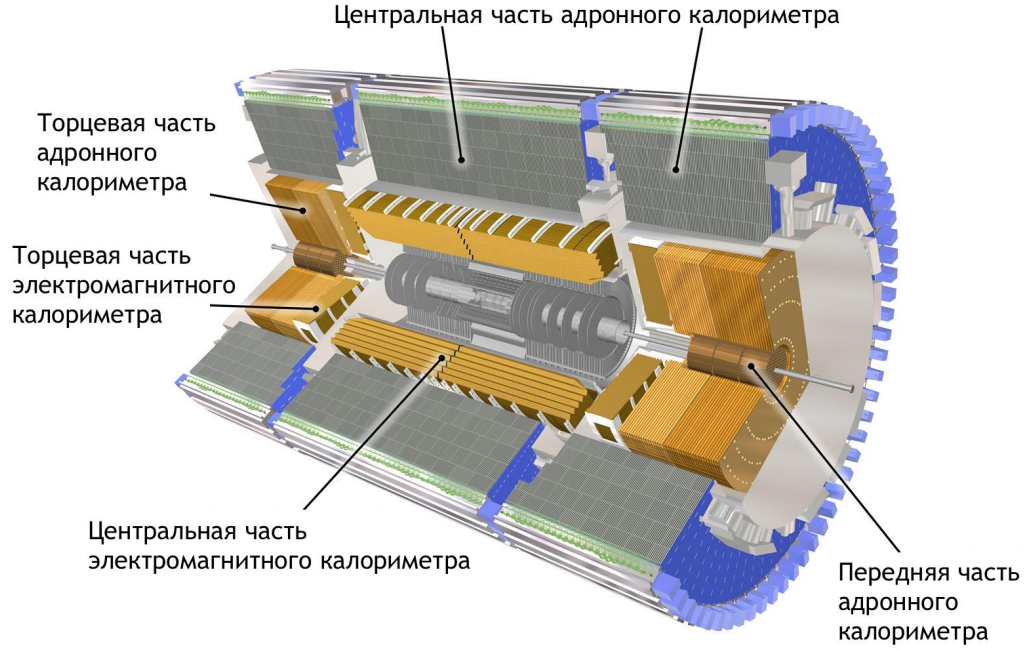


Рисунок 2.5 — Схема калориметров детектора ATLAS [65].

поглотителей используется свинцовые пластины, погруженные в жидкий аргон. Частицы взаимодействуют со свинцовыми пластинами и создают каскад вторичных частиц, которые преобразуются в электрон-ионные пары в жидком аргоне. В электрическом поле происходит дрейф электрон-ионных пар к электродам. Центральная (цилиндрическая) часть ЭМК покрывает диапазон $|\eta| < 1.475$, торцевая часть — $1.375 < |\eta| < 3.2$. Центральная часть ЭМК ($|\eta| < 2.5$) предназначена для точных измерений и состоит из 3 секций в зависимости от расстояния до трубки с протонными пучками, остальные области из 2 секций.

Центральная часть адронного калориметра охватывает область с $|\eta| < 1.7$ и разделена на плитки. Каждая плитка состоит из слоев: поглощающего и детектирующего материалов. В качестве поглотителя используются стальные пластины, органический сцинтиллятор испускает гамма кванты пропорционально оставленной частицей энергии. Торцевая часть адронного калориметра ($1.5 < |\eta| < 3.2$) состоит из медных пластин, помещенных в жидкий аргон. Принцип детектирования энергии пролетающих частиц аналогичен используемому в ЭМК. Энергия, оставленная частицей в система калориметра, чаще всего бывает поделена между несколькими слоями или сенсорами, поэтому соседние элементы могут быть собраны в так называемые кластеры.

Энергетическое разрешение электромагнитного и адронного калориметров выражается формулами 2.3 и 2.4 соответственно. Первая часть в выражениях описывает статистические флуктуации в сигнале, а вторая часть — локальные неоднородности отклика калориметра.

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 0.17\%, \quad (2.3)$$

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{52\%}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 3.0\%. \quad (2.4)$$

2.2.4 Мюонный спектрометр

Такие частицы как высокоэнергетические мюоны не успевают потерять всю свою энергию в системе калориметров. Масса мюонов в 200 раз превышает массу электронов, что приводит к слабому взаимодействию с атомными ядрами в материале калориметра. Они не создают сильного электромагнитного ливня, кроме того средние потери на рождение электрон-ионных пар составляют не более 1 ГэВ на метр стали.

Мюонный спектрометр (МС) является крупнейшей системой ATLAS детектора. Он предназначен для обнаружения и измерения импульса мюонов, покидающих калориметры в диапазоне $|\eta| < 2.7$. Магнитное поле, необходимое для искривления траектории мюонов, направлено перпендикулярно движению частиц и создается тороидальными магнитами. Схема МС представлена на 2.6. Спектрометр состоит из двух трековых и двух триггерных систем. К трековым системам относятся: мониторируемые дрейфовые трубки (Monitored Drift Tubes, MDTs) и многопроволочные пропорциональные камеры в виде катодных стриповых камер (Cathode Strip Chambers, CSCs). К триггерным системам относятся: резистивные плоские камеры (Resistive Plate Chambers, RPCs) и тонко-зазорные камеры (Thin Gap Chambers, TGCs).

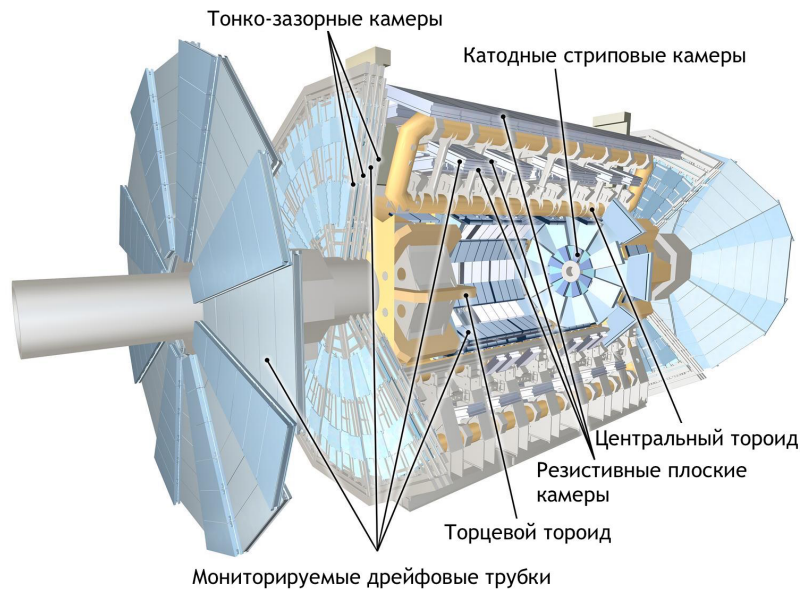


Рисунок 2.6 — Схема Мюонного спектрометра ATLAS [66].

Мониторируемые дрейфовые трубки отвечают за точное определение координат мюонных треков в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$. Чувствительными элементами MDT являются дрейфовые трубки 30 мм в диаметре, наполненные $Ar(97\%) + CO_2(3\%)$ смесью. Пространственное разрешение составляет 40 микрон, время дрейфа 700 нс. Вся система состоит из около 350000 алюминиевых трубок длиной от 1.2 до 6 метров. Мониторируемые дрейфовые трубки способны измерять скорость частиц и вносить тем самым вклад в точность измерения β адронным калориметром и резистивными плоскими камерами. Ближе к точке столкновения протонов, в диапазоне псевдобыстрот $2.1 < |\eta| < 2.7$ используются катодные стриповые камеры. Они обладают более высокой частотой считывания сигнала и способны работать при более высокой нагрузке.

МС оснащен дополнительными триггерными системами для того, чтобы принимать быстрые решения в реальном режиме работы БАК с интервалами в 25 нс между столкновениями. Подробная информация о триггерной системе всего эксперимента ATLAS представлена в следующей главе. В таблице 1 представлена подробная информация о производительности всех систем МС.

Таблица 1 — Разрешение систем Мюонного Спектрометра

Система	Функция	Разрешение z/R	Разрешение φ	Временное разрешение
MDT	Измерение треков	$35 \mu m$ (z)	-	-
CSC	Измерение треков	$40 \mu m$ (R)	5 мм	7 нс
RPC	Триггер	$10 \mu m$ (z)	10 мм	1.5 нс
TGC	Триггер	$40 \mu m$ (R)	3-7 мм	4 нс

Для эффективного восстановления мюонов вместе с МС также часто используется информация от ВД. Это позволяет значительно повысить импульсное разрешение для мюонов в поперечном импульсом ниже 60 ГэВ. В случае, если мюоны восстанавливаются двумя системами они носят название «комбинированные мюоны». На графике 2.7 показано разрешение по поперечному импульсу мюонов при использовании только информации от МС, только от ВД и, наконец, с использованием информации от обеих систем. По графику видно, что решающий вклад в импульсное разрешение мюонов в диапазоне энергий от 0 до 50 ГэВ вносит ВД.

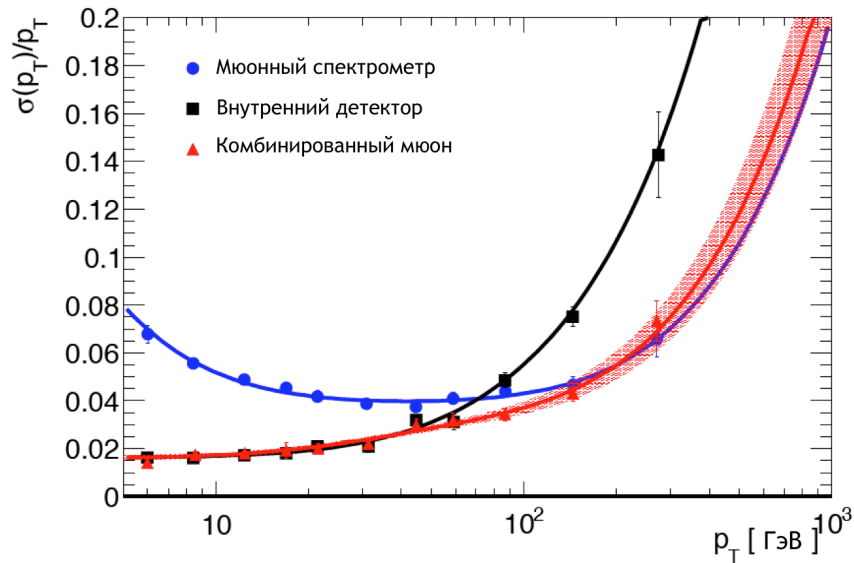


Рисунок 2.7 — Разрешение по поперечному импульсу мюонов восстановленных в эксперимента ATLAS в зависимости от их импульса при использовании только информации от МС (синий цвет), только от ВД (черный цвет) и, наконец, с использованием информации от обеих систем (красный цвет).

2.2.5 Системы триггеров и сбора данных

Проектная светимость на БАК обеспечивается столкновением протонных пучков с частотой в 25 нс. При одном таком столкновении происходит в среднем более 20 взаимодействий. Каждое событие в ATLAS детекторе требует обработки более 1 Мб информации в течение нескольких секунд. При частоте столкновений в 40 МГц объем всех анализируемых данных для хранения и обработки становится слишком большим, в то время как только лишь часть этих данных содержат интересные события. Чрезвычайно важно иметь возможность выделять эту интересную часть, сохраняя при этом высокую эффективность, чтобы не потерять ни одного физически значимого события.

Детектор ATLAS имеет трехуровневую систему триггеров, чтобы выбрать потенциально интересные события и снизить частоту записи до 200 Гц. Распределение данных между различными триггерами системы и хранением данных осуществляется при помощи системы извлечения данных (Data Acquisition, DAQ).

Аппаратные средства системы триггеров первого уровня (L1) принимают и сжимают данные о событиях со считывающей электроники. Решения о записи принимаются менее чем за 2.5 мкс. Частота потока событий снижается до примерно 75 кГц. Для идентификации мюонов в этом режиме используются система триггеров Мюонного спектрометра. Электроны и фотоны отбираются по информации от калориметров. Используя простые подходы и самые грубые детектирующие системы ATLAS триггер L1 уровня способен найти высокоэнергетические электроны, мюоны, фотоны, адронные струи и события с высоким значением незарегистрированной энергии. Кроме этого, данная система определяет геометрическую область, где произошла регистрация данных частиц. Информация от триггера первого уровня передается дальше через специальную систему управления. Следующие уровни отсеивания событий (триггеры высокого уровня HLT) основаны на программных методах. Они включают в себя триггер второго уровня (L2) и триггер событий (EF).

Информация обрабатывается на большой вычислительной фабрике рядом с экспериментом ATLAS, чтобы избежать задержки сигнала. L2 использует всю информацию от детекторов, но только в геометрических областях, отобранных ранее L1 системой. Использование быстрых алгоритмов и упрощенного отбора уменьшает частоту событий примерно до 3.5 кГц. L2 способен выполнять быструю обработку информации от ВД. Время обработки одного события составляет 40 мс. EF получает события отобранные L2, а также имеет доступ к полной информации (не только выбранной в геометрической области). EF может производить полное восстановление событий и применять алгоритмы очень похожие на используемые при обработке в автономном режиме. С временем обработки каждого события в 4 секунды EF триггер уменьшает частоту событий от протонных столкновений примерно до 200 Гц. Выбранные события классифицируются по EF триггером по заранее разработанной схеме. Эти потоки сохраняются для последующей обработки в автономном режиме, после применения необходимых калибровок к компонентам эксперимента ATLAS.

Для первичного отбора событий ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов был использован двухфотонный триггер событий (EF_2g20vh_medium). Данный триггер срабатывал в случае, если электромагнитный калориметр зафиксировал два объекта с поперечной энергией выше 20 ГэВ.

Глава 3. Трековый детектор переходного излучения эксперимента ATLAS

Как было описано в 2.2.2 трековый детектор переходного излучения (ТДПИ) представляет собой самую большую из трех подсистем Внутреннего детектора ATLAS эксперимента и расположен с внешней стороны по отношению к PIXEL и SCT детекторам.

ТДПИ был разработан для работы в соленоидальном магнитном поле 2 Тл и при проектной светимости БАК в $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Детектор сделан из тонкостенных пропорциональных дрейфовых трубок, временные измерения в которых переводятся в координаты. Проектное пространственное разрешение детектора составляет 120 - 130 мкм. Геометрия ТДПИ подобрана так, что в среднем на треке частицы с $p_T > 0.5 \text{ ГэВ}$ и в интервале $|\eta| < 2$ возникает около 30 пространственных точек внутри детектора. Кроме этого, ТДПИ позволяет идентифицировать электроны при помощи переходного излучения, возникающего при прохождении частиц материала детектора. ТДПИ играет важную роль в поиске ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов в эксперименте ATLAS. Около половины фотонов в сигнальных $Z\gamma\gamma$ событиях конвертируют в материале ВД в электрон-позитронные пары и для их идентификации используется ТДПИ. Информация от ТДПИ используется также для эффективного отбора мюонных треков и улучшения точности измерения их поперечных импульсов. Это является важным при расчете значения «недостающей энергии» и подавлении фона, возникающего при неправильной идентификации частиц.

В этой главе представлен принцип работы ТДПИ: описание возникновения переходного излучения и регистрации ионизационных потерь на треке заряженной частицы. Больше информации о принципах работы ТДПИ доступно в [67–69]. Трековые и идентификационные функции ТДПИ рассматриваются в контексте их вклада в физический анализ рождения мультибозонных состояний, представленный в диссертации. Отдельное внимание уделяется исследованию работы ТДПИ в условиях высокой множественности протонных столкновений, соответствующей высокой загрузке детектора. Под загрузкой детектора понимается доля (в процентах) пропорциональных трубок, зарегистрировавших сигнал выше установленного порога в интервале 75 нс.

С ростом энергии протонных столкновений и количества взаимодействий в каждом событии ($\langle \mu \rangle$) увеличивается загрузка детектирующих элементов, в особенности тех, которые расположены ближе всего к центру ATLAS детектора. Для проведения физических анализов, таких например, как поиск событий рождения $Z\gamma\gamma$, необходимо знать поведение детекторов в подобных условиях и убедиться в хорошем согласии данных и моделирования, так как эффективность восстановления сигнала и часть фонов определяется на основе Монте - Карло событий. Работа ТДПИ была изучена в зависимости от загрузки и впервые для значений загрузок выше 30% или $\langle \mu \rangle > 20$. Для этой цели были рассмотрены трековые характеристики, определяющие эффективность восстановления треков в ТДПИ и подробно описанные в 3.3.1.

3.1 Принцип работы детектора. Ионизация и переходное излучение.

Дрейфовая трубка представляет собой цилиндрический контейнер с проводящими стенками и наполненный газом. Через центр цилиндра проходит положительно заряженная проводящая нить (анод). Возникающее электрическое поле между анодом и стенками трубки может быть рассчитано по формуле 3.1.

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)}, \quad (3.1)$$

где r — радиальное расстояние, V_0 — напряжение на аноде, a и b — радиусы анодной нити и цилиндра соответственно.

Когда заряженные частицы проходят через трубку, в ходе электромагнитного взаимодействия с атомами газа образуются электрон-ионные пары. Это явление носит название ионизация. Количество образовавшихся пар пропорционально потерянной частицей энергии. Среднее количество потерянной энергии на единицу длины пути для тяжелой частицы (масса выше массы электрона) может быть рассчитано по формуле Бете-Блоха 3.2 [62].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{T^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right), \quad (3.2)$$

где N_a — число Авогадро, m_e и r_e — масса и классический радиус электрона соответственно. Z и A — атомный номер и атомная масса вещества поглотителя соответственно. β — скорость налетающей частицы, нормированная на скорость света, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — Лоренц фактор. Параметр I — средний потенциал возбуждения для поглотителя, постоянная величина для различных материалов. δ — коэффициент, учитывающий эффекты плотности для частиц с высоким значением импульса. T_{max} — соответствует максимуму кинетической энергии, которая может быть передана свободному электрону при столкновении, и зависит от массы частицы.

В среднем заряженная частица теряет около 2.5 КэВ в каждой трубке, создавая 5-6 кластеров первичной ионизации. В электрическом поле образовавшиеся ионы ускоряются в сторону катода (стенок трубки), в то время как электроны — в сторону анода. Вблизи анодной нити напряженность поля выше, что приводит ко вторичной ионизации газа. В результате образовывается каскад из электронов, несущий заряд достаточной величины для регистрации. Режим работы, при котором измеряемый сигнал пропорционален потерянной частицами энергии, называется пропорциональным, а сами трубки пропорциональными.

Для получения пространственных измерений на треках заряженных частиц в ТДПИ измеряется время дрейфа электронов, образовавшихся при ионизации газа заряженной частицей, которое позволяет однозначно определить радиус дрейфа, а значит x и y координаты.

В ТДПИ пропорциональные трубки окружены слоями материала (радиатора) с различными коэффициентами диэлектрической проницаемости (ϵ). В момент, когда заряженная частица проходит через границу двух сред с разными ϵ , излучаются фотоны из рентгеновского диапазона в коллинеарном направлении (под углом $\theta \sim 1/\gamma$) к треку самой частицы. Это явление носит на-

зывает переходное излучение и возникает только для ультра-релятивистских частиц, таких как электроны. Переходное излучение, созданное электронами проникает внутрь пропорциональных трубок, поглощается газом и вызывает образование заряда, превышающего стандартные значения от ионизации газа частицей. В результате этот эффект может быть использован для разделения электронов от более тяжелых частиц, таких как пи-мезоны. На рисунке 3.1 представлена схема пересечения заряженной частицей трех пропорциональных счетчиков ТДПИ в плоскости перпендикулярной анодной нити. Синяя стрелка изображает механизм проникновения переходного излучения, образованного в слоях радиатора на треке заряженной частицы в объем пропорциональной трубки.

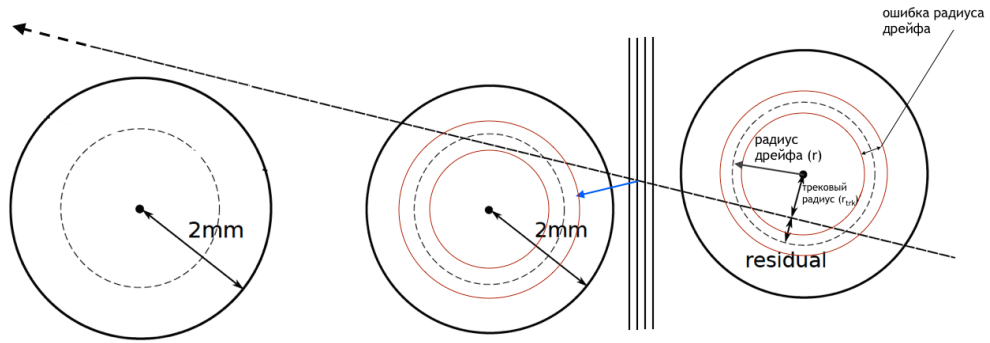


Рисунок 3.1 — Схема пересечения заряженной частицей трех пропорциональных счетчиков ТДПИ в плоскости перпендикулярной анодной нити. На графике отмечены следующие понятия объясняемые в тексте позже: радиус дрейфа (r), ошибка радиуса дрейфа, трековый радиус (r_{trk}) и residual.

Энергия переходного излучения, образованного частицей с зарядом z и лоренц-фактором γ при переходе границы между вакуумом и другой средой, может быть представлена в виде 3.3.

$$E_{\text{пер.}} = \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar w_p}{3}, \quad (3.3)$$

где α — константа электромагнитного взаимодействия, γ — Лоренц фактор и w_p — плазменная частота для конкретного материала.

Плазменная частота определяется по формуле 3.4.

$$w_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^3 m_e c^2 / \alpha}, \quad (3.4)$$

где N_e — концентрация электронов в материале.

Количество фотонов переходного излучения, образующихся при переходе частицы через одну границу, может быть недостаточным для регистрации в трубках. Для увеличения интенсивности переходного излучения несколько тонких (но не менее длины формирования излучения) слоев радиатора установлены друг за другом. Материал радиатора, который полностью окружает дрейфовые трубки внутри каждого модуля состоит из полипропиленовых и полиэтиленовых волокон общей толщиной около 3 мм.

Фотоны переходного излучения имеют энергию в интервале от 1 до 20 КэВ. Переходное излучение, проникая в дрейфовые трубки, поглощается газом. Наибольшей эффективности можно добиться для газов с высоким атомным номером и электронами на низко-энергетических орбитах. Таким образом, лучшим кандидатом является ксенон (xenon, Xe). К качестве финального варианта применяется газовая смесь 70% Xe, 27% CO_2 и 3% O_2 . Примеси необходимы для стабилизации процесса дрейфа к анодной нити и для усиления сигнала от электронов, образовавшихся в ксеноне после попадания заряженной частицы или переходного излучения в дрейфовую трубку. Кроме того благодаря присутствию O_2 создается максимальная разница между рабочим напряжением и напряжением пробоя.

Материалы, из которых сделаны радиаторы и дрейфовые трубки, подобраны таким образом, чтобы свести к минимуму поглощение переходного излучения внутри них. На рисунке 3.2 представлена зависимость длинны поглощения от энергии переходного излучения для разных материалов: чистого ксенона, реальной газовой смеси ТДПИ и для материалов из которых изготовлены дрейфовые трубки (полипропилен и каптон). Как видно из графика реальная газовая смесь в ТДПИ максимальна близка по свойствам к чистому ксенону, что обеспечивает высокую эффективность поглощения переходного излучения внутри дрейфовых трубок.

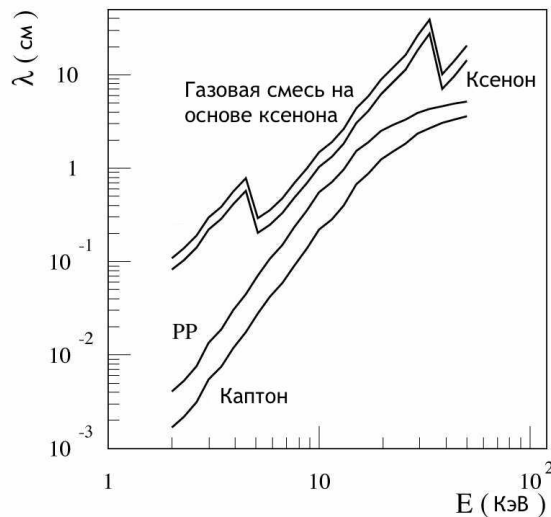


Рисунок 3.2 — Зависимость длинны поглощения λ от энергии переходного излучения E для разных материалов: для реальной газовой смеси ТДПИ (70% Xe, 27% CO_2 и 3% O_2), для чистого ксенона, для полипропилена (PP) и каптона [70].

Конструкция дрейфовой трубки в ТДПИ обеспечивает ее эффективную и надежную работу в условиях высокой радиации. Радиус трубки (2 мм) оптимизирован, чтобы вместе с высокой эффективностью измерений сохранялось высокое пространственное разрешение ТДПИ. Стенки трубок выполнены из двухслойной фольги на основе каптона [71]. Участок стенки дрейфовой трубки показан на рисунке 3.3. Снаружи фольгу покрывает тонкий слой алюминия, обеспечивающий проводимость, а далее следует защитный слой состоящий из углерод-полиамида. С внутренней стороны фольга на основе каптона покрыта тонким полиуретановым слоем, выполняющим функции клея и герметика.

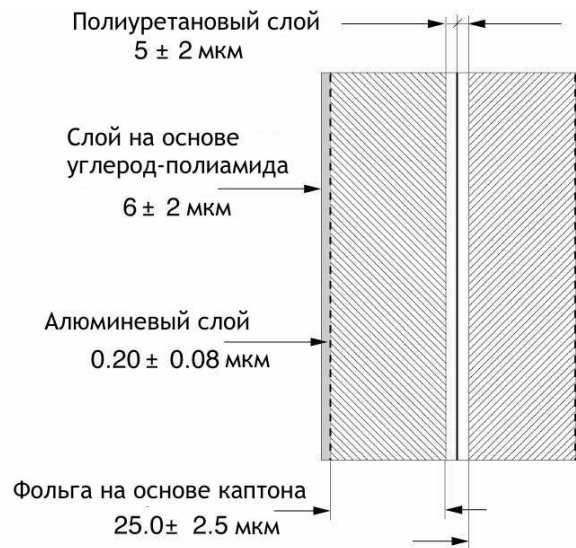


Рисунок 3.3 — Участок стенки дрейфовой трубки ТДПИ [71].

Анодная нить выполнена из позолоченной вольфрамовой нити и подключена на землю. Радиус анодной нити (15.5 мкм) оптимизирован, чтобы получить максимальное усиление сигнала вблизи центра трубки и в то же время поддерживать необходимое напряжение (~ 1530 В).

После измерения ионизации и переходного излучения от заряженной частицы в дрейфовой трубке сигнал на аноде усиливается, преобразовывается в нужную форму и разделяется по пороговому принципу. Всего существует два порога: низкий порог (НП) и высокий порог (ВП) [72]. НП используется для измерения времени дрейфа электронов в трубке и в дальнейшем для воссоздания трека (следа) от заряженной частицы. Он обычно устанавливается примерно на 250-300 эВ для ксеноновой смеси. ВП используется для идентификации крупных выделений энергии. Идентификация электронов в ТДПИ основана на том факте, что вероятность их сигнала в дрейфовой трубке превысить ВП повышается за счет возникновения переходного излучения и становится существенно выше, чем для пи-мезонов. Поэтому ВП оптимизирован для получения наилучшего разделения между электронами и пи-мезонами и установлен на уровне 6-7 КэВ для ксеноновой смеси.

3.2 Схема и настройка детектора

3.2.1 Схема детектора

Общее количество пропорциональных трубок в ТДПИ составляет 298 304 шт. Трубки геометрически расположены двумя разными способами: центральная (barrel) часть, где 52 544 трубки установлены параллельно направлению пучка протонов (ось Z), и две торцевые части (end-cap) в каждой 122 880 трубки, расположенные перпендикулярно пучку и направленные радиально на-

ружу. На рисунке 3.4 показаны отдельно центральная и торцевая части ТДПИ в составе ATLAS ВД.

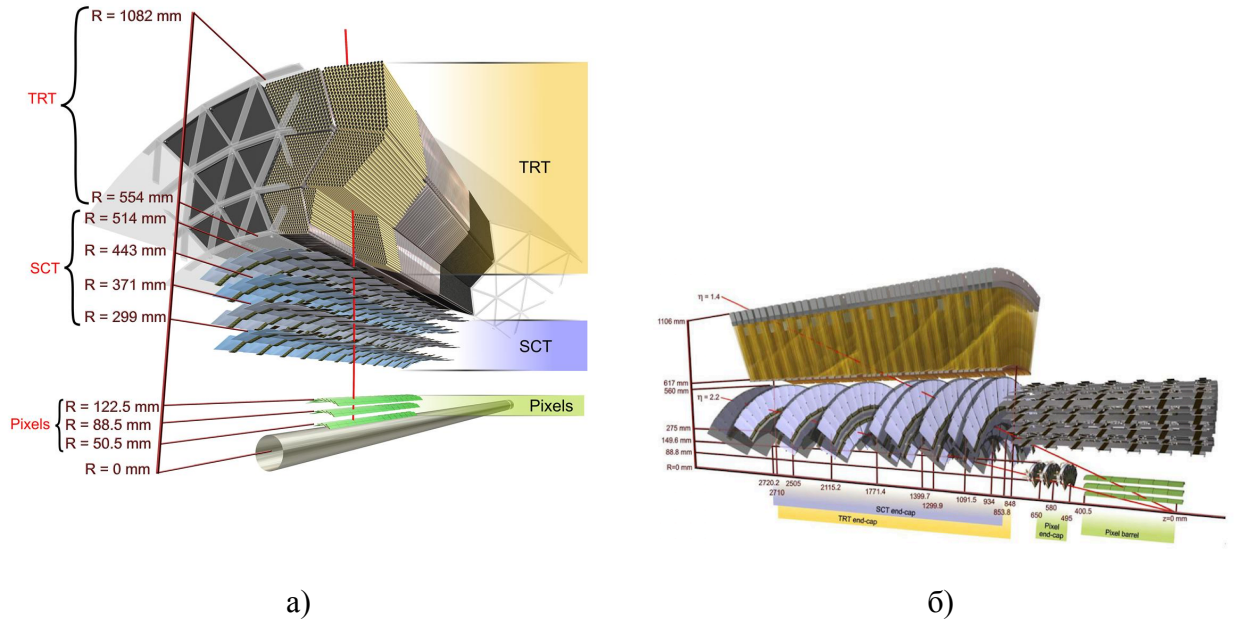


Рисунок 3.4 — Схема центральной (а) и торцевой (б) частей ATLAS ВД. Красными линиями показаны частицы, пересекающие ВД.

Цилиндрическая часть детектора покрывает область $560 < R < 1080$ мм и $|z| < 712$ мм [73]. Торцевые части закрывают область $644 < R < 1004$ мм и $827 < |z| < 2744$ мм [74]. Детектор симметричен относительно плоскости проходящей через точку столкновения протонных пучков и перпендикулярной направлению пучков. Общее покрытие детектора составляет $|\eta| < 2$. Поперечный детальный вид одной четверти ATLAS ВД показан на рисунке 3.5.

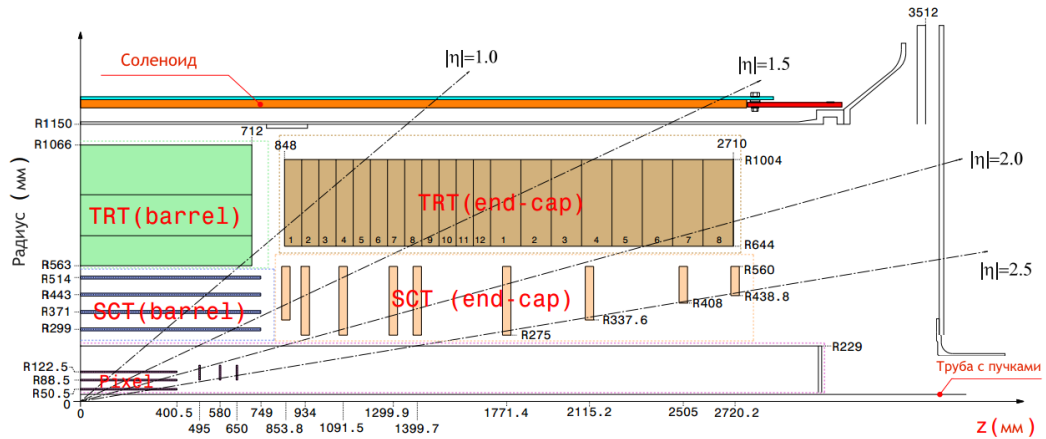


Рисунок 3.5 — Поперечный детальный вид одной четверти Внутреннего детектора ATLAS [75].

Центральная часть состоит из 73 слоев трубок, заключенных в 3 цилиндрических кольца (зеленный цвет 3.5). Каждый слой содержит 32 идентичных и независимых модуля. Среднее расстояние между трубками в центральной части составляет 6.8 мм, длина трубок составляет 142.4 см. Для того, чтобы понизить загрузку трубок, анодные нити поделены на две части диэлектриком в точке $z = 0$. Таким образом съем информации производится с двух сторон независимо.

В первых 9 слоях, наиболее близких к точке столкновения протонных пучков, загрузка достигает максимального значения. Трубки, расположенные в этой области, поделены на 3 части, так что рабочая длина составляет по 34 см с каждой стороны, в то время как со средней части съём информации не ведётся.

Обе торцевые части состоят из двух комплектов одинаковых и независимых колес (коричневый цвет 3.5). Данные колеса подразделяются на несколько типов: 12 колес первого типа (А), занимающие область $827 < R < 1684$ мм с каждой стороны, состоят из 12 288 радиальных дрейфовых трубок, объединенных в 8 слоев и разделенных между собой на 8 мм по направлению оси z ; 8 колес второго типа (С) занимают область $1684 < |z| < 2744$ с каждой стороны, содержат по 6 144 радиальных дрейфовых трубок, объединенных в 8 слоев, разделенных между собой на 16 мм по направлению оси z . Расстояние между слоями заполнено радиатором переходного излучения.

3.2.2 Считывание сигнала и электроника

Считывающая электроника для ТДПИ играет крайне важную роль в работе детектора. Подробное описание электроника для ТДПИ представлено в [72]. В данной работе описаны только базовые принципы, необходимые для понимания работы детектора. Считывающая электроника ТДПИ состоит из аналоговых и цифровых компонентов.

Аналоговая считывающая электроника работает на основе специально разработанной аналоговой микросхемы (ASDBLR), которая осуществляет усиление (Amplification), формирование (Shaping), разделение (Discrimination) и восстановление (Base-Line Restoration) сигнала. Время формирования пика аналогового сигнала от точечного источника ионизации в дрейфовой трубке без ионного хвоста составляет около 7.5 нс. Сигнал после разделения оцифровывается при помощи второй микросхемы DTMROC (Drift time Measurement Read Out Chip), осуществляющей временные измерения сигнала и предоставляющей на следующий уровень электроники уже оцифрованные результаты.

Микросхема ASDBLR имеет два уровня для разделения сигнала, что позволяет установить ВП и НП одновременно. Для сигналов с НП ASDBLR делит каждый период в 25 нс на 8 одинаковых интервалов, таким образом точность слежения за НП составляет 3.125 нс. Превышение ВП отслеживается микросхемой DTMROC для каждого 25 нс интервала. В общей сложности информация о сигналах в ТДПИ за 3 протонных столкновения (интервал в 75 нс) записана в 24 бита для НП и 3 бита для ВП. После того, как ATLAS триггер первого уровня 2.2.5 подтверждает событие, данные от DTMROC отправляются на следующий уровень электроники для дальнейшей обработки и объединения.

3.2.3 Настройка положения детектора

Точность измерения импульсов частиц во ВД 2.2.2 ограничивается собственной разрешающей способностью чувствительных элементов, уровнем точности, с которым известны координаты всех элементов (alignment), характеристиками магнитного поля и характеристиками материалов в детекторе.

Некорректные знания о положении компонентов в любой части системы приведут к ухудшению импульсного разрешения восстанавливаемых в событиях треков заряженных частиц, а коррелирующие геометрические искажения могут привести к систематическим отклонениям в измеряемых кинематических параметрах треков. С целью предотвратить негативные последствия производится процедура по определению точных координат чувствительных элементов и их геометрических отклонений от проектных. Подробное описание процедуры для ВД дано в [76]. Задача по определению положения активных элементов ТДПИ выполняется в рамках общей работы для всех компонентов детектора ATLAS и разделена на этапы. На первом этапе крупные элементы детекторов, такие как торцевая или центральная часть ТДПИ, рассматриваются как целое. Далее измеряются координаты для отдельных компонентов, таких как слои дрейфовых трубок. На заключительном этапе процедура выполняется для каждого элемента детектора, например, дрейфовой трубки ТДПИ.

Полученная информация систематизируется, обобщается и используется в дальнейшем при восстановлении сигналов (треков частиц) от протон-протонных столкновений во всем детекторе. Обновление информации происходит регулярно. После выполнения процедуры, точность определения координат чувствительных элементов ТДПИ достигает уровня 1 мкм, что на два порядка точнее, чем типичная разрешающая способность ТДПИ. Такая точность позволяет при калибровке детектора (подробно описанной в 3.2.4) не учитывать эффекты, связанные со микроскопическими сдвигами элементов ТДПИ.

Работа по определению положения частей ВД основана на измерении координат треков частиц. Для этой цели рассматривается разность между отдельными координатами, полученными от элементов детектора, и координатами рассчитанными после проведения треков частиц. При восстановлении протон-протонного столкновения с верными данными о положении всех элементов детектора среднее значение данной разности будет равно нулю. В случае отличия величины от нуля, положения элементов детектора обновляются и снова производится операция по восстановлению треков в протонных столкновениях. Для получения высокой точности процедура повторяется много раз.

3.2.4 Эффективность работы детектора и калибровки

Пространственное положение трека заряженной частицы в ТДПИ определяется при помощи измерений времени дрейфа в пропорциональных трубках. ТДПИ записывает время прихода переднего края (leading edge time) — момент, когда сигнал от электронов, образовавшихся в результате ионизации, достигнет НП. Время переднего края отсчитывается от момента столкновения протонных пучков с частотой 40 МГц. На рисунке 3.6 представлено распределение для данных и моделирования по времени прихода переднего края в дрейфовых трубках, расположенных в торцевых частях ТДПИ. Небольшое несогласие в форме распределений между данными и моделированием связано с наличием когерентных шумов в данных, поступающих от цифровой электроники ТДПИ, сопряженной с устройством отсчитывающим частоту протонных столкновений. Данные шумы не были учтены в моделировании.

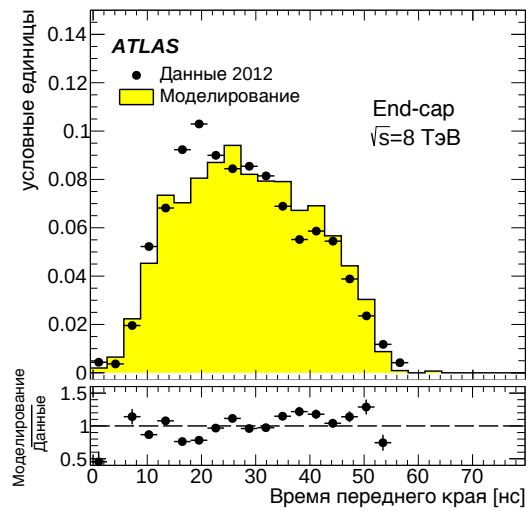


Рисунок 3.6 — Распределение по времени прихода переднего края в дрейфовых трубках, расположенных в торцевых частях ТДПИ [7].

Время переднего края сигнала зависит от нескольких факторов: времени распространения сигнала в электронных схемах, времени пролета частицы через дрейфовую трубку и эффектов, связанных с настройками низкого и высокого порогов. Все эти факторы приводят к разному сдвигу времени прихода переднего края сигнала в каждой отдельной трубке. Для учета этого изменения во время калибровки детектора используется коэффициент T_0 . Реальное время дрейфа в этом случае вычисляется методом вычитания из времени переднего края сигнала величины T_0 .

Как только время дрейфа (t) становится известно, оно может быть переведено в радиус дрейфа (r на рисунке 3.1) при помощи соотношения между ними ($r-t$ соотношение). Это соотношение получается из данных с использованием измеренного времени дрейфа и трекового радиуса дрейфа — наименьшего расстояния от проведенного трека частицы до анодной нити в каждой дрейфовой трубке (r_{trk} на рисунке 3.1). Трековое время дрейфа определяется из обратного $r-t$ соотношения и выражает время дрейфа сигнала от анода до трека частицы при выборе кратчайшего расстояния между ними. На рисунке 3.7 изображено типичное $r-t$ соотношение для центральной части

ТДПИ, полученное на основании измерений на треках заряженных частиц с поперечным импульсом выше 5 ГэВ. Для получения точных значений производится фитирование данного распределения полиномом третьей степени. Полученный в итоге на основании $r - t$ соотношения радиус дрейфа используется в финальной процедуре построения треков частиц в протон-протонных столкновениях. Для достижения оптимальной калибровки $r - t$ соотношение определяется для каждого нового интервала набора данных и отдельно для каждого из четырех областей ТДПИ (центральных А/С и торцевых А/С).

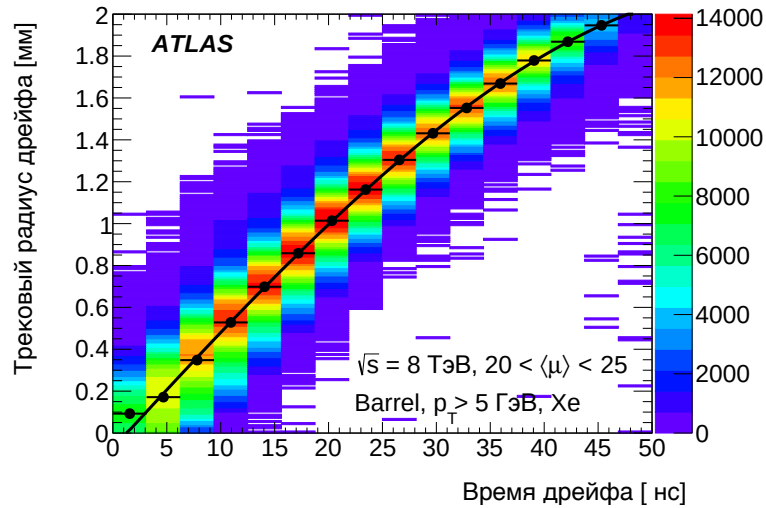


Рисунок 3.7 — $r - t$ соотношение для центральной части ТДПИ, полученное на основании измерений на треках заряженных частиц с поперечным импульсом выше 5 ГэВ. Точки показывают точные значения $r - t$ соотношения для каждого интервала в 3.125 нс после проведения процедуры фитирования [7].

Для определения калибровочных констант (T_0 и $r - t$ отношения) применяется итеративный метод калибровки [77]. Метод базируется на начальных данных, которые содержат оптимальные на данный момент времени калибровочные значения. Значения разности между измеренным дрейфовым радиусом в трубке и трековым радиусом дрейфа (residual на рисунке 3.1), а также между измеренным дрейфовым временем и трековым временем дрейфа, используются как критерии при завершении процедуры калибровки. Калибровочные константы обновляются в том случае, если ожидаемое улучшение в ширине распределений по данным величинам составляет более 1%, т.е. около 1 мкм. До этого момента на каждом следующем этапе новые константы используются для проведения полного процесса восстановления всех треков в событиях протон-протонных столкновений. Финальные константы добавляются в общую базу калибровок эксперимента ATLAS и используются для обработки в реальных физических исследованиях.

Существуют два основных параметра, описывающих производительность дрейфовых трубок и определяющих трековые характеристики ТДПИ: эффективность срабатывания дрейфовых трубок и пространственная точность измерений в ТДПИ. Эффективность срабатывания трубки определяется как вероятность зарегистрировать сигнал выше НП от частицы, пересекающей объем газа в трубке. Эта эффективность зависит от расстояния трека до анодной нити и в среднем составляет около 96% для типичного канала.

Поскольку часть временных параметров в дрейфовой трубке измеряется относительно восстановленных треков, значения параметров зависят от качества восстановленных треков, которое в свою очередь чувствительно к загрузке детектора. Для уменьшения данной зависимости базовые исследования проводятся по возможности при относительно низкой загрузке (около 20% или $\langle \mu \rangle = 10$). Эффекты взаимодействия частиц с веществом детектора могут быть сведены к минимуму за счет использования в исследованиях высокоэнергетических мюонов от распада Z бозона с соответствующими требованиями на наличие более 15 измерений в ТДПИ.

Сравнение эффективности дрейфовых трубок для данных и моделирования показано на рисунке 3.8а в зависимости от расстояния трека до анодной нити для центральной части детектора. В интервале от -1.5 до 1.5 мм наблюдается стабильное значение около 96%. На рисунке 3.8б представлена максимальная эффективность дрейфовых трубок в зависимости от η . Для этого распределения эффективность была получена в зависимости от расстояния до анодной нити для каждого интервала по η отдельно и далее использовалось максимальное значение. Отклонение в несколько процентов от значения в 96% связано с изменением угла падения частицы по отношению к трубке и изменением амплитуды сигнала при прохождении по анодной проволоке. Эффективность срабатывания трубки ниже для частиц, пересекающих центральную часть ТДПИ ближе к переходной зоне между центральной и торцевыми частями, так как в этой части расположена электроника. Эффективность срабатывания не зависит от загрузки детектора и остается на том же высоком уровне для событий со средним количеством взаимодействий протонов в событии ($\langle \mu \rangle$) более 20 [7].

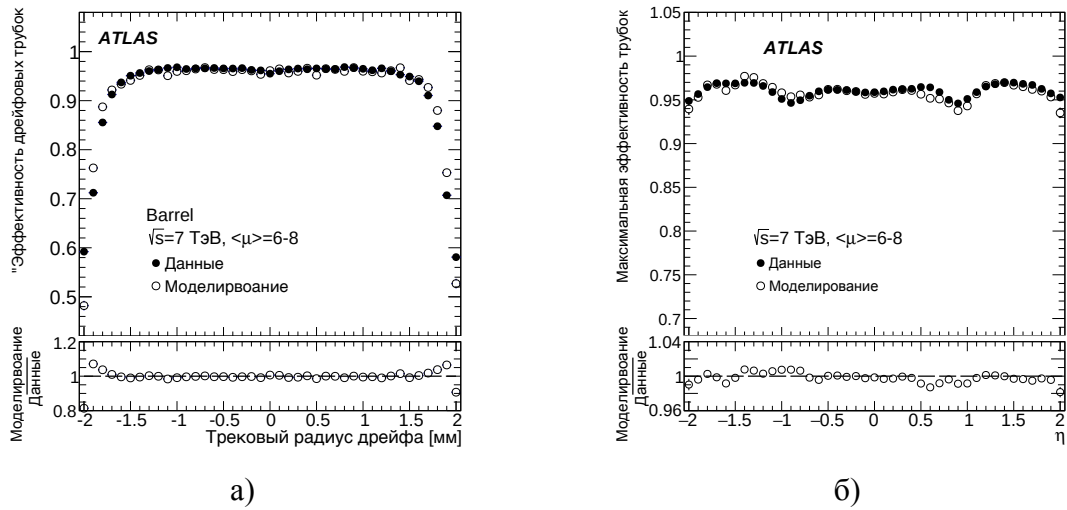


Рисунок 3.8 — Зависимость эффективности срабатывания дрейфовых трубок от расстояния трека до анодной нити для центральной части детектора (а) и от значения η (б). Результаты получены для среднего количества протонных взаимодействий в интервале $\langle \mu \rangle = 6 - 8$ и использованием мюонных треков с $p_T > 30$ ГэВ. Данные — закрашенные точки, моделирование — пустые точки [7].

Пространственная точность измерения в дрейфовой трубке определяется как σ гауссовской функции, фитирующей распределение по разности между измеренным дрейфовым радиусом в трубке и трековым радиусом дрейфа. Фитирование повторяется несколько раз вокруг среднего значения распределения полученного на предыдущем этапе. Хвосты распределения могут содержать

случайные измерения от фоновых треков, поэтому при фитировании рассматривается интервал ± 1.5 среднеквадратичного отклонения. На рисунке 3.9 представлен пример данного распределения для торцевой части ТДПИ после процедуры калибровки для событий со средним количеством протонных столкновений от 5 до 10. Полученное пространственное разрешение равно 110 мкм для торцевой и центральной частей ТДПИ для условий с низким количеством протонных столкновений. Наблюдается хорошее согласие между данными и моделированием.

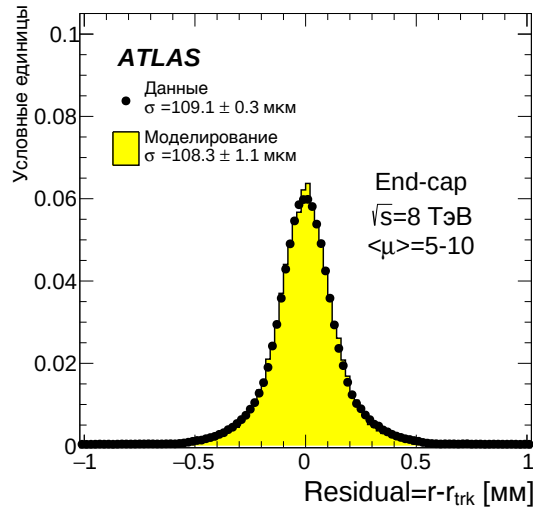


Рисунок 3.9 — Распределение по разности между измеренным дрейфовым радиусом в трубке и трековым радиусом дрейфа в торцевой части ТДПИ после процедуры калибровки. Результаты получены для мюонных треков с $p_T > 30$ ГэВ. Данные (черные точки) и моделирование (желтая гистограмма) представлены для протонных столкновений в 2012 году со средним количеством взаимодействий от 5 до 10 [7].

На рисунке 3.10а представлена зависимость пространственной точности измерений в ТДПИ от псевдобыстроты. Хорошее согласие между данными и моделированием было найдено для торцевой части ТДПИ. В центральной части моделирование недооценивает данные на 10 мкм. Это расхождение связано с тем фактом, что электрическая модель дрейфовой трубки как линии передачи сигнала представляет собой сложную функцию, которая может быть воспроизведена неточно в моделировании, особенно для длинных трубок в центральной части. Существуют колебания пространственной точности измерений вокруг центрального значения в 110 мкм по тем же причинам, что были приведены для аналогичного эффекта, наблюдаемого для эффективности срабатывания дрейфовых трубок. В частности, изменение амплитуды сигнала при распространении по проводам оказывает существенное влияние для длинных дрейфовых трубок из центральной части ТДПИ.

Хотя данные исследования проводились для событий с низкой загрузкой ТДПИ, наблюдалась слабая зависимость пространственной точности от среднего значения протонных взаимодействий в событии. На рисунке 3.10б представлена зависимость пространственной точности измерений в ТДПИ от среднего количества протонных столкновений в событии для торцевой части детектора.

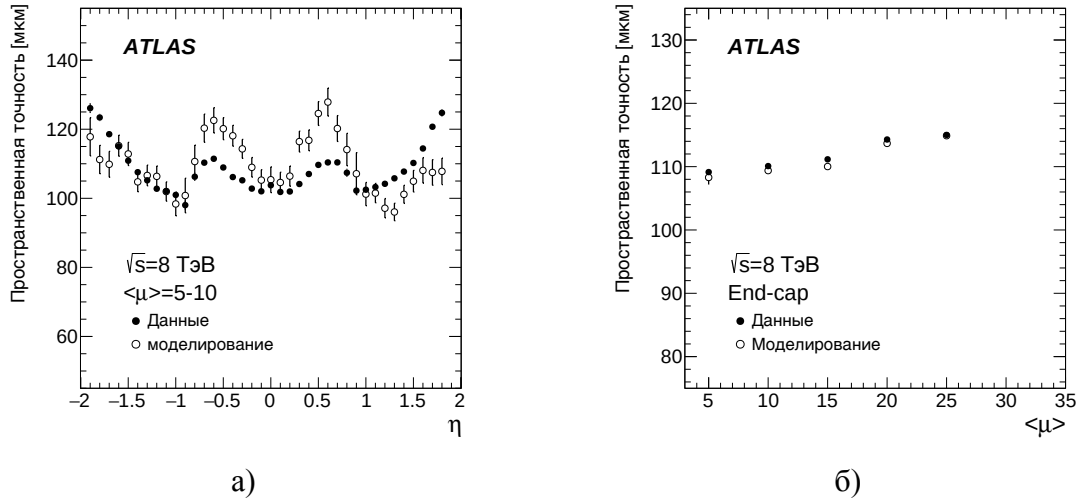


Рисунок 3.10 — Зависимость пространственной точности измерений в ТДПИ от псевдобыстроты (а) и среднего количества протонных столкновений в событии для торцевой части детектора (б).

Данные — закрашенные точки, моделирование — пустые точки. Результаты получены для мюонных треков с $p_T > 30$ ГэВ [7].

Кроме того, пространственная точность измерений зависит от времени дрейфа. На рисунке 3.11 представлена данная зависимость для треков с $p_T > 30$ ГэВ в торцевой и центральной частях ТДПИ.

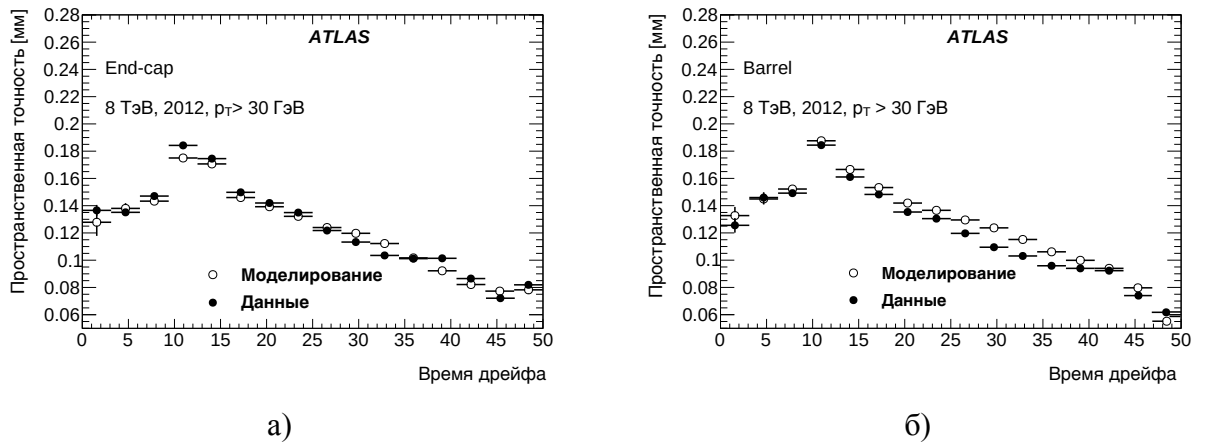


Рисунок 3.11 — Зависимость пространственной точности измерений от времени дрейфа для треков с $p_T > 30$ ГэВ в торцевой (а) и центральной (б) частях ТДПИ. Данные — закрашенные точки, моделирование — пустые точки [7].

При построении треков заряженных частиц во ВД также необходимо учитывать ошибку на пространственные измерения в ТДПИ, т.е. на радиус дрейфа в каждой трубке, так как величина данной погрешности влияет на веса, с которыми учитываются измерения в ТДПИ (ошибка ограничена красной пунктирной линией на рисунке 3.1). Данная погрешность определяется аналогично пространственной точности измерений, однако имеет значения выше, поскольку фитирование происходит для всех измерений на треке частицы, т.е. для полного интервала распределения. Величина погрешности также зависит от того, насколько близко к анодной нити частица пересекла дрейфовую трубку, и оптимизируется отдельно для реальных данных и моделирования в зависи-

мости от времени дрейфа. На рисунке 3.12 представлена зависимость ошибки радиуса дрейфа в ТДПИ от времени дрейфа для торцевой и центральной частей детектора. Полученную зависимость можно условно разделить на два интервала: $t > 10$ нс и $t < 10$ нс. В первом интервале, отвечающем области очень близкой к анодному нити (расстояние меньше 300 мкм), измерения ассоциируются с координатой анодной нити. Эта операция приводит к уменьшению временной рассинхронизации кластеров ионизации, дрейфующих к аноду, и таким образом понижает неопределенность, связанную с восстановлением трека с противоположных сторон от анодной нити. Погрешность радиуса дрейфа в этой области падает к центру трубки.

Для треков, пересекающих трубки на расстоянии больше 300 мкм от анода (время дрейфа больше 10 нс), радиус дрейфа ассоциируется с координатами трека. Это приводит к увеличению погрешности на радиус дрейфа на границе интервалов (в районе 10 нс). Далее величина погрешности на радиус дрейфа падает с ростом времени дрейфа. Это связано с уменьшением разницы во времени прихода первых кластеров ионизации на треке частицы из всех частей дрейфовой трубки.

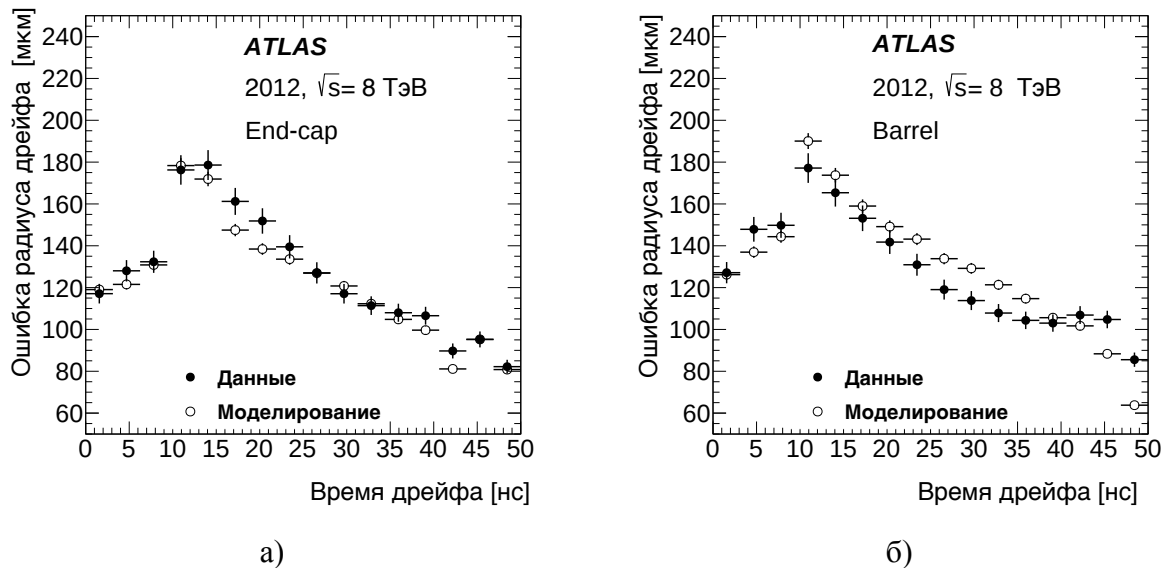


Рисунок 3.12 — Зависимость ошибки радиуса дрейфа в ТДПИ от времени дрейфа для торцевой (а) и центральной (б) частей детектора. Данные — закрашенные точки, моделирование — пустые точки [7].

При проведении треков внутри ТДПИ наибольший вес имеют точные измерения. Измерение является точным, если разность между трековым радиусом и дрейфовым радиусом оказывается меньше 2.5 ошибки пространственного измерения в ТДПИ, в обратном случае данное измерение принимается как неточное. Пример точного измерения показан в средней трубке на рисунке 3.1. Так в стандартном алгоритме восстановления мюонных кандидатов во всей системе детекторов эксперимента ATLAS присутствует требование на наличие более 5 измерений в ТДПИ, не менее половины из которых должны были иметь высокую пространственную точность.

3.2.5 Идентификация частиц в ТДПИ

В главе 3.1 был описан механизм возникновения и регистрации переходного излучения при прохождении заряженной частицы в ТДПИ. Именно это особенность ТДПИ обеспечивает высокую эффективность при разделении сигнальных электронов и фоновых пи-мезонов в диапазоне энергий от 1 до 200 ГэВ. Информация от ТДПИ используется в комплексных идентификационных требованиях во многих физических анализах на эксперименте ATLAS, в том числе в исследовании, описанном в данной диссертации.

Разделение частиц основано на так называемой доли измерений в ТДПИ с ВП. Это величина определяется как отношение количества измерений в ТДПИ с превышением ВП к количеству измерений, превышающих НП. На рисунке 3.13 представлено распределение по этой величине для электронов и пи-мезонов с импульсом в интервале от 4 до 20 ГэВ, зарегистрированных в центральной части ТДПИ. Для построения данного графика использовались заранее отобранные треки электронов от фотонных конверсий и пи-мезонов. На графике отчетливо видно, что для электронов доля измерений в ТДПИ с ВП значительно выше, чем для пи-мезонов, соответственно, данная величина может быть использована для разделения этих частиц.

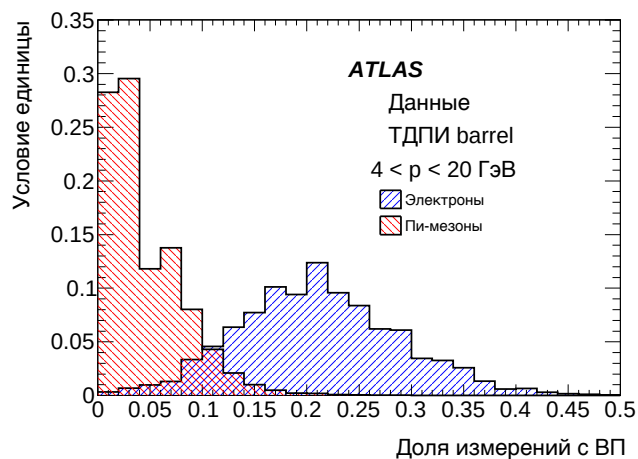


Рисунок 3.13 — Доля измерений с ВП для электронов и пи-мезонов с импульсом от 4 до 20 ГэВ, зарегистрированных в центральной части ТДПИ [78].

На рисунке 3.14 представлена зависимость доли измерений с ВП от Лоренц фактора для электронов и пи-мезонов с одинаковым диапазоном импульса, зарегистрированных в центральной части ТДПИ. Наблюдается резкий рост доли измерений с ВП после значений Лоренц фактора выше 600. Эти измерения соответствуют электронам от Z бозона и от фотонных конверсий. Лоренц фактор для пи-мезонов тех же энергий составляет значения ниже 300. Моделирование хорошо описывает данные.

Исследования на данных 2010-2011 года подтвердили высокую эффективность идентификации электронов в эксперименте ATLAS, основанную на информации от ТДПИ. При эффективности отбора электронов 90% вероятность неверной идентификации пи-мезонов составляет не более 5%. Надежное отделение электронов от фона важно для процедуры восстановления кон-

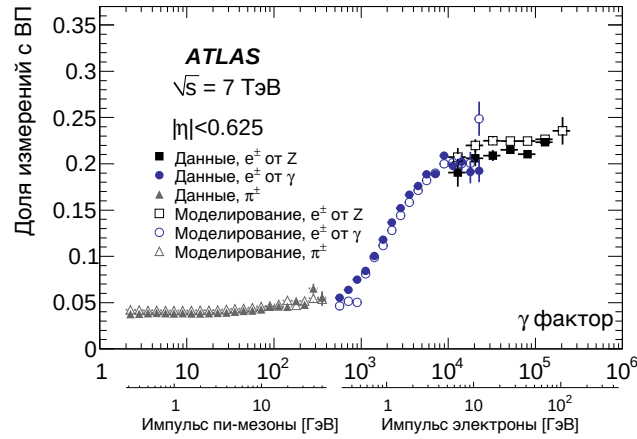


Рисунок 3.14 — Доля измерений с ВП для электронов и пи-мезонов, зарегистрированных в центральной части ТДПИ в зависимости от Лоренц фактора частиц [78].

версионных фотонов. Данная процедура использует информацию о точных измерениях на треках в ТДПИ для повышения эффективности восстановления конверсионных фотонов [79] — частиц, представляющих особый интерес при исследовании рождения Z бозона совместно с ассоциированными фотонами 4.

На рисунке 3.15 представлено графическое изображение конверсионного фотона, восстановленного в трековой системе ATLAS. Вершина рождения конверсионного фотона изображена коричневой точкой, красная и синяя линии соответствует образовавшейся электрон-позитронной паре, успешно восстановленной в ТДПИ.

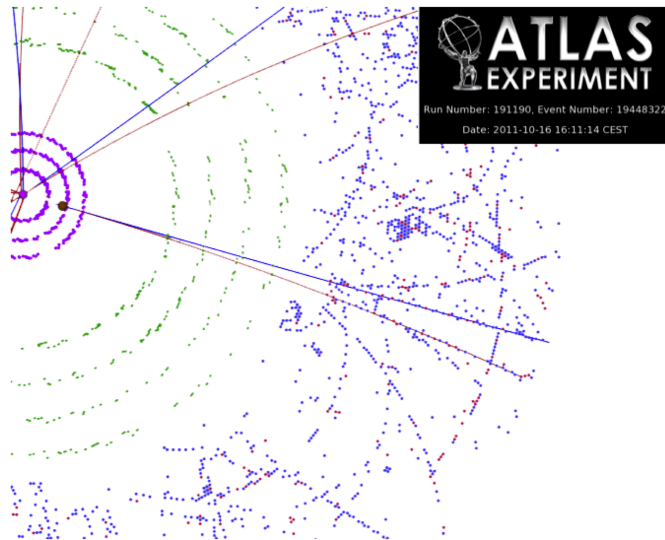


Рисунок 3.15 — Графическое изображение конверсионного фотона, восстановленного в трековой системе ATLAS.

Процесс восстановления конверсионных фотонов опирается на требования к электронным кандидатам в ТДПИ. Кроме идентификационного требования, учитывающего количество измерений с высоким порогом на треке электрона, используется критерий, связанный с долей точных измерений на треке частиц. Доля точных измерений зависит от оптимизации ошибок пространственных измерений в ТДПИ. Процесс оптимизации ошибок пространственных измерений и влияние

этой оптимизации на эффективность восстановления конверсионных фотонов описан в параграфе 3.4.

3.3 Работа детектора в условиях высокой загрузки

С увеличением светимости на БАК во время второго сеанса работы, который начался в 2015 году, загрузка ТДПИ достигает значений в 50%, и приближается к значению в 100% для ион-ионных столкновений. Большая загрузка приводит к тому, что возникает ситуация, когда несколько треков пересекают одну дрейфовую трубку, дополнительно к рассматриваемому. Но даже в таких условиях сохраняется вероятность того, что измерения от фоновых треков имеют большие радиусы дрейфа, чем сигнальный. Это позволяет получать большое количество точных измерений в ТДПИ и тем самым вносить вклад в процедуру построения треков и в измерение импульсов заряженных частиц во ВД даже при большой загрузке. На рисунке 3.16 представлен поперечный вид ТДПИ для случаев низкой (начало работы БАК в 2009) и высокой (конец 2012 года) загрузки. Увеличение загрузки возникает из-за роста числа восстановленных треков заряженных частиц (синие кривые) в ТДПИ.

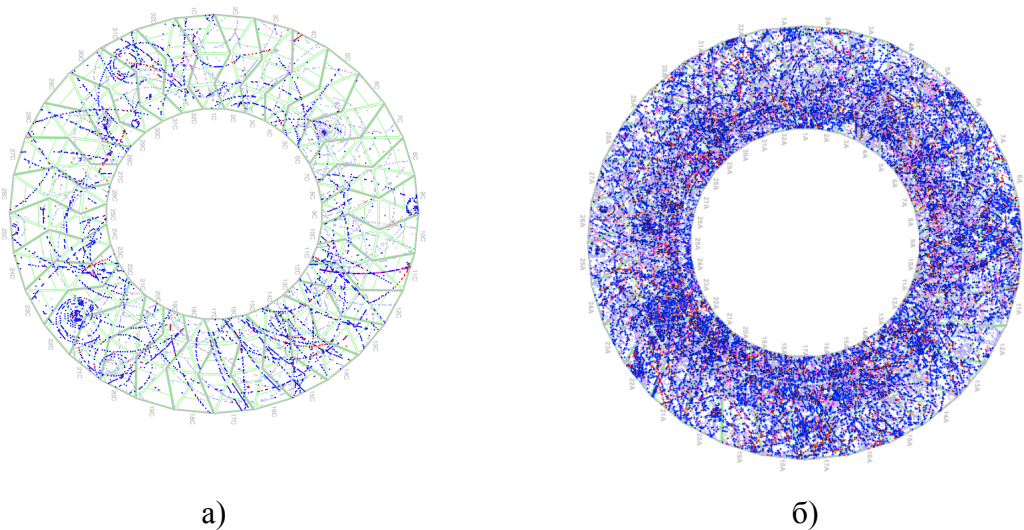


Рисунок 3.16 — Поперечный вид ТДПИ для случаев низкой (начало работы БАК в 2009) и высокой (конец 2012 года) загрузки. Восстановленные треки заряженных частиц в ТДПИ обозначены синими кривыми.

В рамках данной диссертации проводилось изучение трековых характеристик внутри ТДПИ в условиях высокой загрузки для оценки влияния этих условий на работу детектора. Стабильная работа ТДПИ в экстремальных условиях обеспечивает эффективное восстановление заряженных частиц и конверсионных фотонов в ATLAS эксперименте, что в свою очередь является основой для проведения физических анализов на эксперименте, в том числе поиска ассоциированного рождения нейтральных калибровочных бозонов.

Для исследований были использованы специальные сеансы работы БАК в 2012, когда среднее количество взаимодействий протонов в столкновениях достигало значений 70, а также сеансы столкновения тяжелых ионов в 2011 году. В специальных сеансах протонных столкновений время между взаимодействиями было около 25 мкс, что привело к отсутствию фоновых процессов рассеяния от соседних столкновений. Средняя загрузка ТДПИ достигала значений в 35%, максимальная загрузка — 50%. Экстремальные условия с 90% загрузкой детектора изучались с использованием ионных событий. Основные трековые характеристики изучались для заряженных частиц с поперечным импульсом от 500 МэВ до 100 ГэВ.

Основными параметрами, используемыми для описания плотности восстановленных треков в ТДПИ, являются загрузка ТДПИ (определенная в начале этой главы 3), количество протонных взаимодействий в событии ($\langle\mu\rangle$) и реже число восстановленных первичных вершин. На рисунке 3.17а представлена зависимость загрузки ТДПИ от значения $\langle\mu\rangle$ и на рисунке 3.17б показана зависимость $\langle\mu\rangle$ от количества первичных вершин. Количество первичных вершин меньше чем число взаимодействий в столкновении из-за конечной пространственной разрешающей способности детекторов во время восстановления всех треков в событии. Графики показывают, что моделирование хорошо описывает данные на всем исследуемом интервале.

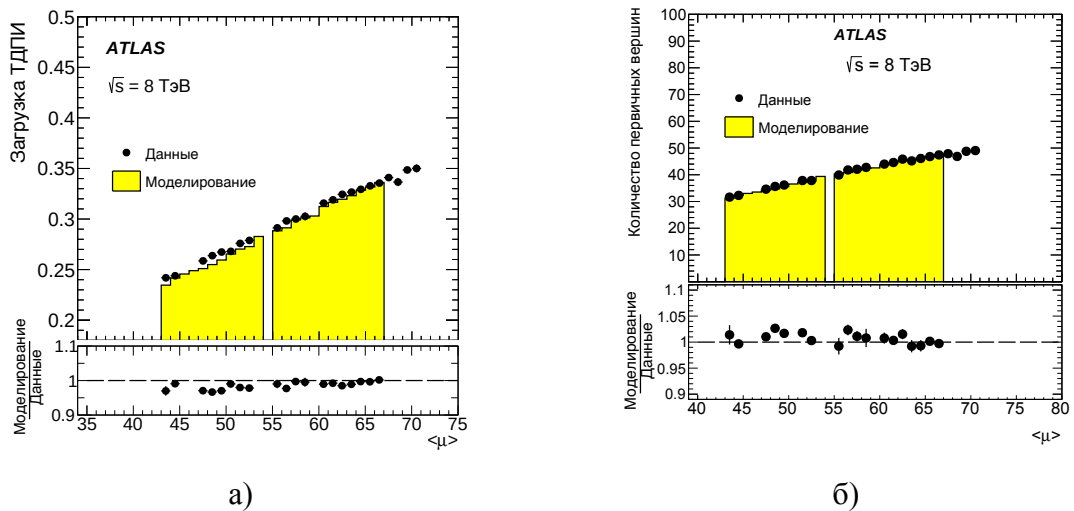


Рисунок 3.17 — Зависимость средней загрузки ТДПИ от значения $\langle\mu\rangle$ (а), зависимость $\langle\mu\rangle$ от количества первичных вершин (б) [7].

В событиях с тяжелыми ионами соответствующим параметром для описания множественности взаимодействий в событиях является центральность ядерных столкновений. Данная величина не может быть непосредственно переведена для протон-протонных столкновений, поэтому для сравнения результатов используется стандартное определение загрузки ТДПИ.

3.3.1 Основные трековые характеристики

Треки заряженных частиц восстанавливаются прежде всего с использованием информации от точных трекеров (PIXEL, SCT), затем к измерениям добавляется информация от ТДПИ. Если по каким-то причинам, например из-за жесткого рассеяния на материале детектора, измерения в ТДПИ не были зарегистрированы, то характеристики треков рассчитываются только исходя из информации от других детекторов. Одной из важных характеристик, которая описывает работу ВД 2.2.2, является доля треков восстановленных во ВД и имеющих продолжение в ТДПИ. Эта характеристика показывает эффективность восстановления треков заряженных частиц в ТДПИ. В данном исследовании треки, имеющие продолжение в ТДПИ, должны иметь более 18 точных измерений в ТДПИ. Резкое повышение доли треков без продолжений в ТДПИ может указывать на понижение эффективности восстановления треков частиц в ТДПИ или на понижение качества работы алгоритмов поиска треков частиц во всем ВД. Другой важной трековой характеристикой в ТДПИ является доля точных измерений на треке. Данная величина рассчитывается как отношение количества точных измерений к количеству всех измерений в ТДПИ.

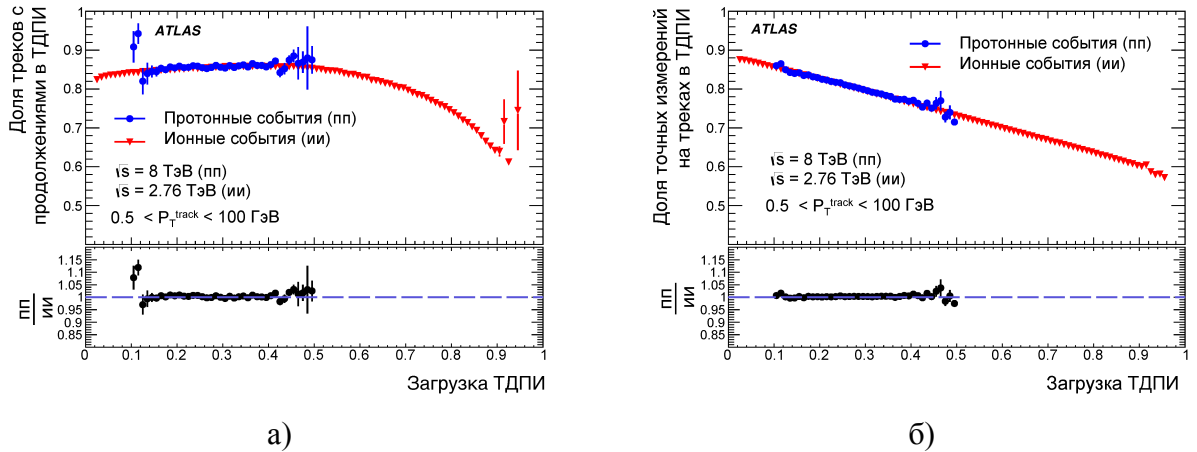


Рисунок 3.18 — Доля треков с продолжение в ТДПИ (а) и доля точных измерений на треках в ТДПИ (б) в зависимости от загрузки детектора в протон-протонных и ион-ионных столкновениях. Протонные (пп) столкновения — синий цвет, ионные (ии) — красный.

Результаты получены для треков с $0.5 \text{ МэВ} < p_T < 100 \text{ ГэВ}$ [7].

На рисунке 3.18 представлены доля треков с продолжение в ТДПИ и доля точных измерений на треках в ТДПИ в зависимости от загрузки детектора для протон-протонных и ион-ионных столкновений. Наблюдается хорошее согласие между двумя режимами работы ТДПИ в перекрывающемся интервале загрузок. Доля треков с продолжением в ТДПИ остается практически неизменной до значений загрузки в 50%.

Некоторые треки имеют значительное отклонение от идеальной траектории из-за взаимодействия с материалами ВД. Поэтому после того, как трек проведен, много временных измерений в ТДПИ теряется из-за отсутствия знаний о реальной траектории. Эти треки как правило, не проходят минимальное требование на количество измерений в ТДПИ и, таким образом, счита-

ются как не имеющие продолжения в ТДПИ. С увеличением загрузки на траектории частицы в ТДПИ срабатывают дополнительные пропорциональные трубки от фоновых треков, что способствует выполнению минимального критерия для измерений в ТДПИ на этих частиц. Это приводит к небольшому повышению (2%) доли треков с измерениями в ТДПИ, наблюдаемой на рисунке до значений загрузки в 50%. После этого значения загрузки доля треков с продолжениями в ТДПИ начинает падать, так как из-за срабатывания большого количества дрейфовых трубок, в том числе от фоновых треков, эффективность работы алгоритма поиска продолжений треков в ТДПИ снижается. Этот эффект проявляется сильнее для низко-энергетических частиц, треки которых имеют в магнитном поле ВД меньшие радиусы кривизны, а также сильнее испытывают множественное рассеяние.

Было показано, что доля точных измерений на треках частиц в ТДПИ линейно уменьшается с ростом загрузки. Этот ожидаемый эффект связан с ростом вероятности пересечения одной дрейфовой трубки несколькими частицами в дополнение к рассматриваемой, что ведет к искажению сигнала и росту пространственной ошибки. Тем не менее даже для загрузки в 50% в ТДПИ регистрируется более 75% точных измерений на треке, что существенно выше стандартного критерия в 50%, используемого при восстановлении треков частиц в ТДПИ в протонных столкновениях.

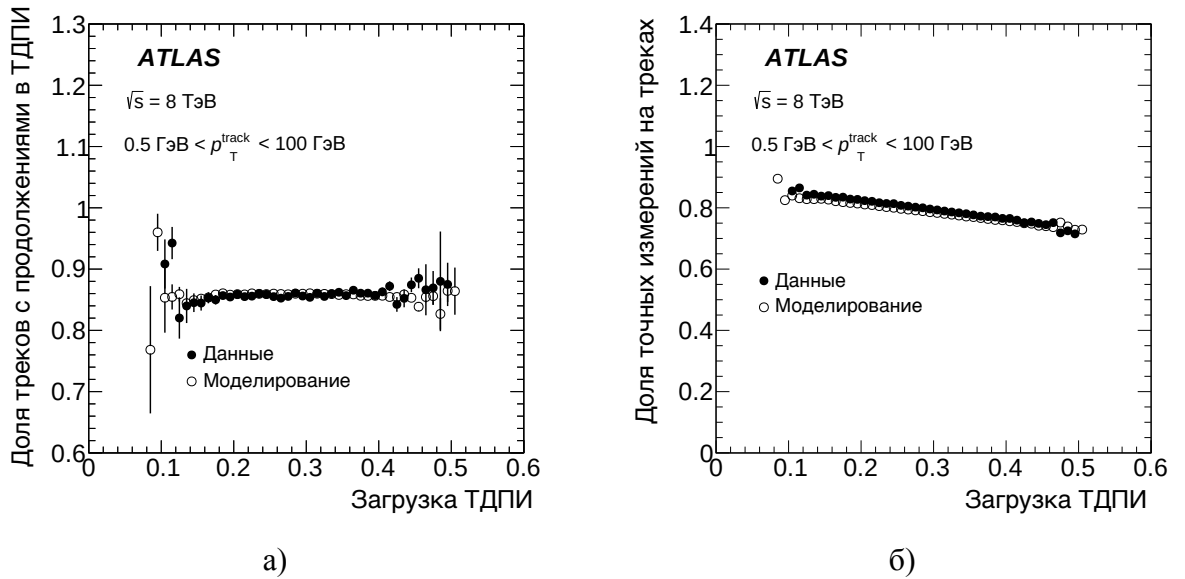


Рисунок 3.19 — Доля треков с продолжением в ТДПИ (а) и доля точных измерений на треках в ТДПИ (б) в зависимости от загрузки детектора в протон-протонных столкновениях. Данные — закрашенные точки, моделирование — пустые точки. Результаты получены для треков с $0.5 < p_T < 100$ ГэВ [7].

Сравнение данных и моделирования в протонных столкновениях для обеих величин представлено на рисунке 3.19. Хорошее согласие между ожидаемыми и реальными данными (в пределах 1-2%) позволило изучить вклад ТДПИ в улучшение импульсного разрешения во ВД на моделировании. Для этой цели проводилось сравнение сгенерированного значения импульса p_T^{true} частицы со значением, полученным после восстановления частицы во ВД p_T^{reco} . Исследование проводилось для всего интервала загрузки ТДПИ с использованием ионных столкновений при энергии в системе центра-масс 2.76 ТэВ. Генерация событий осуществлялась в пакете 1.38b HIJING, отклик

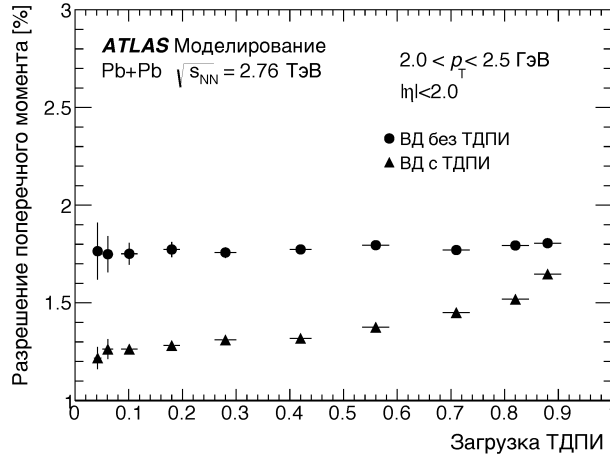


Рисунок 3.20 — Импульсное разрешение для восстановленных треков во ВД в зависимости от загрузки ТДПИ с требованием на наличие измерений в ТДПИ и без этого требования [78].

детектора — GEANT4. Величина импульсного разрешения определяется как ширина гауссовской функции, фитирующей распределение, задаваемое формулой 3.5. Фитирование производится в интервале 1.5σ вокруг среднего значения распределения.

$$p_T^{\text{resolution}} = \left(\frac{q}{p_T^{\text{reco}}} - \frac{q}{p_T^{\text{true}}} \right) / \frac{q}{p_T^{\text{true}}}. \quad (3.5)$$

Импульсное разрешение для треков во ВД было проверено для случая без использования ТДПИ при восстановлении треков и для случая с требованием на наличие минимум 20 пространственных измерений на треках в ТДПИ, не менее 30% из которых точные. На рисунке 3.20 показаны соответствующие распределения. Добавление информации от ТДПИ при восстановлении треков заряженных частиц в эксперименте ATLAS улучшает импульсное разрешение на значение $\approx 25\%$. Для исследований были использованы треки с низким поперечным импульсом (от 2 до 2.5 ГэВ), так как для этого диапазона импульсов ожидается максимальное влияние от повышения загрузки в ТДПИ. По графику видно, что до значений загрузки в 50% вклад ТДПИ в улучшение импульсного разрешения остается неизменным. Для загрузок детектора выше 60% заметно уменьшение вклада ТДПИ в импульсное разрешение треков, но даже для значений загрузки в 90% ТДПИ улучшает разрешение на $\approx 10\%$ для треков с продолжениями в ТДПИ, которые составляют около 70% всех треков, восстановленных во ВД эксперимента ATLAS в данных условиях.

3.3.2 Восстановление треков внутри адронных струй в ТДПИ

Одной из самых сложных задач для трекового детектора является восстановление треков в областях с высокой плотностью частиц, таких как центр адронной струи, где треки расположены очень близко друг к другу. Корректное восстановление адронных струй и их компонентов важно, так как струи являются сильным фоном для многих процессов изучаемых в ATLAS. Так не восста-

новленный внутри адронной струи мюон может привести к увеличению «недостающей энергии» в событии и тем самым симулировать процессы, содержащие нейтрино в конечном состоянии, например, распад Z бозона на нейтринную пару.

Для ТДПИ задача по восстановлению адронных струй может стать особенно тяжелой в условиях высокой загрузки всего детектора во втором сеансе работы БАК. В рамках диссертации было проведено исследование трековых характеристик в ТДПИ внутри адронных струй. Для исследования использовались специальные протонные столкновения с большим количеством взаимодействий в событиях, описанные в начале этой главы 3.3 и моделирование в генераторе Pythia [80].

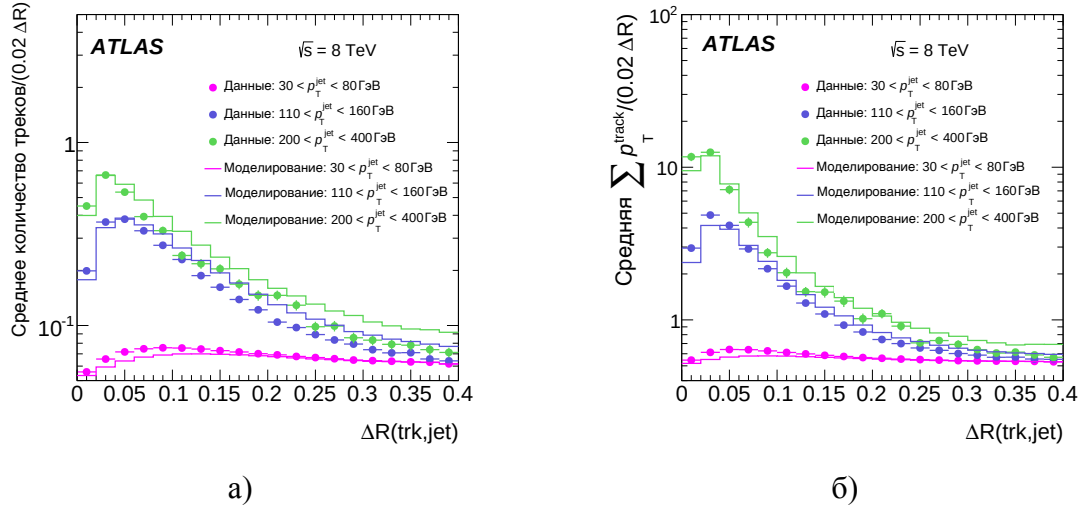


Рисунок 3.21 — Среднее количество треков (а) и сумма поперечных импульсов треков (б), восстановленных во ВД, в зависимости от расстояния ΔR до центра адронной струи [7].

Целью данного исследования является описание трековых характеристик в ТДПИ в условиях большой загрузки детектора как функции плотности треков в адронных струях и сравнение экспериментальных результатов с моделированием. Исследовались адронные струи с поперечным импульсом в интервале от 30 до 400 ГэВ и для значений псевдобыстроты, соответствующей расположению ТДПИ во ВД ($|\eta| < 2$). Для треков заряженных частиц были приняты следующие требования: $|\eta| < 2$ (исключая переходную область между центральной и торцевой частью ТДПИ $0.625 < |\eta| < 1.07$); поперечный импульс выше 2 ГэВ; наличие измерений во всех активных слоях PIXEL детектора и более 4 измерений в SCT детекторе. Для треков, имеющих продолжение в ТДПИ, было выставлено требование не менее 18 точных измерений. Ближайшее расстояние от каждого трека до вершины образования адронной струи, расположенной на линии столкновения протонов, должно было составлять менее 1.5 мм в поперечном и продольном направлениях по отношению к z оси. Считалось, что трек принадлежит адронной струе, если расстояние на плоскости «азимут-псевдобыстрота» ΔR между треком и центром струи составляло меньше 0.4. Данное значение ΔR используется при стандартном восстановлении адронных струй в детектирующих системах ATLAS [81].

Плотность треков внутри адронных струй увеличивается к центру струи и зависит от ее поперечного импульса. По этой причине исследования проводятся в зависимости от расстояния ΔR до центра адронной струи и в трех областях поперечного импульса адронных струй: от 30 до

80 ГэВ; от 110 до 160 ГэВ и от 200 до 400 ГэВ. Весь интервал расстояний по ΔR поделен таким образом, что можно подробно проследить все эффекты, возникающие внутри струи.

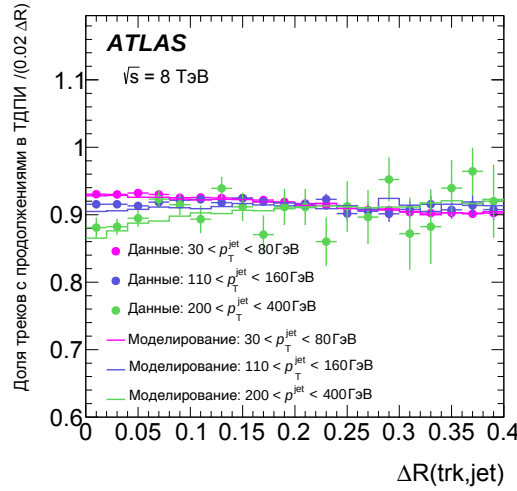


Рисунок 3.22 — Зависимость доли треков, имеющих продолжение в ТДПИ от расстояния ΔR до центра адронной струи. Распределение представлено отдельно для трех интервалов поперечного импульса адронных струй [7].

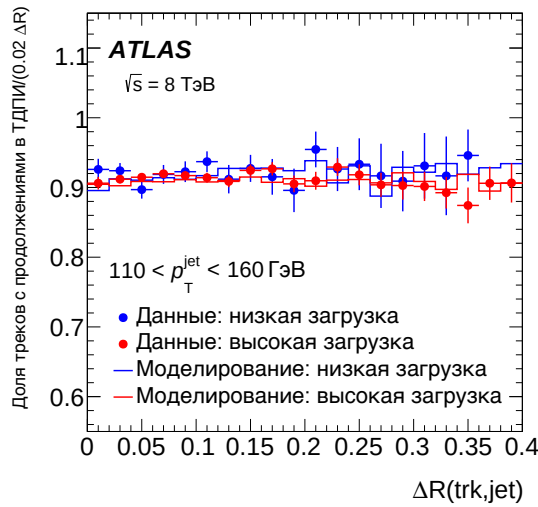


Рисунок 3.23 — Зависимость доли треков, имеющих продолжение в ТДПИ, от расстояния ΔR до центра адронной струи для условий низкой (менее 24%) и высокой (более 34%) загрузки ТДПИ. Распределение представлено для адронных струй с поперечным импульсом от 110 до 160 ГэВ [7].

На рисунке 3.21a представлена зависимость среднего количества треков, восстановленных во ВД в зависимости от расстояния до центра адронной струи. Плотность увеличивается практически на один порядок к центру струи для высокоэнергетических адронных струй. С уменьшением расстояния до центра область становится более заселенной треками частиц, и работа алгоритма восстановления треков осложняется. Этот эффект достигает максимума для самого первого интервала вблизи центра струи. На рисунке 3.21б представлена зависимость суммы поперечных импульсов треков, восстановленных в ТДПИ для трех областей поперечных импульсов адронных струй. Увеличение суммарного импульса треков к центру струи происходит интенсивнее, чем уве-

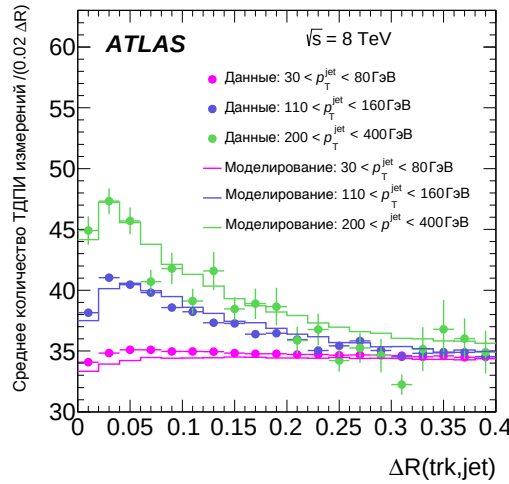


Рисунок 3.24 — Распределение по среднему количеству ТДПИ измерений, принадлежащих восстановленным трекам внутри каждого интервала $\Delta R = 0.02$ вокруг адронной струи. Распределение представлено отдельно для трех интервалов поперечного импульса адронных струй [7].

личение количества треков. Это связано с тем, что в центральной области преобладают треки с большими значениями поперечных импульсов. Моделирование хорошо описывает поведение реальных данных.

Для описания условий внутри адронных струй в ТДПИ было построено распределение по среднему количеству ТДПИ измерений, принадлежащих восстановленным трекам внутри каждого интервала $\Delta R = 0.02$ вокруг центра адронной струи до значений $\Delta R = 0.4$. На рисунке 3.24 представлена данная зависимость для различных интервалов поперечного импульса адронных струй. На максимальном отдалении от центра струи среднее количество измерений в ТДПИ принимает значение 35, соответствующее одному восстановленному треку. Наблюдаемое увеличение измерений в ТДПИ к центру струи отвечает увеличению плотности треков и вероятности восстановить более одного трека в интервале $\Delta R = 0.02$. Также для адронных струй с более высоким поперечным импульсом характерна более высокая плотность треков внутри.

На рисунке 3.22 представлена зависимость доли треков, имеющих продолжение в ТДПИ, от расстояния ΔR до центра адронной струи. Распределение усреднено по всему интервалу исследуемого $\langle \mu \rangle$ (от 40 до 70). Доля треков с продолжением в ТДПИ остается практически неизменной даже в самых заселенных центральных областях самых энергетических струй. Та же зависимость представлена на рисунке 3.23 для условий низкой (менее 24%) и высокой (более 34%) загрузки ТДПИ. График демонстрирует, что увеличение загрузки не оказывает значительного эффекта на долю треков с продолжениями в ТДПИ внутри адронных струй. Моделирование согласуется с реальными данными в пределах статистической погрешности практически на всем диапазоне значений ΔR .

Рисунок 3.25 показывает долю точных измерений в ТДПИ в зависимости от расстояния ΔR до центра адронных струй. Небольшое расхождение (несколько процентов) связано с различием в хвостах распределения по разности между измеренным дрейфовым радиусом в трубке и треко-

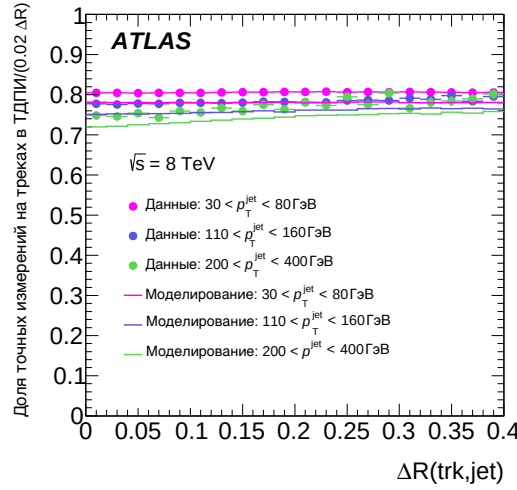


Рисунок 3.25 — Доля точных измерений в ТДПИ в зависимости от расстояния ΔR до центра адронных струй. Распределение представлено отдельно для трех интервалов поперечного импульса адронных струй [7].

вым радиусом дрейфа в данных и моделировании, которое влияет на значение ошибки для радиуса дрейфа и, соответственно, на количество найденных точных пространственных измерений. Работы по устранению данных расхождений описаны далее в главе 3.4. Важным результатом является тот факт, что доля точных измерений в ТДПИ остается практически неизменной даже в центре самых энергетических адронных струй, где среднее количество восстановленных треков выше чем, на периферии. Это означает, что даже если треки проходят на минимальном расстоянии друг от друга ТДПИ корректно их восстанавливает. Моделирование хорошо описывает поведение реальных данных.

Для загрузки ниже 20%, пространственная точность в ТДПИ стабильна 3.2.4. Для изучения этой величины в среде с высокой загрузкой были выбраны адронные струи с поперечным импульсом от 150 до 400 ГэВ. В этом исследовании были использованы восстановленные треки с $p_T > 6$ ГэВ. Средняя загрузка составила около 30%, достигая значений в 55% для максимальной множественности протонных столкновений в событиях. Результаты в зависимости от расстояния ΔR до центра адронных струй представлены на рисунке 3.26 отдельно для центральной и торцевой частей ТДПИ. График показывает, что пространственная точность в ТДПИ остается практически постоянной вплоть до самого центра самых энергетических струй. Также как и на рисунке 3.10a моделирование предсказывает немного более высокие значения пространственной точности (около 10%) в центральной области ТДПИ.

Небольшое ухудшение точности пространственных измерений отсчетов на треке, а также расхождения между данными и моделированием, например на графике 3.25, могут быть обусловлены неверной калибровкой пространственной ошибки радиуса дрейфа для каждого измерения в ТДПИ. В этом случае недооценка ошибок приведет к росту пространственной точности измерений, что не будет отражать реальных улучшений в разрешении детектора переходного излучения и неблагоприятно повлияет на построение треков частиц. Переоценка данных ошибок, наоборот,

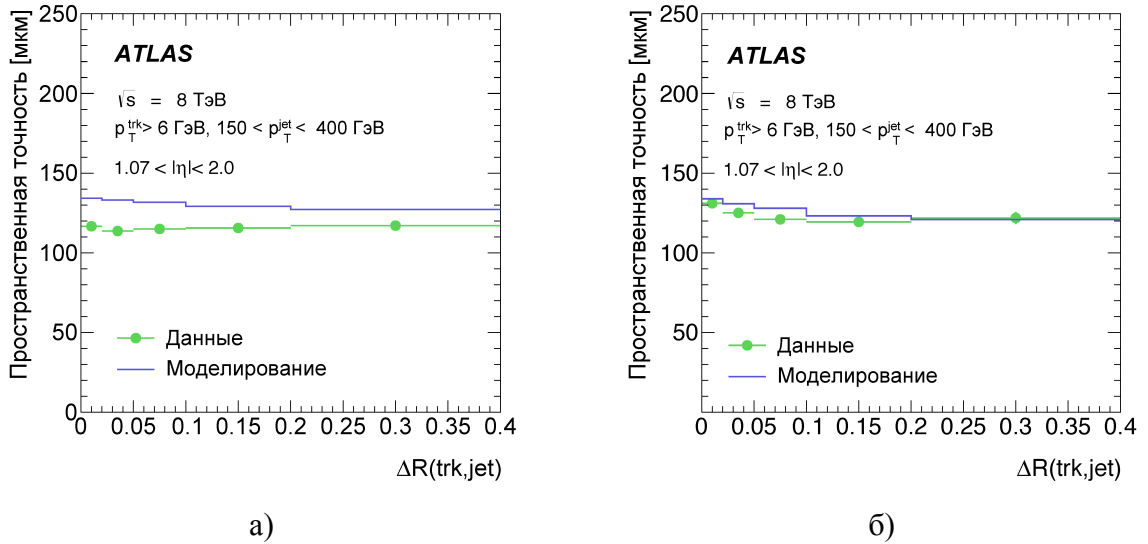


Рисунок 3.26 — Пространственная точность для центральной (а) и торцевой (б) частей ТДПИ в зависимости от расстояния ΔR до центра адронных струй [7].

не обосновано ухудшит разрешение детектора и также повлияет на работу алгоритмов по построению треков.

3.4 Оптимизация ошибок пространственных измерений

К моменту получения результатов из главы 3.3.2, основная масса физических анализов данных, полученных на БАК в 2012, завершалась. В то же время начался набор статистики в ходе второго сеанса работы ускорителя с ужесточенными условиями протонных столкновений: более высокие энергии и меньшие интервалы между столкновениями. Данные изменения привели к увеличению загрузки детекторов на ATLAS эксперименте по сравнению в первом сеансом набора данных. По этой причине изучение и оптимизация ошибок пространственных измерений в ТДПИ осуществлялась на данных 2015 года, чтобы повысить эффективность восстановления треков частиц в ТДПИ для будущих физических анализов.

Как показали исследования, на малых загрузках ТДПИ точность пространственных измерений на треках частиц в ТДПИ зависит от среднего количества протонных взаимодействий в событии 3.106 и времени дрейфа 3.11. По этой причине оптимизация ошибок также производилась как функция данных параметров, причем оптимизация в зависимости от $\langle \mu \rangle$ проводилась впервые для ТДПИ. Для этой цели была изучена вспомогательная пространственная характеристика измерений на треке — натяжение (pull), описывающая эффекты недооценки и переоценки ошибок пространственных измерений в ТДПИ. Значение pull определяется по формуле для каждого измерения на треке:

$$pull = \frac{\text{радиус дрейфа} - \text{трековый радиус дрейфа}}{\sqrt{\text{ошибка радиуса дрейфа}^2 + \text{ошибка трекового радиуса дрейфа}^2}}. \quad (3.6)$$

Ширина распределения данной величины, определяемая как σ гауссовской функции, фитирующей полученные значения. Фитирование повторяется несколько раз вокруг среднего значения в интервале 1.5 среднеквадратичного отклонения, полученного на предыдущем этапе. Следующие указания могут быть получены из анализа ширины распределения по pull:

- если значение ширины распределения по pull равно 1, то ошибки верно оптимизированы,
- если ширина распределения по pull больше 1, то ошибки недооценены,
- в случае, если ширина распределения выше 1, происходит переоценка ошибок.

Величина ошибки трекового радиуса дрейфа задается во время работы алгоритмов восстановления трека во всей трековой системе эксперимента ATLAS и имеет консервативный характер, т.е. оптимизируются только в случае серьезных изменений или нарушений в работе всего ВД. Подобных изменений и нарушений в течение набора статистики в 2015 году не наблюдалось. Ошибка дрейфового радиуса в ТДПИ, как это было описано в главе 3.2.4, может не только корректироваться отдельно для разных частей ТДПИ, но при обнаружении небольших отклонений в величине pull от единицы. По порядку величины ошибка дрейфового радиуса в ТДПИ в среднем более, чем в два раза превышает ошибку трекового радиуса дрейфа.

Кроме того, в 2012 году в ТДПИ образовались несколько источников утечек газовой смеси. В большинстве случаев протекающие места в газовой системе расположены в труднодоступных районах и их ремонт не представляется возможным. Из-за высокой стоимости ксенона некоторые модули ТДПИ начали работу в протон-протонных столкновениях 2015 года на основе газовой смеси, где ксенон был заменен более дешевым (в 500 раз) аргоном. Аргоновая смесь рассматривалась в качестве альтернативы ксеноновой еще на этапе разработки ТДПИ. На рисунке 3.27 представлена схема ТДПИ, в которой отмечены модули, заполненные аргоновой смесью в 2015 году. Смесью на основе аргона была закачена в первый слой центральной части детектора, а также в третий и пятый слои торцевой части детектора с левой и правой стороны соответственно. Это потребовало проведения исследований и калибровок для ошибок пространственных измерений в ТДПИ отдельно для каждой газовой смеси.

Для проверки калибровки ошибки измерений в ТДПИ на данных 2015 года были построены графики по ширине распределения по pull в зависимости от времени дрейфа и среднего количества протонных взаимодействий в событии отдельно для центральной и торцевой частей детектора. Результаты представлены на рисунке 3.28. Как видно на графиках 3.28а и 3.28б, для малых и больших времен дрейфа происходит недооценка ошибок пространственных измерений в ТДПИ, в то время как для среднего промежутка (от 10 до 40 нс) происходит небольшая переоценка ошибок. Для моделирования эффекты неверной калибровки проявляются сильнее. Графики 3.28в и 3.28г указывают на существование зависимости от среднего количества протонных взаимодействий в событиях. Так для низких значений $\langle \mu \rangle$ оценка ошибок оказывается завышенной, а для высоких $\langle \mu \rangle$ — заниженной. Для аргоновой смеси были получены аналогичные результаты.

Для оптимизации ошибок пространственных измерений на треке частицы в ТДПИ использовался метод калибровки с повторениями, использующий распределения по pull. Первый этап заключается в получении значений ширины распределения по pull в зависимости от времени дрейфа 3.28а и 3.28б. В качестве ширины минимального интервала на временной оси было выбрано

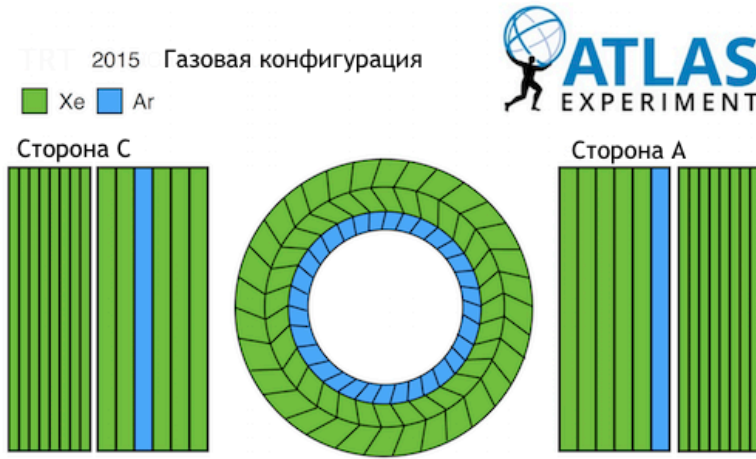


Рисунок 3.27 — Схема заполнения ксеноновой (зеленый цвет) и аргоновой (синий цвет) газовыми смесями ТДПИ в 2015 году [10].

значение равно половине временного разрешения отдельной пропорциональной трубки (3.125 нс). Данная зависимость изучается для торцевой и центральных частей детектора и для ксеноновой и аргоновой смесей отдельно. Далее была произведена калибровка ошибок пространственных измерений на треке по следующей формуле:

$$\delta r'_{hit} = \delta r_{hit} \cdot \sigma_{pull}, \quad (3.7)$$

где σ_{pull} ширина pull распределения, $\delta r'_{hit}$ — новое значение ошибки радиуса дрейфа, δr_{hit} — старое значение ошибки радиуса дрейфа.

Данная процедура производится на этапе восстановления событий в ТДПИ и для достижения максимального эффекта повторяется несколько раз. Каждый следующий этап требует повторения полного цикла: калибровка ошибок, затем восстановление всех событий в детекторе. В данной работе процедура повторялась 3 раза. После последнего цикла изменения в распределениях по pull не превышали статистическую ошибку в несколько процентов. Для учета зависимости ошибки от среднего количества протонных взаимодействий в событии калибровка была произведена отдельно для небольших интервалов $\langle \mu \rangle$, где значения σ_{pull} на границах не сильно отличается, но таким образом, чтобы получить достаточно статистики в каждом интервале. Для моделирования было рассмотрено 4 интервала в диапазоне $\langle \mu \rangle$ от 0 до 40. Для экспериментальных данных в 2015 году диапазон $\langle \mu \rangle$ (от 10 до 20) позволил рассмотреть только два таких интервала. Для полученных калиброванных ошибок в каждом временном интервале была построена зависимость от $\langle \mu \rangle$. На рисунке 3.29 представлен пример такой зависимости для моделирования в центральной области ТДПИ. На графике изображены оптимизированные ошибки для ксеноновой смеси и временного интервала от 15.625 до 18.75 нс.

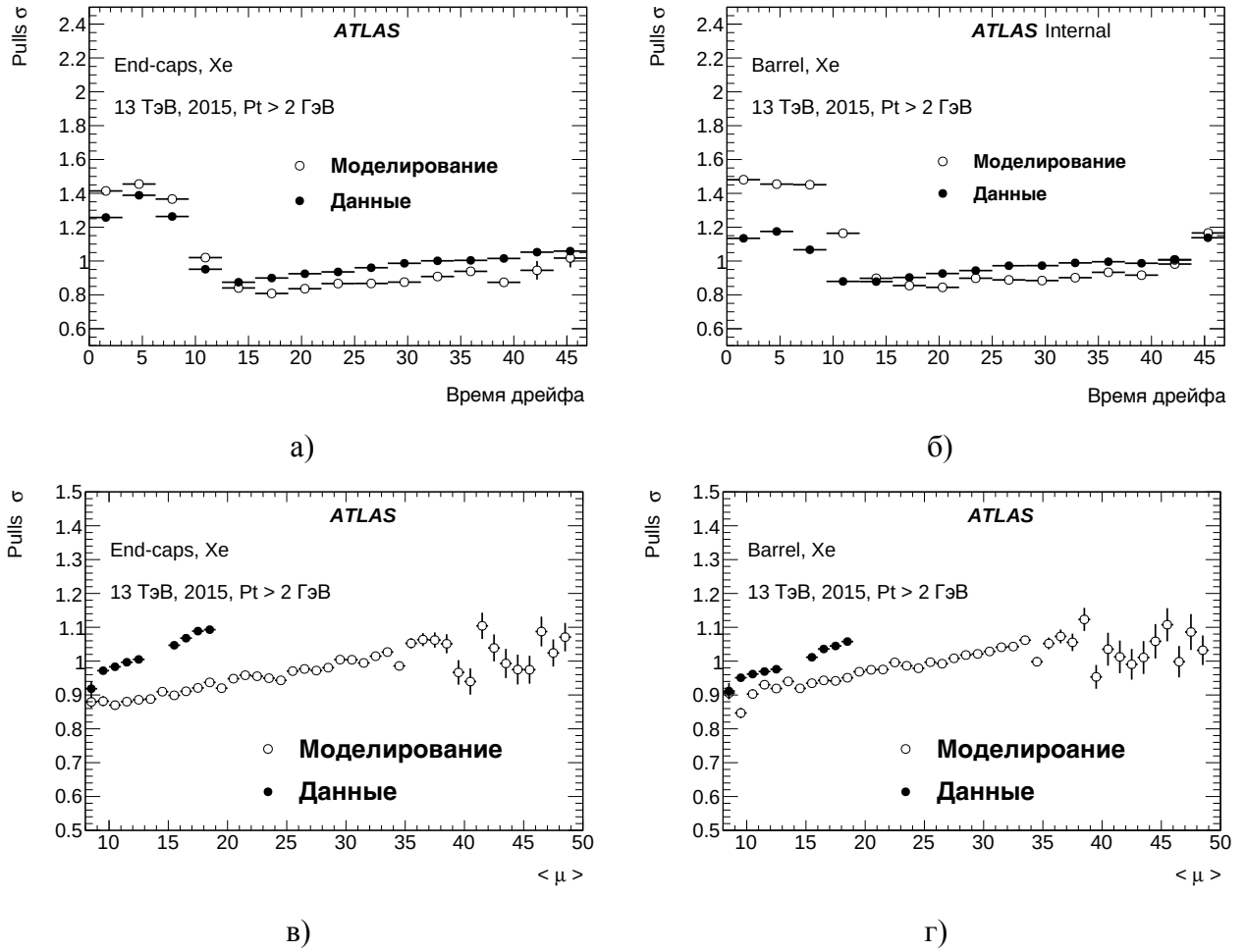


Рисунок 3.28 — Зависимость ширины распределения по pulls от времени дрейфа для торцевой (а) и центральной (б) частей ТДПИ. Соответствующая зависимость от $\langle \mu \rangle$ представлена на графиках (в) и (г).

Полученные зависимости с хорошим согласием описываются линейными функциями для всех интервалов времени дрейфа, что позволяет удобно с программной точки зрения произвести хранение и чтение ошибок радиуса дрейфа во время восстановления событий в детекторе. Полное значение ошибки может быть разбито на два слагаемых: значение ошибки при $\langle \mu \rangle = 0$ (p_0 на графике 3.29) и дополнительная поправка, учитывающая рост ошибки от $\langle \mu \rangle$ (p_1 на графике 3.29). На рисунке 3.30 представлены графики для ксеноной смеси по ширине распределения по pull в зависимости от времени дрейфа и среднего количества протонных взаимодействий в событии отдельно для центральной и торцевой частей детектора после проведения калибровки. Как видно, проделанная оптимизация позволила исправить эффекты недооценки и переоценки ошибки. Для аргоновой смеси был достигнут аналогичный результат.

На рисунке 3.31 представлена зависимость ошибки пространственных измерений в ТДПИ от времени дрейфа после калибровки для центральной части ТДПИ при значении $\langle \mu \rangle = 0$ и $\langle \mu \rangle = 20$. После проведения калибровки для данных и моделирования наблюдаются близкие значения ошибок для каждого временного интервала. Наблюдаемые различия между данными зависимостями и полученными на основании данных и моделирования 2012 года 3.126, дополнительно демонстрирует необходимость предпринятой оптимизации. После уменьшения интервала

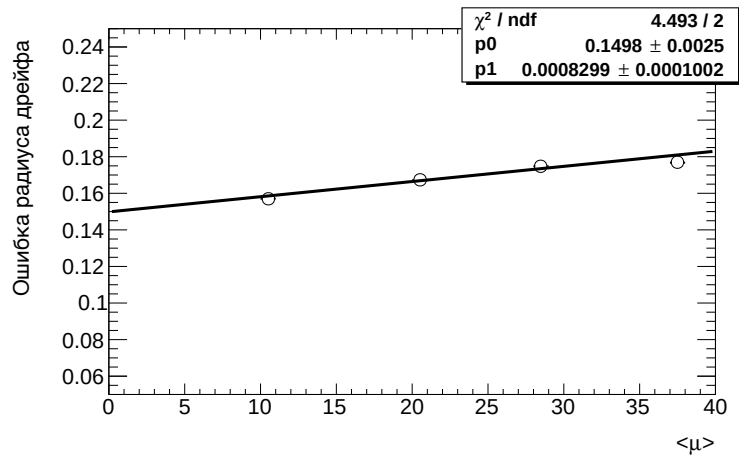


Рисунок 3.29 — Значение оптимизированной ошибки от среднего количества протонных взаимодействий в событии для моделирования в центральной области ТДПИ. На графике изображены ошибки для ксеноновой смеси и временного интервала от 15.625 до 18.75 нс.

между столкновениями с 50 нс до 25 нс максимальное значение ошибки сместилось в область меньших значений времени дрейфа. Это смещение связано с присутствием в рассматриваемом событии сигнала от пропорциональных трубок, сработавших в предыдущих протонных столкновениях. Для подобных фоновых сигналов разница между радиусом дрейфа и трековым радиусом дрейфа может значительно отличаться от нуля, что приводит к увеличению ошибки пространственных измерений. Хорошее согласие для протонных столкновений с интервалом в 50 и 25 нс для самых малых времен дрейфа связано с использованием критерия, по которому сигналы в пропорциональных трубках не рассматриваются в случае, если время прихода переднего края меньше 3.125 нс. Данный критерий помогает эффективно подавлять фоновые сигналы от предыдущих протонных столкновений для малых времен.

Для оценки влияния новых калибровок на эффективность восстановления треков в ТДПИ было рассмотрено распределение по доли точных измерений на мюонных треках в ТДПИ в зависимости от $\langle \mu \rangle$ до и после проведения оптимизации ошибок пространственных измерений в дрейфовых трубках ТДПИ 3.32. Распределения были рассмотрены на моделировании, так как в нем были доступны более высокие значения $\langle \mu \rangle$. Как видно из распределений доля точных измерений увеличивается до 10% для максимальных значений $\langle \mu \rangle$ для центральной и торцевой частей ТДПИ. Таким образом, проведенная оптимизация позволяет увеличить число сработавших каналов в ТДПИ на треке частицы, которые обеспечивают определение положения траектории с точностью до 130 мкм. Это является важным результатом, в особенности для условий высокой множественности протонных столкновений, где ожидается постепенное падение доли точных измерений. На рисунке 3.33 представлено сравнение данных и моделирования для зависимости точных измерений в ТДПИ и пространственной точности от $\langle \mu \rangle$ для мюонных треков с $p_T > 20$ ГэВ отдельно для торцевой и центральной частей ТДПИ. Данные находятся в хорошем согласии с моделированием.

В рамках диссертации также была проведена работа по обновлению программных пакетов, обеспечивающих работу ТДПИ. Изменения были связаны с добавлением в программный код ча-

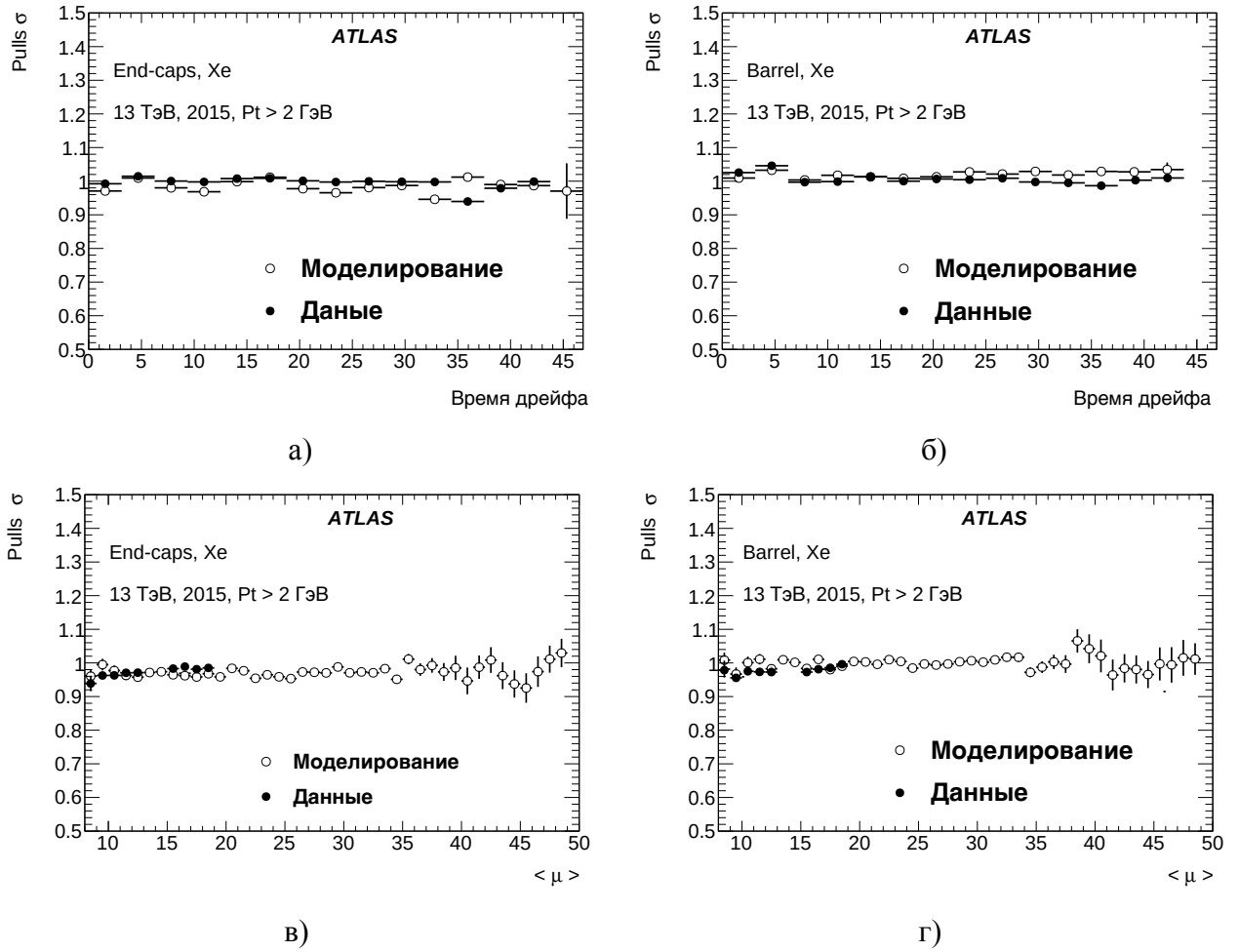
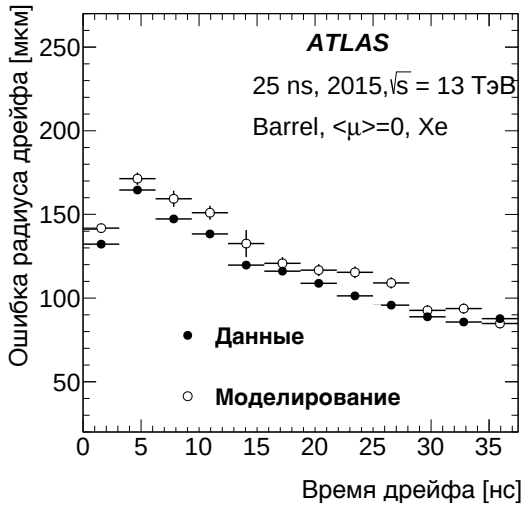


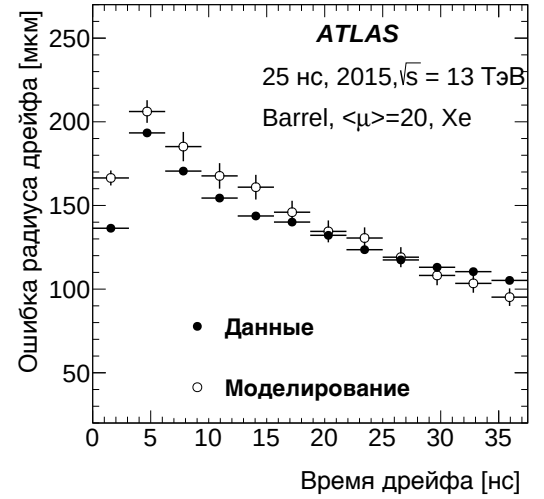
Рисунок 3.30 — Зависимость ширины распределения по pull от времени дрейфа для торцевой (а) и центральной (б) частей ТДПИ после проведения калибровки. Соответствующая зависимость от $\langle \mu \rangle$ представлена на графиках (в) и (г).

стей, отвечающих за процедуру калибровки ошибок пространственных измерений в зависимости от $\langle \mu \rangle$. Кроме того, при работе над калибровками была выдвинута идея о том, что оптимизация пространственных ошибок в дрейфовых трубках ТДПИ может позволить повысить эффективность отделения истинных конверсионных фотонов от фона. Этот момент является критически важным для физического анализа рождения Z бозона совместно с ассоциированными фотонами [3.2.5](#).

Идея заключалась в увеличении ошибки пространственных измерений на электронных треках от конверсий, восстановленных в ТДПИ. ТДПИ не используется для определения направления вылета фотонов в протон-протонных столкновения, поэтому данная процедура не должна привести к ухудшению пространственных измерений для фотонов. С другой стороны, увеличение пространственных ошибок в дрейфовых трубках ТДПИ позволяет повысить долю точных измерений на треках в детекторе, как это было продемонстрировано выше при проведении калибровки на данных 2015. Известно, что эта доля для электронных треков оказывается в среднем выше, чем на треках частиц неверно идентифицированных как электроны. Это позволяет использовать этот параметр для разделения истинных конверсионных фотонов и фона, возникающего, например от адронов.

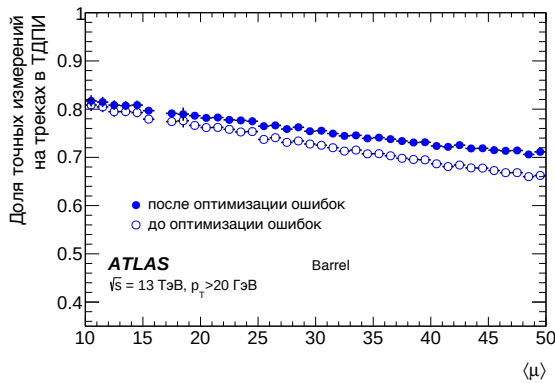


а)

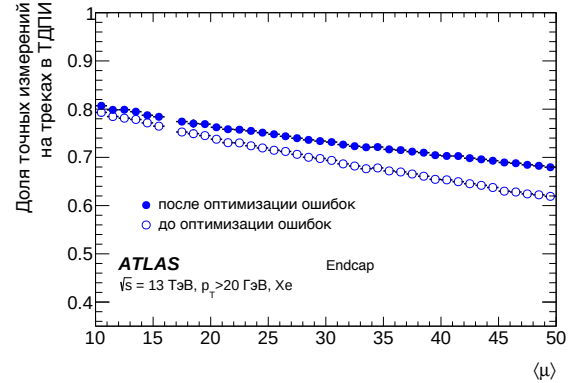


б)

Рисунок 3.31 — Зависимость ошибки пространственных измерений в ТДПИ от времени дрейфа после калибровки для центральной частиц ТДПИ при значении $\langle\mu\rangle=0$ и $\langle\mu\rangle=20$.



а)



б)

Рисунок 3.32 — Зависимость точных измерений в центральной (а) и торцевой (б) частях ТДПИ с ксеноной смесью в зависимости от $\langle\mu\rangle$ до и после проведения оптимизации ошибок пространственных измерений на треках

Для проверки данной идеи были получены специальные калибровки, в которых ошибки пространственных измерений в дрейфовых трубках ТДПИ были увеличены до значений, достигающих 250 мкм. Первые результаты использования специальных калибровок при восстановлении конверсионных фотонов на моделировании были представлены экспертами из ATLAS photon ID (фотонная идентификация) группы на зимнем коллаборационном совещании ТДПИ (TRT days) в феврале 2016 года. В частности было показано, что ограничение в 30% на долю точных измерений на электронных треках в ТДПИ от конверсий после использования новых калибровок позволяет подавить 11.5% фона при потере 2.1% сигнала. Также было показано, что данный результат остается стабильным при росте множественности протонных столкновений на БАК. Было принято решение о продолжении этого исследования на данных от второго сеанса работы БАК.

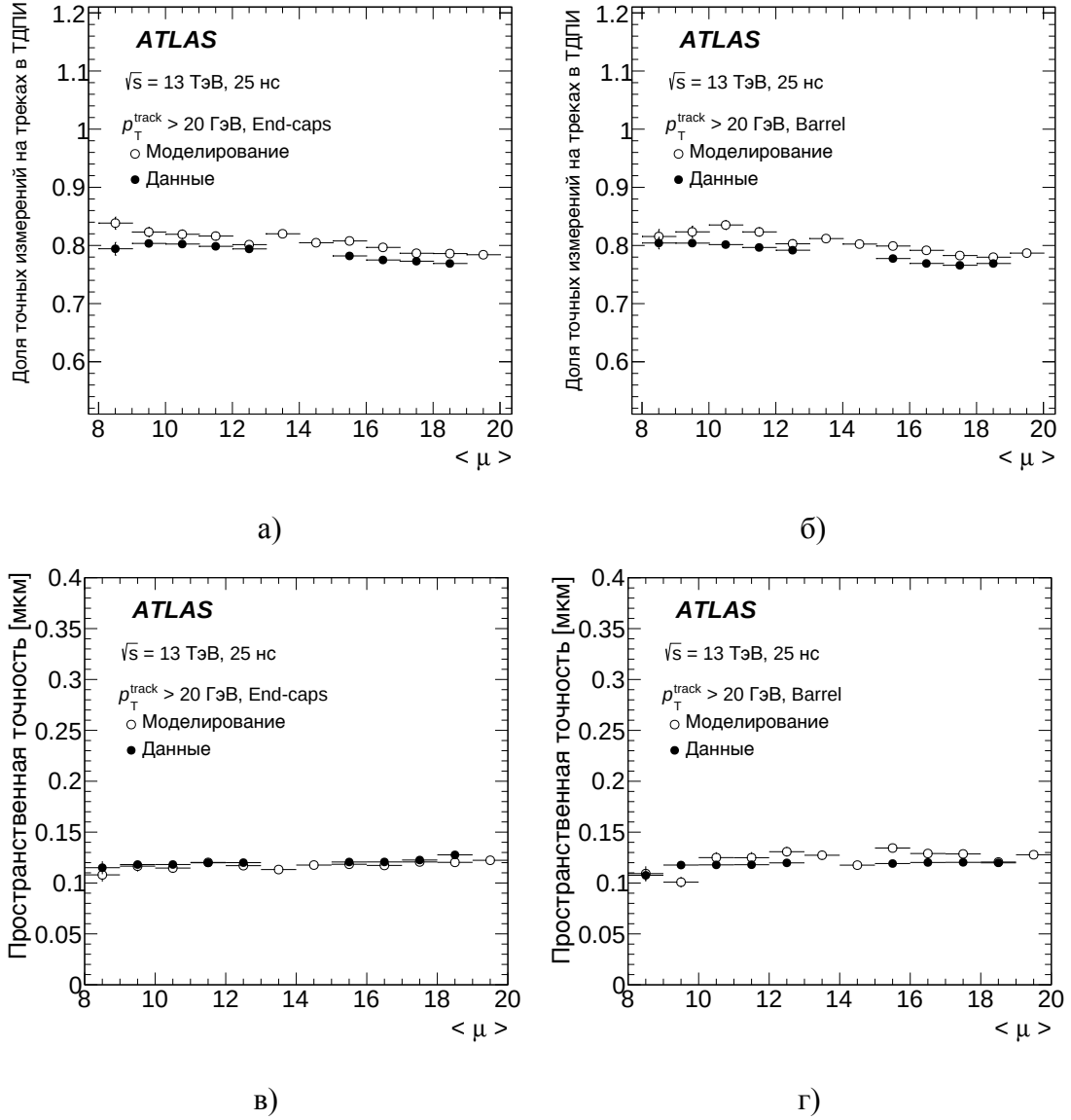


Рисунок 3.33 — Зависимость точных измерений в торцевой (а) и центральной (б) частях ТДПИ в зависимости от $\langle \mu \rangle$ после проведения калибровки для треков с $p_T > 20$ ГэВ. Зависимость пространственной точности в торцевой (в) и центральной (г) частях ТДПИ в зависимости от $\langle \mu \rangle$ после проведения калибровки для треков с $p_T > 20$ ГэВ [10].

3.5 Вычислительные ресурсы

Все выносимые на защиту результаты этой диссертации были получены с использованием вычислительной ГРИД-инфраструктуры ЦЕРН (Worldwide LHC Computing Grid, WLCG), состоящей из сотен распределенных вычислительных центров по всему миру [82]. В то же время исследование работы ТДПИ в условиях высокой загрузки было частично воспроизведено на вычислительных ГРИД-ресурсах Национального Исследовательского Центра Курчатовский Институт (НИЦ КИ), включая суперкомпьютер. Данная процедура была произведена в рамках исследования возможности использования суперкомпьютеров в составе ГРИД-инфраструктуры ЦЕРН, что позволит увеличить вычислительные ресурсы ГРИД и обеспечить в полной мере обслуживание вычислительных нужд экспериментов на БАК во время второго сеанса работы ускорителя.

Центр обработки данных НИЦ КИ состоит из ГРИД системы первого уровня и суперкомпьютера. Система первого уровня входит в глобальную ГРИД-инфраструктуру ЦЕРН. Для управления задачами моделирования, реконструкции и анализа используется специальная система управления потоком заданий PanDA [83]. У PanDA хорошо масштабируемая и гибкая архитектура. Эксперимент ATLAS использует эту систему для того, чтобы управлять потоком заданий на всех этапах обработки данных в WLCG. Используя систему PanDA, физики ATLAS имеют доступ к вычислительными средствами, которые используются для обработки данных эксперимента, при этом, центры обработки данных распределены по всему миру. Изначально система PanDA позволяет работать только с ресурсами, объединенными в инфраструктуре WLCG. Однако, поддержка суперкомпьютеров позволяет расширить потенциальное пользовательское сообщество PanDA. Благодаря этому, в ближайшее время ATLAS может получить дополнительные преимущества, запуская рабочие задания на суперкомпьютерах, получая дополнительные ЦПУ-ресурсы.

В 2014 году в НИЦ КИ была начата пионерская работа по реализации высоко-масштабируемой системы управления потоком заданий и данными для федеративных ресурсов. Значительной частью этой работы стало создание портала, позволяющего объединить вычислительные мощности ГРИД центра, суперкомпьютерного комплекса и инфраструктуры облачных вычислений в единую федеративную киберинфраструктуру.

Суперкомпьютер КИ был эффективно использован для ресурсоемких вычислений в исследованиях, проводимых для изучения работы ТДПИ. Результаты показали полное согласие в идентичных физических задачах на вычислительном портале ЦЕРН и на суперкомпьютере НИЦ КИ, продемонстрировав возможность в будущем включения и использования оппортунистических ресурсов, таких как суперкомпьютеры, для сеансов на БАК с высокой светимостью.

Проверка согласия результатов состояла из нескольких общих тестов, целями которых являлось подтверждение работоспособности требуемых версий вычислительной программной среды эксперимента ATLAS (Афина) и воспроизведение базовых задач по восстановлению событий в детекторе на суперкомпьютере. Среда Афина является расширенной версией среды Гауди [84] и широко используется в эксперименте ATLAS для того, чтобы моделировать события по физике высоких энергий и восстанавливать реальные данные на БАК. Тестовые задачи на большой

статистике с различными версиями релизов Афины были запущены и успешно завершились на вычислительном портале НИЦ КИ. Временные тесты, использующие моделирование в детекторе ATLAS и выполняющие детальное восстановление треков в ТДПИ, показали сопоставимые результаты для процессорного времени на порталах ЦЕРН и суперкомпьютере НИЦ КИ.

Физический тест и самая сложная часть данного исследования продемонстрировали 100% согласие в выходных данных (*.root формата) на сайтах ЦЕРН и НИЦ КИ. Для данной проверки использовались комплексные ТДПИ переменные, описанные в главе 3.3.1. Согласие в распределении таких переменных может быть достигнуто только при условии совпадения в распределениях многих кинематических величин, таких как импульс частицы, псевдобыстрота и тп. Выводы этого исследования были доложены на международном симпозиуме по ядерной электронике и компьютерным вычислениям в Черногории и опубликованы в реферируемом журнале [85].

3.6 Выводы

Работа ТДПИ была изучена в зависимости от загрузки детектора. Было показано, что эффективность восстановления треков заряженных частиц в ТДПИ составляет 85% и остается неизменной вплоть до максимальных значений загрузки детектора в первом сеансе работы БАК (50%) и в центральных областях высокоэнергетических адронных струй; доля точных измерений на треках заряженных частиц в ТДПИ остается выше 70% для протонных столкновений при загрузке детектора наполовину. Для данных двух параметров наблюдалось согласие между моделированием и данными в пределах статистической ошибки.

Дополнительные исследования характеристик восстановленных треков внутри адронных струй в ТДПИ показали, что даже при прохождении детектора несколькими близкими частицами, их треки успешно восстанавливаются. Точность пространственных измерений в центрах самых высокоэнергетических адронных струй не превышает 130 мкм как в центральной, так и в торцевых частях ТДПИ.

Была проведена оптимизация ошибок пространственных измерений на треках в ТДПИ для проектной энергии и периодичности протонных столкновений на БАК. В результате оптимизации были устранены эффекты некорректного учета ошибок, что позволило повысить на 10% долю точных измерений в ТДПИ для условий высокой загрузки. После калибровки наблюдается высокая точность согласия моделирования и экспериментальных данных для основных трековых характеристик в ТДПИ.

Проведенные исследования работы ТДПИ показывают: рост множественности протонных столкновений на БАК не влияет на эффективность восстановления треков заряженных частиц в ТДПИ; близкие треки внутри адронных струй успешно восстанавливаются в ТДПИ; наблюдается согласие моделирования и реальных данных в пределах погрешности. Данные результаты демонстрируют стабильность при высоких нагрузках трековых характеристик ТДПИ, обеспечивающих эффективное восстановление заряженных частиц и конверсионных фотонов в ATLAS эксперимен-

те, что в свою очередь является основой для проведения физических анализов на эксперименте, в том числе поиска ассоциированного рождения нейтральных калибровочных бозонов.

Глава 4. Получение сечения рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами в детекторе ATLAS

Увеличение энергии столкновения протонных пучков до 8 ТэВ и непрерывная работа БАК в течение всего 2012 года позволили научным группам коллаборации ATLAS приступить к более прецизионным проверкам предсказаний СМ. Интегральная светимость ускорителя составила чуть больше 20 фб^{-1} , и это открыло возможность для поиска редких событий рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами — процессов еще ни разу ранее экспериментально не изученных в адронных экспериментах из-за крайне малого сечения рождения. Как будет видно из результатов исследования ниже, сечения рождения данных процессов составляют единицы фемтобарн.

Как известно из теории [62], Z бозон имеет несколько мод распада. Самым вероятным каналом распада является адронный (около 70%) далее следует нейтринный (20%) и заряженные каналы (по 3.3% на каждое поколение заряженных лептонов).

Наибольшей «чистотой» обладают заряженные каналы, так как четкий сигнал от двух разномыменно заряженных лептонов позволяет надежно подавить фоны. Адронный канал является наиболее сложным для исследования, в особенности на БАК, из-за большого количества фоновых адронных струй от протонных столкновений. Нейтринная мода распада также сложна для регистрации в силу своей «невидимости» для трековых детекторов и калориметрических систем. Однако, как было сказано в начале главы 2.2, детектирующая система эксперимента ATLAS приспособлена для отбора событий с конкретными значениями «недостающей энергии». Измеренное значение «недостающей энергии» совместно с азимутальным углом может служить надежным указанием на наличие высокоэнергетических нейтрино в продуктах столкновений при регистрации дополнительных параметров искомого события. Такими дополнительными параметрами для процесса ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов являются зарегистрированные энерговыделения в ЭМК от фотонов.

Кроме этого, измерение сечения рождения Z бозона совместно с ассоциированными фотонами и последующим нейтринным каналом распада позволяет установить самые жесткие пределы на вклад «Новой физики» в данный процесс.

4.1 Отбор $Z\gamma\gamma$ событий с нейтринной модой распада бозона

В данной диссертации представлены результаты измерения сечения рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами начального состояния с последующим распадом бозона на пару нейтрино и антинейтрино всех трех поколений: $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$, $Z \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $Z \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$. В дальнейшем для упрощения будет использоваться запись $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma\gamma$, обозначающая совокупность всех трех процессов.

События отбирались при помощи триггеров на высокоэнергетические фотоны в ATLAS детекторе. Для каждого события было выставлено требование на наличие как минимум двух фотонов с энергией в плоскости перпендикулярной оси пучка (поперечной энергией, E_T) выше 20 ГэВ. Измерения проводились для двух случаев: так называемые инклюзивные события, с неограниченным количеством адронных струй ($N_{jets} \geq 0$), и эксклюзивные события, в которых дополнительно выставлялось требование на отсутствие адронных струй с поперечным импульсом выше 30 ГэВ ($N_{jets} = 0$). Эксклюзивные измерения позволяют получить более точные значения для сечения рождения, так как повышается отношение сигнала к фону за счет значительного подавления одного из доминирующих фонов от адронных струй (подробнее в главе 4.1.4). Полученные сечения рождения для каждого из случая сравнивались с теоретическими предсказаниями в NLO порядке теории возмущения.

Сигнальные ($Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$) события в области высоких энергий двухфотонной инвариантной массы ($m_{\gamma\gamma}^2 = (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (\vec{p}_{\gamma 1} + \vec{p}_{\gamma 2})^2$) в эксклюзивном случае были использованы для поиска аномальных вершин взаимодействия четырех калибровочных бозонов (aВЧКБ).

4.1.1 Наборы экспериментальных данных и моделирования

Для измерений была использована вся статистика реальных данных, набранная на БАК в 2012 году: 20.3 ± 0.4 фб $^{-1}$. Энергия протонов в системе центра масс составила 8 ТэВ. Использовались только экспериментальные данные хорошего качества, т.е. собранные в момент корректной работы всех систем ATLAS эксперимента. Моделированный сигнал и фоновые события были получены с использованием различных Монте-Карло генераторов, включающих в себя полную имитацию ATLAS детектора [86] с использованием пакета Geant4 [87]. Восстановление моделированных событий производилось по аналогичной схеме с реальными данными. Процессы жесткого рассеяния и второстепенные (по отношению к изучаемым в данной работе) протон-протонные взаимодействия, так называемый pile-up, были корректно учтены в моделировании. Pile-up может возникать как в рассматриваемом событии, так и приходить от соседних столкновений. Моделирование скорректировано на реальное количество столкновений протонов в 2012 году при помощи весов, присваиваемых каждому событию. Среднее количество столкновений на одно событие оценивается как 20.7.

Эффективность отбора ($Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$) событий изучалась при помощи моделирования на Монте-Карло генераторе Sherpa 1.4 [88], работающем с партонной функцией распределения CT10 [89]. Генератор Sherpa использует так называемую CKKW схему [90;91] для объединения элементов матрицы и партонных ливней и продемонстрировал хорошее согласие с реальными данными при описании кинематических распределений продуктов распада Z бозона с одним ассоциированным фотоном [42]. Моделирование сигнала, содержащего вклад от аномальных вершин взаимодействия калибровочных бозонов, производилось при помощи генератора VBFNLO 2.7.0 (Vector

boson fusion next-to-leading order) [92], сопряженным с генератором Pythia 8.175 [80] для включения партонных ливней и адронизации.

При измерении сечения рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий фон оценивается как из моделирования так и из реальных данных. Основные фоны возникают из-за неправильной идентификации объектов, их вклад оценивается из методов, использующих реальные данные. Моделирование в этом случае используется для дополнительной проверки, а также для оценки небольших фонов.

4.1.2 Определение кандидатов частиц конечного состояния $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий на Большом адронном коллайдере

Определение кандидатов частиц конечного состояния $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий производилось таким образом, чтобы впервые выделить искомый сигнал на экспериментах БАК, а также чтобы установить лучшие пределы на аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов. Отбор событий оптимизирован для получения высокой эффективности сигнала наравне с сильным подавлением фона. Ниже приводится подробное описание критериев отбора для электронов, мюонов, фотонов, адронных струй и «недостающей энергии». Корректная идентификация электронных и мюонных кандидатов в исследовании рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ играет важную роль в определении и подавлении фоновых процессов от распадов W бозона, а также в расчете значения «недостающей энергии» в сигнальных событиях.

Электронные кандидаты восстанавливались в фазовом пространстве с $|\eta| < 2.47$ из энергетических кластеров в электромагнитном калориметре, ассоциированных с восстановленными заряженными треками во внутренней системе детектора ATLAS [93]. Обязательным критерием для электронных треков внутри внутренней системы являлось требование на наличие отсчетов с высоким порогом в ТДПИ, что позволяет отделить их от фона в виде π^0 мезонов (подробнее было описано в 3.2.5). Фотонные кандидаты восстанавливались из энергетических кластеров с $|\eta| < 2.37$ [94]. Энергетические кластеры электронных и фотонных кандидатов должны быть вне переходных областей центральных и торцевых частей электромагнитного калориметра: $1.37 < |\eta| < 1.52$. Выделенная энергия корректируется с использованием калибровок калориметрической системы, основанной на измерениях массы Z бозона [95]. Кластеры, которые не имеют сопоставимых треков во внутренней системе ATLAS, классифицируются как неконверсионные фотонные кандидаты. Кластеры образованные конверсионными фотонными кандидатами имеют один или два сопоставимых трека во ВД, причем данные треки должны начинаться не в первом слое пиксельного детектора. Оба типа фотонов: конверсионные и неконверсионные — используются в данном исследовании. Электронные кандидаты для прохождения отбора должны иметь продолжение в первичную вершину события и $p_T > 20$ ГэВ. Фотонные кандидаты — $E_T > 22$ ГэВ. Значимость параметра d_0 для электронных кандидатов, определяемая как отношение абсолютного расстояния d_0 от первичной вершины к погрешности d_0 , должна быть меньше 6. Параметр $|z_0 \times \sin(\theta)|$ должен быть меньше 0.5 мм.

Поиск мюонных кандидатов производился в фазовом пространстве с $|\eta| < 2.5$. Треки мюонных кандидатов восстанавливались на основе треков в мюонном спектрометре и их продолжений во внутренней системе ATLAS детектора [96]. Учитывались также требования на мюонные кандидаты в ТДПИ. Для улучшения импульсного разрешения мюонных кандидатов было введено требование на наличие более 5 измерений в ТДПИ, не менее половины из которых должны были иметь высокую пространственную точность. По аналогии с электронными кандидатами, мюонные кандидаты должны иметь продолжение в первичную вершину события, значимость параметра d_0 ниже 3 и $|z_0 \times \sin(\theta)|$ меньше 0.5 мм. Поперечный импульс мюонных кандидатов должен превышать 20 ГэВ.

В анализе были использованы специальные идентификационные требования для электронных и фотонных кандидатов, представляющие собой совокупность критериев отбора по параметрам ливня, оставленного частицей в электромагнитном калориметре, по утечкам энергии в адронный калориметр и по трековой информации из внутренней системы. Финальные идентификационные требования для фотонных кандидатов в порядке повышения строгости критериев носят названия «луз» (loose) и «тайт» (tight), в то время как для электронных кандидатов — «медиум» (medium) критерий. В данном тексте дословные названия используются для согласованности с терминами из реферируемой литературы по этой теме [93; 97; 98]. Тайт критерий для фотонных кандидатов позволяет хорошо подавить фон от адронных струй, рожденных в распадах мезонов (η , π^0) [97]. Электронный идентификационный критерий используется для подавления фоновых электронов от распадов мезонов и неверно идентифицированных адронных струй [95].

Фотонные, электронные и мюонные кандидаты должны быть надежно отделены от энергосыделений не относящихся к ним (изолированы). Для фотонных кандидатов выставляется требование на подобные энергосыделения внутри конуса $\Delta R = 0.4$ меньше 4 ГэВ. Электронные кандидаты считаются изолированными, если поперечная составляющая энергосыделений в калориметре и сумма поперечных импульсов треков внутри $\Delta R = 0.2$ после вычета собственной энергии частицы составляют: $0.14 \times p_T^e$ и $0.13 \times p_T^e$ соответственно, где p_T^e — импульс электрона. Для изолированных мюонных кандидатов должно выполняться следующее условие: сумма поперечных импульсов треков вокруг мюонного кандидата в конусе $\Delta R = 0.2$ должна быть меньше $0.1 \times p_T^\mu$, где p_T^μ — импульс мюона.

Эффективности лептонных и фотонных триггеров, восстановления и идентификации в моделировании были скорректированы с использованием соответствующих поправочных коэффициентов из реальных данных.

Адронные струи восстанавливаются из энергосыделений в калориметре в конусе с расстоянием $\Delta R = 0.4$ на $\eta - \phi$ плоскости с использованием стандартного алгоритма в ATLAS [81]. Значение поперечного импульса струй должно превышать 30 ГэВ, значение псевдобыстроты должно быть по модулю меньше 4.5. При восстановлении учитываются эффекты, связанные с потерей энергии в «нерабочих» зонах калориметрической системы, утечки адронных ливней за пределы системы и эффективности регистрации. Данные особенности корректируются при помощи моделирования в зависимости от энергии и псевдобыстроты адронных струй. Дополнительные калибровки энергии применяются для улучшения согласия между реальными данными и модели-

рованием [99]. Для низкоэнергетических ($p_T < 50$ ГэВ) адронных струй в центральной области ($|\eta| < 2.4$) детектора применяется ограничение на суммарный импульс всех треков ассоциированных с данной адронной струей, позволяющие подавить эффекты от второстепенных протон-протонных взаимодействий в данном событии.

Для подавления электронов восстановленных из тормозного излучения мюонов, проходящих через калориметрическую систему, любой электронный кандидат не учитывается, если он находится в конусе с расстоянием $\Delta R < 0.1$ до мюона. Адронные струи исключаются из события, если находятся в конусном расстоянии $\Delta R < 0.3$ по отношению к любому отобранному лептону или фотону.

Вектор поперечного «недостающего импульса» ($\vec{p}_T^{miss}$) — это вектор поперечного импульса, который выражает отклонение от предсказаний закона сохранения импульса в данном протон-протонном столкновении. Данные отклонения могут быть объяснены в пределах погрешности детекторными эффектами: переходными зонами калориметров, нерабочими секторами и т.п. Однако, сильное отклонение свидетельствует о рождении слабовзаимодействующих с материалами детектора ATLAS частиц, таких как нейтрино. Восстановление направления и величины данного вектора подробно описано в [100]. Абсолютное значение вектора поперечного «недостающего импульса» обозначается как E_T^{miss} и рассчитывается по формуле 4.1.

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2},$$

$$\text{где } E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,calo} + E_{x(y)}^{miss,\mu}.$$
(4.1)

Азимутальный угол определяется по формуле 4.2.

$$\varphi^{miss} = \arctan(E_y^{miss}, E_x^{miss}).$$
(4.2)

В формуле 4.1 $E_{x(y)}^{miss,calo}$ обозначает отрицательную сумму энергий всех зарегистрированных объектов в калориметрических системах ATLAS на соответствующую x или y проекции. Электронная компонента может быть записана как: $E_x^{miss,e} = \sum E_i \sin\theta_i \cos\varphi_i$, $E_y^{miss,e} = \sum E_i \sin\theta_i \sin\varphi_i$, где E_i , φ_i и θ_i — энергия, азимутальный и полярные углы отдельного электрона. Слагаемое $E_{x(y)}^{miss,\mu}$ равно отрицательной сумме моментов всех зарегистрированных мюонов в событии ($-\sum p_{x(y)}^\mu$) с необходимыми поправками на потерянную ими энергию в калориметрической системе. Значения энергий и импульсов частиц, используемые для вычислений, прошли калибровки по методам, описанным выше для каждого кандидата в частицы. В данном исследовании ограничение, позволяющее отобрать события с наличием нейтрино, устанавливается на величину E_T^{miss} .

4.1.3 Отбор ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ событий

Кандидаты в события ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ отбирались с обязательным условием на наличие как минимум двух изолированных тит фотонов с поперечной энергией выше 22 ГэВ и отделенных друг от друга на угловое расстояние $\Delta R > 0.4$. Данное условие было обусловлено нижней энергетической границей триггера, использованного в данном отборе. Отбирались именно те фотонные кандидаты, которые вызвали срабатывание триггера.

Приведенные далее ограничения были оптимизированы дважды: на стадии оценки всех фонов из моделирования и после введения методов оценки доминирующих фонов из данных, описанных далее в главе 4.1.4. Значение E_T^{miss} должно было превышать 110 ГэВ, позволяя подавить большой вклад от сильно-взаимодействующего фона и сохраняя достаточную статистическую обеспеченность области поиска сигнальных $Z\gamma\gamma$ событий. Ожидалось, что Z бозон должен вылетать в противоположную сторону по отношению к двухфотонной системе, таким образом дополнительное ограничение на угловые распределения продуктов распада может позволить еще эффективнее выделить сигнал. Для проверки данной гипотезы было изучено распределение по модулю разности $\Delta\phi$ между E_T^{miss} и $\gamma\gamma$ системой. В качестве финального ограничения было установлено: $5\pi/6 < |\Delta\phi(E_T^{miss}, \gamma\gamma)| < 7\pi/6$. На рисунке 4.1 представлены распределения по «недостающей энергии» и модулю разности азимутальных углов E_T^{miss} и двухфотонной системы. На распределениях построены вклады от всех доминирующих фонов, описанных в главе 4.1.4, а также теоретические предсказания генератора Sherpa для сигнальных ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ событий. В нижней части графиков представлено отношение всех наблюдаемых событий к фоновым событиям. Этот параметр был использован для определения ограничений на кинематические параметры при отборе сигнальной области. Пунктирные линии ограничивают области, где данный параметр имеет максимально возможное значение и тем самым обеспечивает наилучшие условия для поиска $Z\gamma\gamma$ событий.

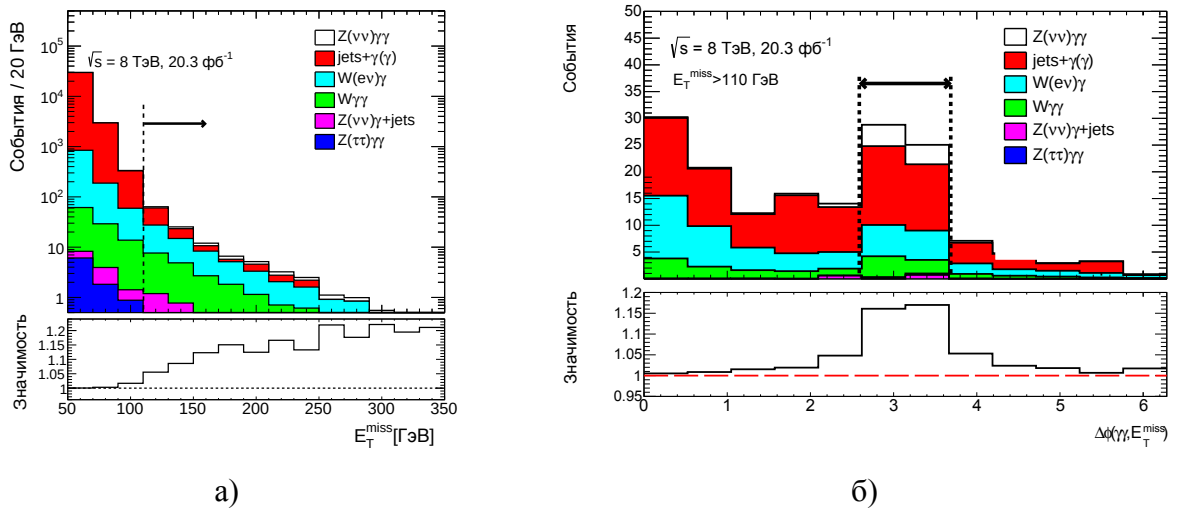


Рисунок 4.1 — Распределения по «недостающей энергии» а) и модулю разности азимутальных углов E_T^{miss} и двухфотонной системы б).

Для понижения фона от $W\gamma\gamma$ событий был введен запрет в рассматриваемых сигнальных событиях на наличие электронных и мюонных кандидатов, прошедших идентификационный отбор. Было рассчитано, что применение углового ограничения и запрета на наличие электронов и мюонов понизило в сигнальной области вклад от фоновых событий на 83%, сократив сигнал всего на 20%. Несколько других кинематических переменных было изучено на предмет дальнейшего очищения сигнала от фонов: $E_T^{\gamma\gamma}$ и $p_T^{\gamma\gamma}$. Положительные результаты по подавлению фона сопровождались резким понижением статистики $Z\gamma\gamma$ сигнала, что не позволило использовать никакие другие ограничения на двухфотонную систему.

4.1.4 Определение и расчет фона для $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий

Фон для $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий возникает от процессов с истинной «недостающей энергией» или в случае, когда детектирующая система ATLAS эксперимента не смогла корректно измерить энергию объекта, например, адронной струи. К первому виду относятся электрослабые процессы, в которых электроны могут быть неверно идентифицированы как фотоны, а также процессы рождения W бозона с двумя ассоциированными фотонами. Ко второму виду относится фон, возникающий от сильно-взаимодействующих частиц (КХД фон). Перечисление всех фоновых процессов с подробным описанием приведено ниже:

- **$\gamma\gamma + jets$ или КХД фон.** Данный фон является одним из доминирующих фонов в этом исследовании и возникает при рождении одного или двух фотонов совместно с адронными струями из сильных процессов взаимодействия кварков или глюонов. Данные события могут проходить все ограничения отбора сигнала, если энергия адронной струи не была полностью измерена или струя была неверно идентифицирована как фотон. Рождение $W\gamma(\gamma)$ с последующим распадом W на адроны или рождение $Z(\gamma)$ с последующим распадом Z на адроны или нейтрино также могут вносить вклад в данный фон.
- **$e \rightarrow \gamma$ фон.** События, где электрон был неверно идентифицирован как фотон, являются одним из доминирующих фонов. К этим событиям относятся процессы рождения W бозона с одним ассоциированным фотоном и последующим распадом W на электрон и нейтрино, а также процессы рождения $t\bar{t}$ с полуплептонным распадом топ кварков.
- **$W(l\nu)\gamma\gamma$ фон.** Данный фон подавлен запретом на наличие лептонов в сигнальной области, но может вносить вклад при условии, что лептон от распада W бозона не был восстановлен в системах ATLAS эксперимента. Кроме того, события с распадом W бозона на тау и нейтрино, где тау лептон распадется на адроны, также вносят вклад в этот фон.
- **$(Z \rightarrow \tau\tau)\gamma\gamma$ фон.** Данный процесс вносит вклад в фон, если электроны или мюоны от распада тау лептона не были зарегистрированы или в событиях с адронным каналом распада тау лептона энергия адронных струй не была корректно измерена.

Методы оценки фона из реальных данных были использованы для доминирующих фонов: КХД и $e \rightarrow \gamma$. Вклад остальных процессов был оценен из моделирования с использованием при необходимости поправочных коэффициентов из реальных данных.

КХД фон

Оценка фоновых $\gamma\gamma + jets$ процессов была произведена при помощи метода, основанного на построении фазовых пространств (областей) с ортогональными (не коррелирующими) наборами критериев для отбора событий. Данный метод позволяет оценить вклад фоновых процессов в сигнальную область, используя 3 контрольных статистически обеспеченных области. Для построения контрольных областей изменялись два параметра: значение «недостающей энергии» и идентификационный критерий для фотонов. Все остальные критерия, используемые для отбора ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ событий, не изменялись.

На графике 4.2 показано распределение отобранных событий в полученных контрольных областях (черные точки). Для повышения доли фоновых КХД событий в контрольных областях и одновременного понижения вклада от других процессов были разработаны следующие критерии:

- **Область А.** Данная область моделировала совместное рождение двух фотонов в КХД процессах. Были использованы те же «тайт» идентификационные критерии для фотонов, как для сигнального процесса ассоциированного рождения Z и двух фотонов. Низкий порог на E_T^{miss} выбирался таким образом, чтобы минимизировать вклад от ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$.
- **Область В.** Данная область моделировала совместное рождение фотона и адронной струи в КХД процессах. Струя в дальнейшем может быть неверно идентифицирована как фотон. Для истинного фотона были использованы «тайт» идентификационные критерии, в то время как для фотона от неверно идентифицированной адронной струи были использованы менее жесткие идентификационные критерии «луз» (4.1.2) и дополнительные ограничения на ширину и величину электромагнитного ливня вокруг точки наибольшего выделения энергии в первом слое электромагнитного калориметра. Данный отбор позволил достичь максимальной ортогональности идентификационных критериев в А и В областях. Низкий порог на E_T^{miss} выбирался таким образом, чтобы минимизировать вклад от ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$.
- **Область С.** Данная область моделировала совместное рождение двух фотонов в КХД процессах для высокого значения E_T^{miss} , используемого для поиска ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ событий.
- **Область D.** Сигнальная область поиска ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ событий.

Процедура получения оценки КХД фона в сигнальной области базируется на сохранении отношения количества событий в построенных областях при разных значениях «недостающей энергии»: $\frac{N_D}{N_C} = \frac{N_B}{N_A}$. Данное соотношение сохраняется при отсутствии корреляции между критериями отбора в рассматриваемых областях (проверка этого факта описана позже в этой главе). Таким образом, количество событий от КХД фона в сигнальном фазовом пространстве D может быть

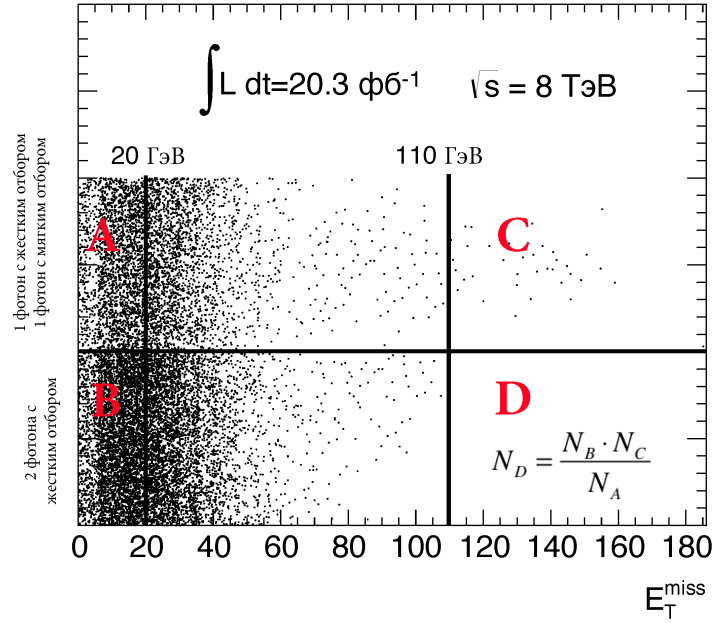


Рисунок 4.2 — Ортогональные области, используемые для оценки КХД фона.

рассчитано как произведение количества событий в области C на отношение событий в областях A и B по формуле 4.3.

$$N_D = \frac{N_B \cdot N_C}{N_A}. \quad (4.3)$$

Составляющая КХД фона, связанная с неверной идентификацией адронной струи как фотона в процессах рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma + jets$, вносит существенный вклад в контрольную область C и для повышения точности рассматриваемого метода была оценена отдельно из моделирования. В таблице 2 представлены оценки КХД фона до и после учета вклада других фоновых и сигнального процессов в контрольные области.

Таблица 2 — Оценка количества КХД событий в сигнальной области до (начальная) и после (финальная) учета вклада от других фонов в контрольные области

Тип событий	A область	B область	C область	D область (сигнальная)
Начальная оценка КХД фона	51124	112775	9	19.67
Финальная оценка КХД фона	50783.23	111006.09	5.52	12.07 ± 6.73

Корреляция между критериями отбора была проверена на моделировании рождения фотонов от сильных взаимодействий совместно с адронными струями. В сгенерированном наборе данных были отобраны события, отвечающие критериям всех четырех контрольных областей. Для оценки корреляции был рассчитан так называемый корреляционный фактор: $R = \frac{N_B \cdot N_C}{N_A \cdot N_D}$, равный единице в случае отсутствия корреляции между величиной «недостающей энергии» и идентификационными критериями для фотонных кандидатов. Полученный фактор равен 1.12 для событий с наличием адронных струй (инклюзивный случай) и 0.92 для событий без адронных струй (эксклюзивный случай). Наконец, используя реальные данные, было проверено отношение событий в

области А к количеству событий в области В для двух случаев: любые события прошедшие отбор и события с адронными струями от b кварка. Отклонение составило не более 7% и показало, что в реальных данных также отсутствует зависимость корреляционного фактора от типа адронных струй в событиях. Отклонения значения корреляционного фактора от единицы были в качестве систематической ошибки метода.

Дополнительные источники систематической ошибки были определены из исследования, связанного с изменением критериев отбора в контрольных областях. Так нижнее ограничение на «недостающую энергию» было сдвинуто на интервал от 5 до 25 ГэВ, кроме того был изменен идентификационный критерий отбора фотонных кандидатов в сигнальной области. Все результаты представлены в таблице 3.

Таблица 3 — Систематическая ошибка для метода оценки КХД фона

Источник ошибки	$N_{jets} \geq 0$	$N_{jets} = 0$
отклонение R фактора	12%	8%
альтернативные нижние границы для E_T^{miss}	2.6%	1.9%
альтернативный идентификационный критерий для фотонов	3.3%	10.8%

Следуя консервативному представлению, финальная систематическая ошибка для метода была установлена в 15%. Это позволило учесть все найденные отклонения в корреляционном факторе и альтернативных критериях отбора контрольных регионов. Для описания распределений КХД фона в анализе использовалось моделирование, нормированное на количество предсказанных событий данным методом. Результаты оценки вклада КХД фона представлены в таблице 5.

$e \rightarrow \gamma$ фон

Известно, что в ATLAS детекторе электроны могут быть неверно идентифицированы как фотоны [101]. Процесс $(W \rightarrow e\nu)\gamma$ (диаграммы на рисунке 4.3) имеет сечение рождения приблизительно на два порядка выше, чем $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$. Так при вероятности 1% неверной идентификации электронного кандидата как фотона данный процесс является одним из основных фонов для $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$. Дополнительно к этому процессу в событиях рождения $t\bar{t}$ доминирующая мода распада топ кварков содержит W бозон, который также может рождаться с ассоциированным фотоном и по тому же самому механизму вносить вклад в фоновые процессы.

Для расчета вероятности неверной идентификации электрона как фотона используется техника оценки из реальных данных, в которой рассматриваются события кандидаты распада Z бозона на электрон-позитронную пару. Исследуются два случая: оба лептона были корректно восстановлены в системах ATLAS детектора и один из двух лептонов был неверно идентифицирован как фотон.

На первом этапе из всего набора данных отбираются события с электроном и позитроном (ee набор) и события с электроном (или позитроном) и фотоном ($e\gamma$ набор). Все отобранные события должны проходить отбор тем же триггером, что использовался для поиска $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий.

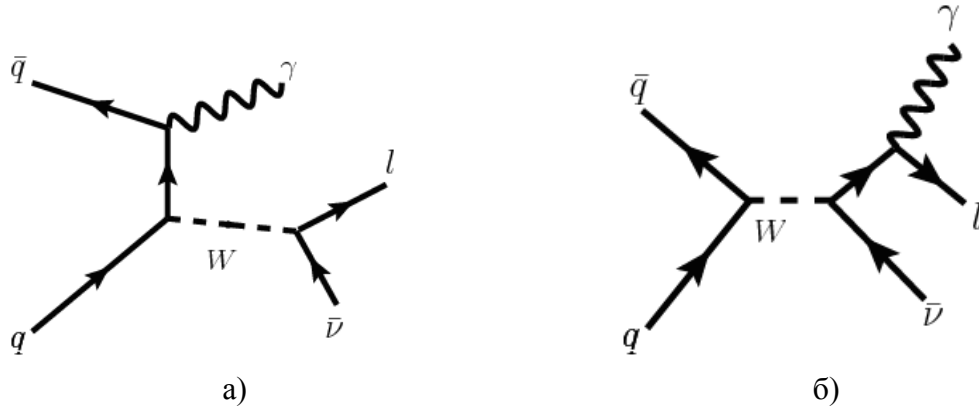


Рисунок 4.3 — Диаграммы рождения событий $W\gamma$ в протонных столкновениях с последующим распадом бозона на лептон и нейтрино.

Ограничения по энергии на лептоны и фотон устанавливаются также в согласии с критериями отбора фотонных кандидатов для $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий (22 ГэВ).

На следующем этапе для событий из ee и $e\gamma$ наборов было получено распределение по инвариантной массе двух частиц $m_Z^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$ (рисунок 4.4). Рассматривались события только в интервале 20 ГэВ вокруг пика, соответствующего массе Z бозона. Прямое распада Z бозона на электрон и фотон не существует, поэтому в $e\gamma$ наборе пик в инвариантной массе в области 90 ГэВ образован одним стандартным электронным кандидатом и одним неверно идентифицированным как фотон.

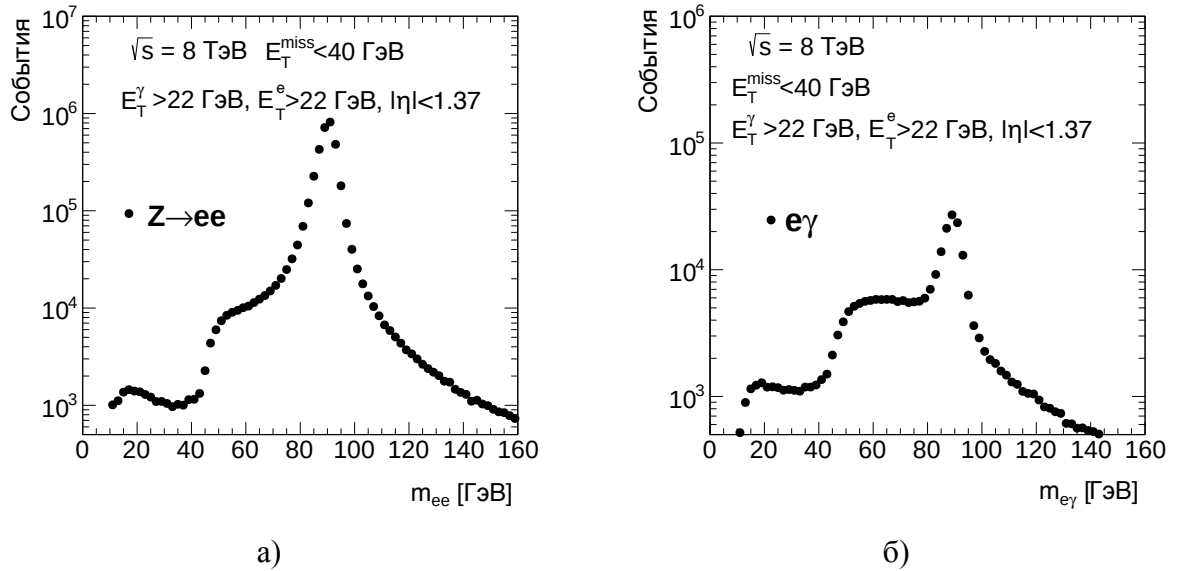


Рисунок 4.4 — Распределения по инвариантной массе для ee а) и $e\gamma$ б) наборов в центральной области эксперимента ATLAS.

Расчет вероятности неверной идентификации электрона ($P_{e \rightarrow \gamma}$) может быть произведен через отношение событий из $e\gamma$ набора в заданном интервале к количеству событий в ee наборе в том же массовом интервале:

$$P_{e \rightarrow \gamma} = \frac{N_{e\gamma}}{2 \cdot N_{ee}}. \quad (4.4)$$

Фактор два в знаменателе учитывает возможность каждого из двух электронов с одинаковой поперечной энергией быть неверно идентифицированным как фотон. Вычисления были проведены для реальных данных 2012 года и $Z \rightarrow ee$ моделирования. Для более точного расчета параметра $P_{e \rightarrow \gamma}$ из реальных данных в выбранном окне масс $m_{ee}/m_{e\gamma}$ проводилась оценка фоновых процессов. Для этой цели были использованы хвосты распределения по инвариантной массе, где сигнал от распада Z бозона ожидался с низкой вероятностью. В финальных вычислениях полученный вклад от фона вычитался из количества событий в рассматриваемом интервале инвариантной массы.

Были исследованы зависимости значения $P_{e \rightarrow \gamma}$ от η и поперечной энергии E_T^γ фотонного кандидата. Как видно на рисунке 4.5 вероятность неверной идентификации значительно отличается для центральной ($|\eta| < 1.37$) и передней ($1.52 < |\eta| < 2.37$) областей детектора и падает с увеличением энергии. Данные находятся в согласии с моделированием. Используемые далее в оценке данного фона значения $P_{e \rightarrow \gamma}$ учитывают эти зависимости.

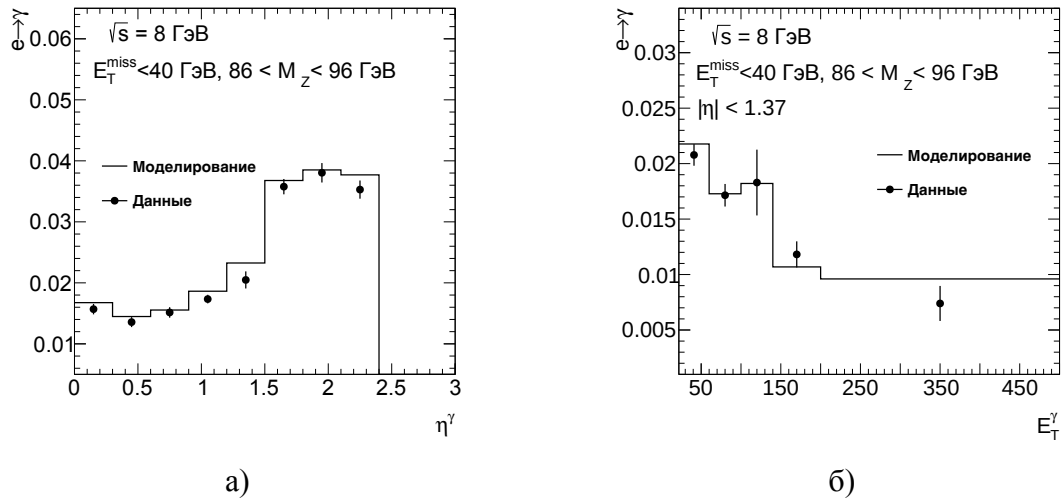


Рисунок 4.5 — Зависимости значения $P_{e \rightarrow \gamma}$ от η а) и E_T^γ фотонного кандидата б).

Для непосредственной оценки $e \rightarrow \gamma$ фона в процессе $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ из реальных данных были отобраны события, отличающиеся от сигнальных требованием на наличие одного электронного кандидата вместо фотонного и скорректированы с использованием рассчитанной ранее вероятностей $P_{e \rightarrow \gamma}$. По аналогичной процедуре был вычислен вклад $e \rightarrow \gamma$ событий в контрольные области, используемые для оценки КХД фона.

Систематическая ошибка метода была получена из независимой проверки значений $P_{e \rightarrow \gamma}$ на моделировании рождения W бозона с одним ассоциированным фотоном и последующим распадом на электрон и нейтрино. Были отобраны сигнальные $(W \rightarrow e\nu)\gamma$ события, содержащие один электронный и один фотонный кандидаты, а также отобраны события содержащие два фотонных кандидата и ноль электронных. Далее события с двумя фотонами были скорректированы с использованием $P_{e \rightarrow \gamma}$ фактора, полученного выше, и сравнены с количеством событий с одним электроном и одним фотоном. Относительная ошибка от этого сравнения составила 17% для центральной и 25% для передней областей и была взята в качестве систематической ошибки метода.

Для описания кинематических распределений $e \rightarrow \gamma$ фона в анализе использовалась контрольная область из данных. Все результаты оценки $e \rightarrow \gamma$ фона представлены в таблице 5.

$W\gamma\gamma$ фон

Недавние исследования ATLAS коллаборации по рождению $W\gamma\gamma$ в протонных столкновениях при энергии 8 ТэВ [52] и сравнение нескольких генераторов показали, что для сечения рождения $W\gamma\gamma$ в области поиска $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ существенны поправки высших порядков теории возмущений. В таблице 4 представлено измеренное сечение рождения $(W \rightarrow e\nu)\gamma\gamma$ в сигнальной области поиска $Z\gamma\gamma$ событий, полученное дополнительным генератором MCFM [102], позволяющим делать расчеты отдельно для LO и NLO порядков теории возмущения КХД. Для сравнения также представлены результаты, полученные номинальным генератором Sherpa. В силу ограничения на количество генерируемых адронных струй в MCFM, все расчеты были выполнены для событий, в которых образовалось не более одной струи. Разница составляет 25% между сечением рождения $(W \rightarrow e\nu)\gamma\gamma$ событий, полученным генератором Sherpa и аналогичным, полученным генератором MCFM в следующем за ведущем порядке теории возмущения КХД.

Таблица 4 — Сравнение сечения рождения $(W \rightarrow e\nu)\gamma\gamma$ в сигнальной области поиска $Z\gamma\gamma$ событий для разных порядков теории возмущения КХД

Генератор	Сечение, фб
MCFM LO	0.05
MCFM NLO	0.29
Sherpa	0.22

По этой причине количество событий было скорректировано при помощи поправочных коэффициентов из реальных данных. Для этого в сигнальной области поиска $Z\gamma\gamma$ событий было инвертировано ограничение на наличие лептонов, тем самым была увеличена доля $W\gamma\gamma$ событий. Было зарегистрировано 46 событий, из которых 12.08 ± 10.46 $W\gamma\gamma$ кандидатов. Высокая статистическая ошибка обусловлена низкой статистической обеспеченностью в данных и вкладом ошибок от других фонов. Предсказания полученные из $(W \rightarrow e\nu)\gamma\gamma$, $(W \rightarrow \mu\nu)\gamma\gamma$ и $(W \rightarrow \tau\nu)\gamma\gamma$ Sherpa моделирования составили 12.72 ± 0.83 события. Поправочный коэффициент, вычисленный как отношение данных величин, составил 0.95.

Для оценки $W\gamma\gamma$ фона в сигнальной области поиска $Z\gamma\gamma$ событий был использован поправочный коэффициент для Sherpa моделирования 0.95 совместно с систематической ошибкой в 100%, обусловленной низкой статистической обеспеченностью в данных. Для описания распределений $W\gamma\gamma$ фона в анализе использовалось Sherpa моделирование. Все результаты оценки $W\gamma\gamma$ фона представлены в таблице 5.

$(Z \rightarrow \tau\tau)\gamma\gamma$ фон

Фон от процесса рождения Z бозона совместно с двумя фотонами и последующим распадом Z на тау лептоны ($(Z \rightarrow \tau\tau)\gamma\gamma$) составил менее 1% и был оценен из моделирования. В качестве систематической погрешности фона была взята теоретическая погрешность (7%) на сечение рождения, рассчитанная с помощью генератора MCFM.

Таблица 5 — Количество фоновых и сигнальных событий для инклюзивного ($N_{jets} \geq 0$) и эксклюзивного ($N_{jets} = 0$) случаев в сигнальной области поиска $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$, где $N_{набл}$ — полное количество событий найденных в реальных данных, $N_{фон}^{сум}$ — общее число фоновых событий и $N_{Z\gamma\gamma}^{Sherpa}$ — ожидаемое количество $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий, предсказанное Sherpa генератором. Первая ошибка в таблице статистическая, вторая — систематическая

Количество событий	$N_{jets} \geq 0$	$N_{jets} = 0$
$N_{набл}$	46	19
КХД фон	$12.9 \pm 6.7 \pm 2.0$	$2.9 \pm 4.1 \pm 0.9$
$e \rightarrow \gamma$	$10.4 \pm 0.5 \pm 2.1$	$3.47 \pm 0.28 \pm 0.69$
$W\gamma\gamma$	$3.6 \pm 0.1 \pm 3.6$	$1.00 \pm 0.1 \pm 1.0$
$(Z \rightarrow \tau\tau)\gamma\gamma$	$0.381 \pm 0.055 \pm 0.027$	$0.141 \pm 0.036 \pm 0.010$
$N_{фон}^{сум}$	$27.2 \pm 6.8 \pm 4.6$	$8.3 \pm 4.1 \pm 1.5$
$N_{Z\gamma\gamma}^{Sherpa}$	$7.54 \pm 0.07 \pm 0.34$	$4.80 \pm 0.06 \pm 0.29$

Итоговые результаты по всем фонам

Окончательные результаты приведены в таблице 5. Таблица содержит информацию по каждому фону отдельно для инклюзивного и эксклюзивного случаев, а также полное количество событий, найденных в сигнальной области поиска $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ в реальных данных ($N_{набл}$), общее число фоновых событий ($N_{фон}^{сум}$) и ожидаемое количество $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий, предсказанное Sherpa генератором ($N_{Z\gamma\gamma}^{Sherpa}$).

Количество ожидаемых $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий может быть получено методом вычитания всех фоновых событий из общего числа найденных событий. Сигнал из данных в ≈ 2.5 раза превышает предсказания моделирования Sherpa генератором, тем не менее результаты согласуются в пределах 1.5σ статистической ошибки.

На рисунках 4.6 и 4.7 представлены кинематические распределения частиц для событий кандидатов рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами. Количество событий из данных (черные точки) сравнивается с суммой сигнальных событий, предсказанных генератором Sherpa, и фоновых событий, получение которых было описано в этой главе. Изображенная погрешность для суммы сигнальных и фоновых событий включает статистическую и систематическую погрешности. В нижней части графика представлено отношение количества реальных событий к сумме

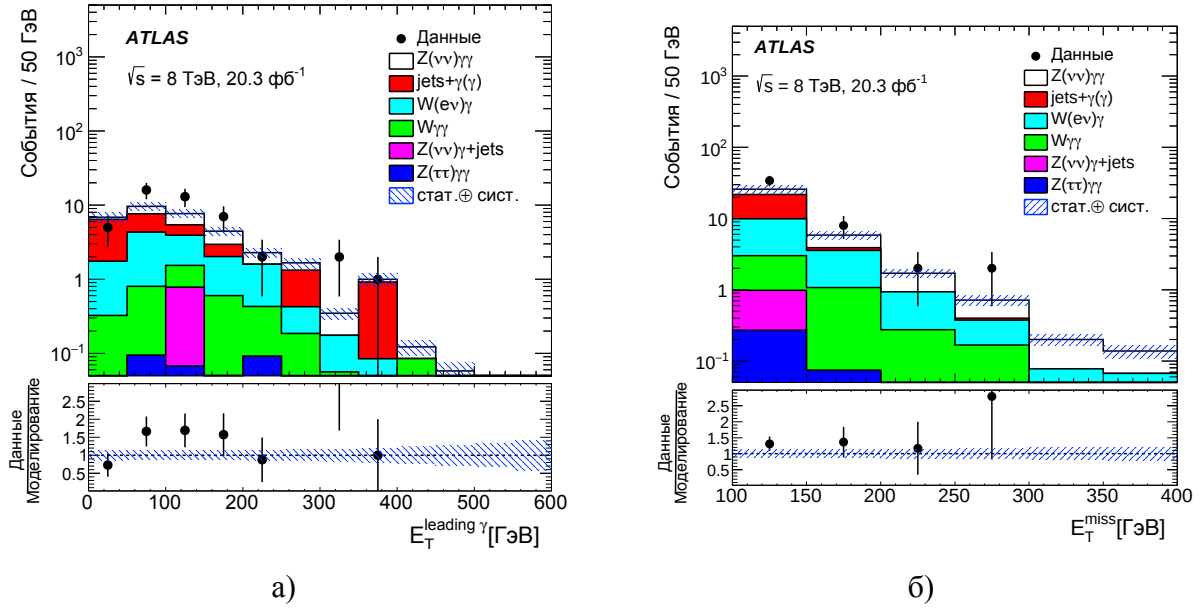


Рисунок 4.6 — Распределения по а) поперечной энергии E_T^γ лидирующего фотонного кандидата и б) по «недостающей энергии» E_T^{miss} для событий кандидатов рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами и любым количеством адронных струй.

предсказанных фоновых и сигнальных событий. Моделирование и данные находятся в согласии в пределах обозначенной погрешности в целом, однако, в некоторых интервалах наблюдается высокое отклонение. Эти отклонения реальных данных от предсказаний моделирования связаны с статистическими флуктуациями в сигнальной области и имеют невысокую значимость. Так локальная значимость четырех событий из данных в интервале высоких значения инвариантной двухфотонной массы (400-550 ГэВ) составляет около 3 сигма по отношению к гипотезе с нулевым ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ сигналом. Оценка была произведена для ожидаемых 0.4 событий фона с 100% систематической ошибкой в этой области инвариантной массы. Было получено Р-значение в 0.0011, которое было далее переведено в значение сигма.

На рисунке 4.8 представлено графическое изображение одного из четырех событий в интервале высоких значения инвариантной двухфотонной массы ($m_{\gamma\gamma} = 464$ ГэВ). На рисунке направления фотонов указаны оранжевыми линиями. Один из фотонов является конверсией: зеленым цветом отмечен электронный трек зарегистрированный во внутренней системе ATLAS на его продолжении. Данный трек насчитывает 32 пространственных измерения в ТДПИ и ноль измерений в кремневых детекторах. Красной пунктирной линией отмечено направление незарегистрированных нейтрино. Точное значение «недостающей энергии» в событии равно 115 ГэВ.

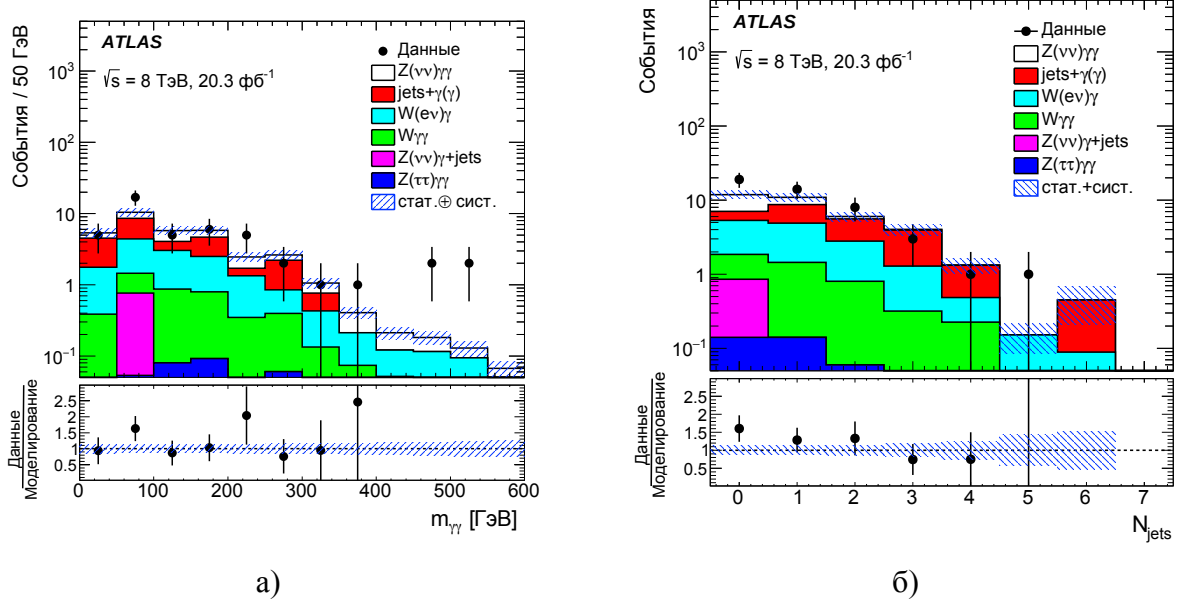


Рисунок 4.7 — Распределения по а) инвариантной массе двух фотонных кандидатов и б) по количеству адронных струй для событий кандидатов рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами.

4.1.5 Эффективность отбора ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ событий

Экспериментальный поиск событий рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами производился в фазовом пространстве, определенном полным набором критериев отбора частиц кандидатов. Полный список критериев представлен в таблице 6.

Таблица 6 — Фазовое пространство экспериментального поиска событий рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами

Частица кандидат	Критерий
Фотоны	$E_T^\gamma > 22$ ГэВ $ \eta^\gamma < 2.37$ исключая $1.37 < \eta^\gamma < 1.52$ $\Delta R(\gamma, \gamma) > 0.4$
Нейтрино	$p_T^{\nu\nu}(E_T^{miss}) > 110$ ГэВ $5\pi/6 < \Delta\varphi(E_T^{miss}, \gamma\gamma) < 7\pi/6$
Адронные струи	$p_T^{jet} > 30$ ГэВ $ \eta^{jet} < 4.5$ $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
Электроны и мюоны	запрет на лептоны с $p_T^{e,\mu} > 20$ ГэВ $\Delta R(e, \mu) > 0.1$

Эффективность восстановления сигнальных событий, так называемый S фактор, был исследован при помощи $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ моделирования и составил: $0.516 \pm 0.003 \pm 0.022$ для событий с любым количеством адронных струй и $0.515 \pm 0.004 \pm 0.031$ с нулевым количеством адронных струй (первая ошибка статистическая, вторая — систематическая).

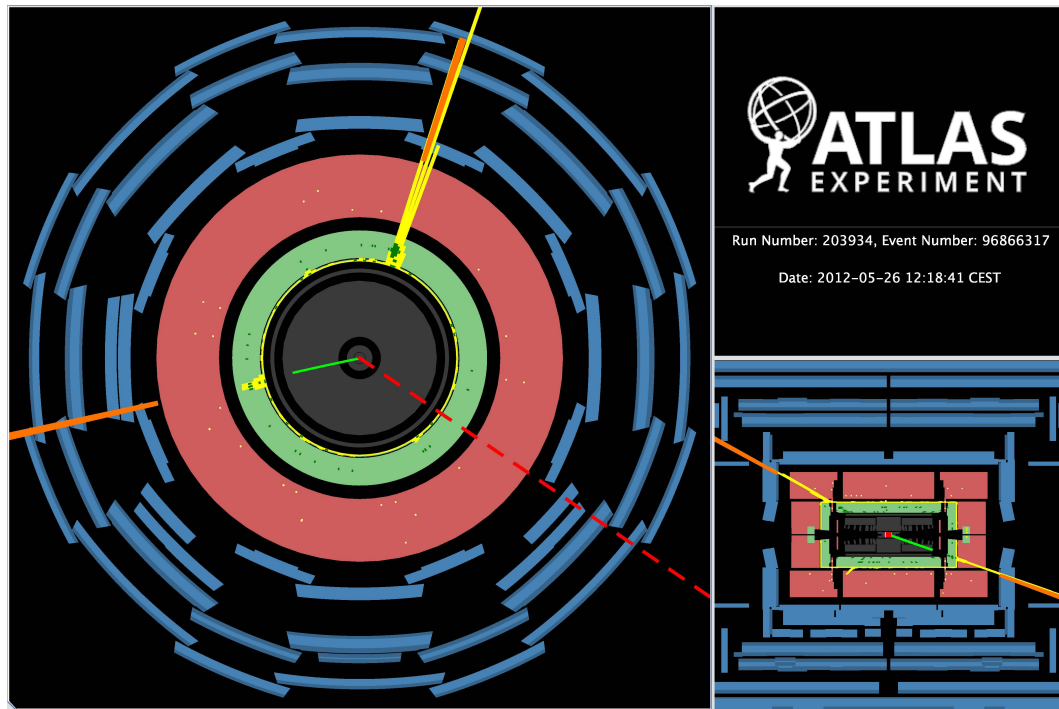


Рисунок 4.8 — Графическое изображение события рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами в эксперименте ATLAS. Подготовлено программой ATLANTIS [103].

Систематическая ошибка для S фактора была вычислена отдельно для эффективности восстановления фотонов, «недостающей энергии», адронных струй, а также для эффективности срабатывания двухфотонного триггера и коррекции моделирования, связанной с учетом реального количества протонных столкновений в событиях. Результаты приведены в таблице 7. Ошибки измерения энергии имеют две компоненты, одна из которых связана с уровнем согласия между реальными данными и моделированием (ошибка на абсолютное значение), а вторая — с пространственным разрешением зарегистрированных энергетических выделений в калориметре.

Таблица 7 — Систематические ошибки на эффективность восстановления ($Z \rightarrow \nu\nu$) $\gamma\gamma$ моделированных событий для инклюзивного (эксклюзивного) случая

Источник	Ошибка
Эффективность идентификация фотонов	1.9%(1.9%)
Эффективность изоляции фотонов	2.8%(2.8%)
Энергия фотонов (абсолютное значение)	2.0%(2.8%)
Энергия фотонов (пространственное разрешение)	0.4%(0.5%)
Энергия адронных струй (абсолютное значение)	0.7%(2.9%)
Энергия адронных струй (пространственное разрешение)	< 0.1%(1.9%)
Источник адронной струи	< 0.1%(0.2%)
«Недостающая энергия» (абсолютное значение)	1.3%(1.7%)
«Недостающая энергия» (пространственное разрешение)	0.4%(0.7%)
Эффективность двухфотонного триггера	0.2%(0.2%)
Коррекция количества протонных столкновений	0.6%(0.9%)
Суммарная ошибка	4.3%(6.0%)

Фотонная изоляционная эффективность определялась как доля фотонных кандидатов, которые прошли требование на отсутствие энерговыделений в геометрическом конусе $\Delta R = 0.4$, не связанных с потерями энергии самих фотонных кандидатов. Систематическая ошибка для данной эффективности была получена на основании исследований при помощи реальных данных и моделирования распада Z бозона на электрон-позитронную пару. Распределения по энерговыделениям вокруг треков электронных кандидатов в той же мере, что и фотонных, подвержены загрязнению от второстепенных процессов. Было получено, что систематическая ошибка на эффективность изоляции растёт от 0.5% при энергиях 15-90 ГэВ до 8% при энергии выше 350 ГэВ.

Эффективность фотонной идентификации определялась как доля фотонных кандидатов, прошедших жесткий «тайт» отбор в области поиска $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий, и была измерена из реальных данных методами, описанными в [97]. Систематическая ошибка для данной эффективности была получена отдельно для конверсионных и неконверсионных фотонов, а также в зависимости от значения η .

Как было сказано ранее, выделенная энергия фотонных кандидатов корректируется с использованием калибровок калориметрической системы, основанных на измерениях массы Z бозона. Данные калибровки учитывают пространственное разрешение зарегистрированных энергетических выделений фотонных кандидатов и уровень согласия между реальными данными и моделированием для методов, используемых для получения калибровок. Погрешности данных методов, связанные со статистикой и выбором генератора в моделировании, взяты в качестве систематической ошибки для фотонных калибровок в калориметре в настоящем анализе.

Измерения с ограничением на количество адронных струй в событиях содержат систематические ошибки, связанные с калибровками энергии адронных струй. Данные калибровки, содержащие погрешности на пространственное разрешение зарегистрированных энергетических выделений от адронных струй и уровень согласия между реальными данными и моделированием, влияют на спектр по поперечному импульсу адронных струй и таким образом на количество восстановленных событий. Возникающие систематические ошибки были оценены на основании исследований рождения адронных струй совместно с Z бозоном и фотонами в моделировании и реальных данных [104]. Систематическая ошибка на вероятность рождения адронной струи из второстепенной вершины взаимодействия протонов рассчитывается на основании анализа информации из трековой системы детектора ATLAS и зависит от поперечного импульса и псевдобыстроты адронной струи. Данная информация доступна для использования после восстановления события.

Величина «недостающей энергии» рассчитывалась на основании информации обо всех восстановленных объектах в событии и по этой причине также получила соответствующие систематические отклонения, связанные с их калибровками.

В качестве систематической ошибки на срабатывание двухфотонного триггера в анализе была взята ошибка на эффективность его срабатывания $99.76 \pm 0.16\%$ [105]. Систематическая ошибка на коррекцию количества протонных столкновений в моделировании была получена за счет вариации среднего количества протонных столкновений в реальных данных на 4% и соответствующего изменения в весах для событий в моделировании.

4.2 Сечение рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий

4.2.1 Фазовое пространство для расчета сечения

Конечное сечение рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами было измерено в расширенном фазовом пространстве. Это фазовое пространство не содержало специальных критериев, использованных в исследовании для подавления фона, а также ограничений на переходные зоны в ATLAS калориметре. Данное расширение позволяет упростить теоретические вычисления и процесс будущего сравнения с аналогичным результатами других экспериментов. Полный список критериев для расширенного фазового пространства представлен в таблице 8.

Таблица 8 — Расширенное фазовое пространство экспериментального поиска событий рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами

Частица кандидат	Критерий
Фотоны	$E_T^\gamma > 22 \text{ ГэВ}$ $ \eta^\gamma < 2.37$ $\Delta R(\gamma, \gamma) > 0.4$
Нейтрино	$p_T^{\nu\nu}(E_T^{miss}) > 110 \text{ ГэВ}$
Адронные струи	$p_T^{jet} > 30 \text{ ГэВ}$ $ \eta^{jet} < 4.5$ $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$

Для экстраполяции экспериментальных результатов в расширенное фазовое пространство было проведено исследование в моделировании на так называемом «истинном» уровне, т.е. после этапа адронизации, но до восстановления события в детекторе. Коэффициент экстраполяции (А-фактор) был получен для случая с любым количеством адронных струй в сигнальных событиях и для случая с требованием на отсутствие адронных струй в сигнальных событиях и составил: $0.711 \pm 0.003 \pm 0.010$ и $0.873 \pm 0.003 \pm 0.008$ соответственно (первая ошибка статистическая, вторая — систематическая). Систематическая ошибка содержит две компоненты: ошибка на функцию плотности вероятности (СТ10) в фазовом пространстве и ошибка связанная с учетом высших порядков теории возмущений.

4.2.2 Расчет сечения рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$

Расчет экспериментального сечения рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий в расширенном фазовом пространстве может быть произведен по формуле 4.5.

$$\sigma_{pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma} = \frac{N_{Z\gamma\gamma}^{\text{ожид}}}{A_{Z\gamma\gamma} \cdot C_{Z\gamma\gamma} \cdot \int L dt}, \quad (4.5)$$

где $N_{Z\gamma\gamma}^{\text{ожид}} = N_{Z\gamma\gamma}^{\text{набл}} - N_{\text{фон}}^{\text{сум}}$, А и С коэффициент экстраполяции фазового пространства и коэффициент эффективности восстановления, описанные в 4.1.5 и 4.2.1 соответственно, и $\int Ldt$ — интегральная светимость БАК, используемая в анализе.

Для корректного учета всех погрешностей при вычислении сечения была использована логарифмическая функция правдоподобия, выражающая пуассоновскую вероятность, что сумма ожидаемых сигнальных и фоновых событий составит число наблюдаемых событий ($N_{Z\gamma\gamma}^{\text{набл}} = N_{Z\gamma\gamma}^{\text{ожид}} + N_{\text{фон}}^{\text{сум}}$):

$$\mathcal{L}(\sigma, \theta) = \text{Poisson}(N_{Z\gamma\gamma}^{\text{набл}} | N_{Z\gamma\gamma}^{\text{ожид}} + N_{\text{фон}}^{\text{сум}}) \cdot \text{Gaussian}(\theta_0 | \theta). \quad (4.6)$$

где θ - ограничения на систематические погрешности, распределенные по нормальной вероятности с центральными значениями θ_0 .

Общее количество сигнальных и фоновых событий с учетом погрешностей определялось по формуле:

$$\psi(\sigma, \theta) = N_{Z\gamma\gamma}^{\text{ожид}}(\sigma) \{1 + \sum_k S_k \theta_k\} + N_{\text{фон}}^{\text{сум}} \{1 + \sum_k B_k \theta_k\}, \quad (4.7)$$

где $N_{Z\gamma\gamma}^{\text{ожид}} = \sigma_{pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma} \cdot A_{Z\gamma\gamma} \cdot C_{Z\gamma\gamma} \cdot \int Ldt$, а S_k и B_k являются амплитудами стандартного отклонения, представляющими k -ую систематическую погрешность.

Отрицательный логарифм функции правдоподобия определялся по формуле:

$$- \ln \mathcal{L}(\sigma, \theta) = -N_{Z\gamma\gamma}^{\text{набл}} \ln(\psi(\sigma, \theta)) + \psi(\sigma, \theta) + \frac{1}{2}(\theta^2), \quad (4.8)$$

где последнее слагаемое учитывает ограничения на систематические погрешности, которые в расчетах рассматриваются как полностью коррелирующие.

Финальное значение сечения было получено при помощи максимизации функции правдоподобия (минимизации отрицательного логарифма функции правдоподобия) в программе Minuit [106]. Для оценки влияния компонент систематической погрешности из таблицы 7 на измеренное сечение была проведена серия максимизации функции правдоподобия. На каждом отдельном этапе все компоненты фиксировались в значении ноль, за исключением исследуемой, которая изменялась на σ отдельно в положительную и отрицательную стороны. Разница между номинальным значением сечения и полученным при этой процедуре определяла систематическую ошибки для данной компоненты ошибки. Для расчета статистической компоненты ошибки сечения рождения все систематические погрешности были зафиксированы в нуле. Статистические погрешности в разных методах оценки фоновых событий их реальных данных рассматривались как не коррелирующие между собой и были включены в общую систематическую погрешность для сечения рождения.

Финальные впервые измеренные экспериментальные сечения рождения ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$) событий в протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на БАК представлены в таблице 9 отдельно для случая с любым количеством адронных струй и для случая с требованием на отсут-

ствие адронных струй. В экспериментальные результаты также включена погрешность, связанная с измерением полной светимости (третья ошибка в таблице).

Таблица 9 — Экспериментальное сечение рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий в протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на БАК

Количество адронных струй	Величина сечения, фб
$N_{jets} \geq 0$	$2.5^{+1.0}_{-0.9}(\text{стат}) \pm 1.1(\text{сист}) \pm 0.1(\text{свет})$
$N_{jets} = 0$	$1.18^{+0.52}_{-0.44}(\text{стат})^{+0.48}_{-0.49}(\text{сист}) \pm 0.02(\text{свет})$

Максимальное влияние на измерение сечения оказали статистические и систематический погрешности в методах оценки фоновых событий. Была оценена значимость сигнала в экспериментальном фазовом пространстве. Она составила 1.5 сигма по отношению к гипотезе с нулевым $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ сигналом для обоих рассмотренных случаев.

4.2.3 Теоретические предсказания

Теоретические предсказания СМ в NLO порядке теории возмущения для $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ процесса были рассчитаны при помощи генератора MCFM. Преимуществом генератора MCFM для предсказаний в NLO порядке теории возмущения является то, что в процессах рождения фотонов начального состояния учитывается вклад от фрагментации кварков и глюонов в фотон (диаграммы на рисунке 1.5).

На первом этапе сигнальные события были сгенерированы на партонном уровне в расширенном фазовом пространстве (таблица 8) для инклюзивного и эксклюзивного случаев. Самое точное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями осуществлялось для эксклюзивного случая, так как в генераторе MCFM не предусмотрено генерация более одного кварка или глюона в конечном состоянии для процессов рождения $Z\gamma\gamma$. Была рассчитана и применена коррекция, связанная с разными механизмами определения адронных струй в экспериментальных данных и MCFM (P - переводной коэффициент). Полученные результаты приведены в таблице 10 и могут быть использованы как делитель для теоретических значений сечения.

Таблица 10 — Переводной коэффициент для учета разных механизмов определения адронных струй в экспериментальных данных и MCFM с соответствующей статистической ошибкой

Количество адронных струй	Переводной коэффициент
$N_{jets} \geq 0$	1.0012 ± 0.0076
$N_{jets} = 0$	0.8734 ± 0.0101

Максимальный эффект возникает при расчете сечения с ограничением на количество адронных струй. Необходимость коррекции в событиях без ограничения для адронных струй связана с механизмом расчета энерговыделений вокруг фотонов, использующим также информацию об адронных струях в событии. Систематическая ошибка для P коэффициента вычислялась при помощи

вариации алгоритма моделирования прохождения частиц через детектор [107; 108]. Рассчитанная таким образом систематическая ошибка составила менее 0.01%.

Таблица 11 — Сравнение экспериментального сечения рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий в протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на БАК с теоретическим, полученным при помощи генератора MCFM в NLO порядке теории возмущения

	Экспериментальное сечение, фб	Теоретическое сечение, фб
$N_{jets} \geq 0$	$2.5^{+1.0}_{-0.9}(\text{стат}) \pm 1.1(\text{сист}) \pm 0.1(\text{свет})$	$0.737^{+0.039}_{-0.032}$
$N_{jets} = 0$	$1.18^{+0.52}_{-0.44}(\text{стат})^{+0.48}_{-0.49}(\text{сист}) \pm 0.02(\text{свет})$	$0.395^{+0.049}_{-0.037}$

Сравнение теоретически рассчитанных сечений с экспериментальными значениями представлено в таблице 11. Ошибка для теоретических измерений включает статистическую и систематическую погрешности. Данные результаты были получены впервые на эксперименте ATLAS на момент написания данной диссертации.

Систематическая ошибка для теоретического сечения рождения включает в себя следующие компоненты:

- погрешность на определение Р фактора;
- погрешность на функцию плотности вероятности в фазовом пространстве;
- погрешность, связанную с учетом высших порядков теории возмущений;
- погрешность на функцию фрагментации кварков и глюонов в фотон;
- погрешность, связанная с подавлением высокоэнергетических кварков и глюонов в MCFM моделировании.

С учетом общей погрешности экспериментальные данные совпадают с предсказаниями СМ в пределах 1.5σ . Отсутствие статистически значимых отклонений позволило установить пределы на параметры, описывающие аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов. Эти результаты представлены в следующей главе.

Глава 5. Аномальные вершины взаимодействия четырех нейтральных бозонов

5.1 Эффективная теория поля и константы взаимодействия для нейтральных вершин

Как это было показано в первой главе 1.2.2, взаимодействие полей бозонов подчиняется $SU(2) \times U(1)$ калибровочной инвариантности в ЭС секторе СМ и может изучено в мультисекторных рождениях на БАК. Исследование $Z\gamma\gamma$ конечных состояний открывает косвенный путь для проверки теорий за пределами СМ через процессы трехбозонного рождения. В СМ вершины, содержащие четыре только нейтральных бозона Z и γ запрещены, конечные состояния $Z\gamma\gamma$ могут возникать только в случае рождения Z бозона совместно с ассоциированными фотонами начального или конечного состояния. Для нейтринной моды распада Z бозона фотоны могут быть только начального состояния. С другой стороны, конечные состояния $Z\gamma\gamma$ могут возникать из аномальных вершин взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов (аВЧКБ) вида $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$, которые не присутствуют в СМ. Существование таких вершин приведет к увеличению регистрируемых событий рождения $Z\gamma(\gamma)$, а значит и величины сечения рождения. Кроме того, данный рост может быть замечен в кинематических распределениях продуктов распада Z бозона и ассоциированных фотонов.

На графике 5.1 представлено распределение по двухфотонной инвариантной массе для эксклюзивного случая, где кроме вклада от процессов СМ 4.7а красной пунктирной линией показано увеличение вероятности зарегистрировать сигнальное событие рождения $Z\gamma\gamma$ в случае отличия от нуля одного из параметров (f_{M3}), описывающих аВЧКБ. Распределение демонстрирует, что вклад от аВЧКБ растет с энергией двухфотонной массы, в то время как вклад от процессов СМ уменьшается. Таким образом, эффективный поиск аномальных вершин лучше производить в области, с минимальным числом фоновых и сигнальных событий из СМ и максимальным ожидаемым числом событий с аномальными вершинами $Z\gamma\gamma\gamma$ или $ZZ\gamma\gamma$. Оптимизация критериев для фазового пространства поиска аВЧКБ приведена далее в разделе 5.2.

Как было описано в 1.3.2, эффекты такой «Новой физики» аномальных бозонных взаимодействий могут быть описаны эффективной теорией поля (ЭТП) и линейно параметризованы в эффективном Лагранжиане (выражение 5.1) при помощи дополнительных операторов и констант взаимодействия при соответствующих аномальных вершинах. Таким образом измерение значения констант взаимодействия при данных аномальных вершинах позволяет сделать выводы о существовании экзотической компоненты в процессах рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ в протонных столкновениях.

Масштаб новой физики заведомо неизвестен, поэтому в рамках данной теории полученные оценки на константы взаимодействия нормированы на Λ . На момент выполнения работы аномальные вершины взаимодействия трех нейтральных калибровочных бозонов обнаружены не были, по

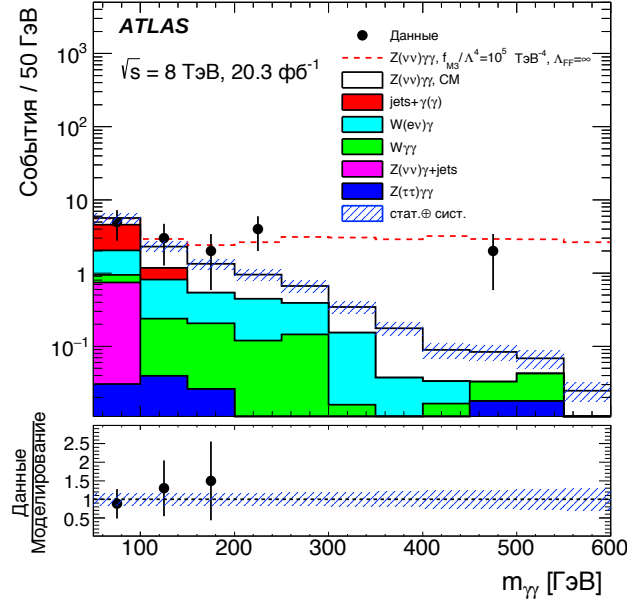


Рисунок 5.1 — Распределение по двухфотонной инвариантой массе для зарегистрированных $Z\gamma\gamma$ события рождения. Красная пунктирная линия показывает увеличение вероятности зарегистрировать сигнальное событие рождения $Z\gamma\gamma$ в случае отличия от нуля одного из параметров (f_{M3}), описывающих аВЧКБ.

этой причине их вклад в исследуемый в данной работе процесс считался нулевым. Такой подход обеспечивает консервативную оценку значений констант взаимодействия при аВЧКБ.

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}} = \mathcal{L}_{\text{см}} + \sum_j \frac{f_j}{\Lambda^4} \mathcal{O}_j, \quad (5.1)$$

где $\mathcal{O}_j$ — операторы размерности 8, введенные для описания локальных функций частиц СМ в новой теории, учитывающей аномальные вершины, в то время как f_j представляют собой константы взаимодействия в данных вершинах. Λ — масштаб «Новой физики», имеющий размерность массы.

Данный эффективный Лагранжиан, описывающего аВЧКБ, инвариантен относительно изменения знаков координат всех частиц и построен на предположении, что недавно наблюдаемый Хиггс бозон принадлежит к $SU(2)_L$ дублету и все дополнительные слагаемые обращаются в ноль для теории СМ без расширения [109]. Самой низкой энергетической размерностью операторов, которые могут привести к существованию аВЧКБ без проявления аномального взаимодействия трех калибровочных бозонов (аВТКБ), является размерность восемь.

В настоящий момент существует несколько формализмов, которые используются для выражения констант взаимодействия при данных операторах. В этом исследовании было использовано моделирование полученное Монте-Карло генератором VBFNLO и соответствующий «VBFNLO» формализм для констант взаимодействия. В данном формализме существует в общей сложности 20 операторов размерностью 8 для описания аВЧКБ, в то время как 16 из них могут вызвать взаимодействие нейтральных бозонов через вершины типа $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ [34]. В таблице 12 представлены операторы аВЧКБ и соответствующие им бозонные вершины. Операторы $\mathcal{O}_{T,i}$ содержат

только тензоры калибровочных полей, в то время как $\mathcal{O}_{M,i}$ операторы содержат дополнительно Хиггсовский дублет. Константы взаимодействия при M операторах в «VBFNLO» формализме могут быть переопределены для сравнения с результатами предыдущих физических анализов на эксперименте LEP и интерпретированных в так называемом «LEP» формализме через константы a_0 и a_c . Преобразование может быть проведено через уравнения 5.2, подробно описанные в [109]. Таким образом, пределы на константы взаимодействия $\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$ могут быть напрямую сравниваться с существующими на данный момент результатами других экспериментов, кроме того зависимости, продемонстрированные в уравнении 5.2, позволяют охватить все параметры, установив пределы всего лишь на две константы взаимодействия при M операторах.

Таблица 12 — Операторы размерностью 8, описывающие соответствующие аВЧКБ в эффективном Лагранжиане через «VBFNLO» формализм [109] (X — если для оператора реализуется соответствующая нейтральная аномальная вершина, O — не реализуются)

Операторы	$WWWW$	$WWZZ$	$ZZZZ$	$WW\gamma Z$	$WW\gamma\gamma$	$ZZZ\gamma$	$ZZ\gamma\gamma$	$Z\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma\gamma$
$\mathcal{O}_{S,0}, \mathcal{O}_{S,1}$	X	X	X	O	O	O	O	O	O
$\mathcal{O}_{M,0}, \mathcal{O}_{M,1}, \mathcal{O}_{M,6}, \mathcal{O}_{M,7}$	X	X	X	X	X	X	X	O	O
$\mathcal{O}_{M,2}, \mathcal{O}_{M,3}, \mathcal{O}_{M,4}, \mathcal{O}_{M,5}$	O	X	X	X	X	X	X	O	O
$\mathcal{O}_{T,0}, \mathcal{O}_{T,1}, \mathcal{O}_{T,2}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T,5}, \mathcal{O}_{T,6}, \mathcal{O}_{T,7}$	O	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T,8}, \mathcal{O}_{T,9}$	O	O	X	O	O	X	X	X	X

$$\begin{aligned}
\frac{f_{M0}}{\Lambda^4} &= \frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{1}{g^2 v^2} \\
\frac{f_{M1}}{\Lambda^4} &= -\frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{1}{g^2 v^2} \\
\frac{f_{M2}}{\Lambda^4} &= \frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2} \\
\frac{f_{M3}}{\Lambda^4} &= -\frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2} \\
\frac{f_{M4}}{\Lambda^4} &= -\frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{1}{g^2 v^2} \\
\frac{f_{M5}}{\Lambda^4} &= -\frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2} \\
\frac{f_{M6}}{\Lambda^4} &= \frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2} \\
\frac{f_{M7}}{\Lambda^4} &= \frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2}
\end{aligned} \tag{5.2}$$

В итоге, исследование проводилось для 5 констант взаимодействия нейтральных калибровочных бозонов: $\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$. Константы при M операторах позволили провести сравнение результатов с измерениями на эксперименте LEP, TeVatron и CMS, в то время как константы $\frac{f_{S0}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{S1}}{\Lambda^4}$ не описывают взаимодействие четырех нейтральных калибровочных бозонов, а константы $\frac{f_{T3}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{T4}}{\Lambda^4}$ в данный момент не реализованы в ЭТП. Для констант при T операторах было выбрано по одному линейно независимому параметру. Важно заметить, исследование констант взаимодей-

ствия $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$ проводится на эксперименте ATLAS впервые. Константа $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$ в свою очередь может быть оценена только в вершинах взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов 12. Изучаемые операторы взаимодействия могут быть параметризованы по формуле 5.3.

$$\begin{aligned}
\mathcal{O}_{M,2} &= [B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}] \times [(D_\beta \varphi)^\dagger D^\beta \varphi] \\
\mathcal{O}_{M,3} &= [B_{\mu\nu} B^{\nu\beta}] \times [(D_\beta \varphi)^\dagger D^\nu \varphi] \\
\mathcal{O}_{T,0} &= Tr[\hat{A}_{\mu\nu} \hat{A}^{\mu\nu}] \times Tr[\hat{A}_{\alpha\beta} \hat{A}^{\alpha\beta}] \\
\mathcal{O}_{T,5} &= Tr[\hat{A}_{\mu\nu} \hat{A}^{\mu\nu}] \times B_{\alpha\beta} A^{\alpha\beta} \\
\mathcal{O}_{T,9} &= B_{\alpha\mu} A^{\mu\beta} \times B_{\beta\nu} A^{\nu\alpha}
\end{aligned} \tag{5.3}$$

где поля A и B определены в 1.2 и $\hat{A} = \frac{1}{ig} A_{\mu\nu}$, $\hat{B} = \frac{2}{ig'} B_{\mu\nu}$.

5.2 Фазовое пространство и отбор событий

Для каждого из пяти исследуемых в данной работе параметров аВЧКБ ($\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$) было произведено моделирование с ненулевым значением параметра в Монте-Карло генераторе VBFNLO, включая полное восстановление сигнала в ATLAS детекторе. Данный генератор позволяет моделировать рождение и взаимодействие векторных бозонов, в том числе аномальные вершины и проводить расчеты для NLO порядка теории возмущения. Моделирование было использовано для определения эффективности восстановления сигнала в фазовом пространстве поиска аномальных вершин ВЧКБ. Отклонение значения полученной эффективности от аналогичного в моделирование, содержащем только вклад от СМ, было взято в качестве систематической ошибки.

Эффекты связанные с существованием аномальных вершин ВЧКБ в рождении Z бозона с двумя фотонами могут наблюдаться в различных кинематических распределениях частиц конечного состояния, особенно в областях с высокой энергией. Максимально чувствительной переменной к проявлению вклада от аномальных вершин является инвариантная масса системы Z бозона и двух фотонов ($Z\gamma\gamma$), так как напрямую отвечает инварианту s для вершины ВЧКБ. Однако, для нейтринного канала распада Z бозона оказывает невозможным получить данную переменную из-за отсутствия полной информации о нейтрине. По этой причине была использована переменная, отвечающая инвариантной двухфотонной массе. На рисунке 5.2 представлено распределение по инвариантной двухфотонной массе для случая отсутствия вклада от аномальных вершин ВЧКБ (случай СМ) и для случаев ненулевого вклада от каждого отдельного параметра. Распределения нормированны на интеграл.

Так как вклад от аномальных вершин проявляет себя для высоких значений энергий, была проведена оптимизация порога по двухфотонной инвариантной массе для выбора окончательного фазового пространства поиска аномальных вершин. Все остальные критерии отбора сигнальных

событий остаются неизменными по отношению к описанным в главе 5.2. Для понижения фона рассматривается случай с ограничением на наличие адронных струй в событиях. При оптимизации порога по двухфотонной массе производился расчет ожидаемых пределов на параметры аномальных вершин ВЧКБ для разных энергетических интервалов распределения. Самые строгие значения ожидаемых пределов для большинства параметров наблюдались для порога выше 300 ГэВ, который в итоге был выбран в качестве окончательного критерия.

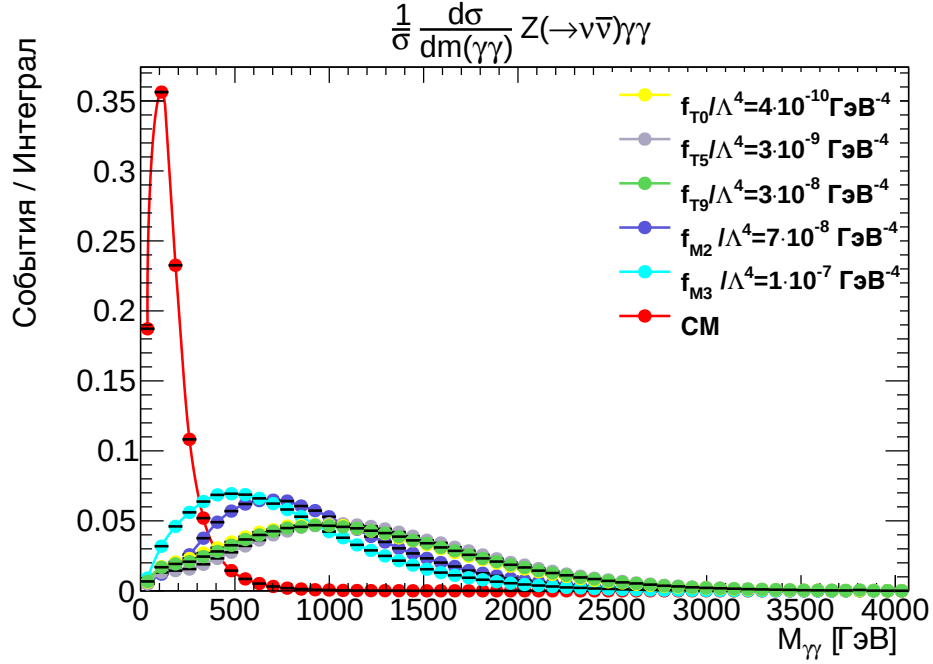


Рисунок 5.2 — Распределение по инвариантной двухфотонной массе для СМ и для ненулевых значений параметров, описывающих аномальные вершины ВЧКБ.

5.3 Получение пределов

Получение пределов на параметры описывающие аномальные вершины ВЧКБ было проведено с использованием средства TGClm [110]. Сечения рождения $Z\gamma\gamma$ событий при фиксированных значениях параметров были рассчитаны в NLO порядке теории возмущения после применения всех критериев отбора при помощи генератора VBFNLO. Общая погрешность на значение сечения включала в себя статистическую ошибку из генератора VBFNLO и теоретическую погрешность на сечение данного процесса в СМ, описанную в главе 4.2.3. Сечение рождения $Z\gamma\gamma$ событий в зависимости от значения, например, параметра $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$ может быть параметризовано следующим образом:

$$\sigma_{Z\gamma\gamma}^{\text{aВЧКБ}} = p_0 + p_1 \cdot \frac{f_{M3}}{\Lambda^4} + p_2 \cdot \left(\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}\right)^2. \quad (5.4)$$

Для каждого параметра было смоделировано по 7 точек и далее произведено фитирование измерений. На рисунке 5.3 представлены результаты данной процедуры для параметра f_{M3} . Мини-

мум полученной функции отвечает значению сечения рождения, предсказанного СМ. На графике также представлены значения параметров фитирования. Коэффициент p_1 отличен от нуля за счет присутствия в амплитуде процесса интерференционного члена между диаграммой Фейнмана, отвечающей СМ, и диаграммой с наличием аномальной вершины. Величина этого смещения при малых значениях констант связи зависит только от типа исследуемого оператора, описывающего вершины аВЧКБ.

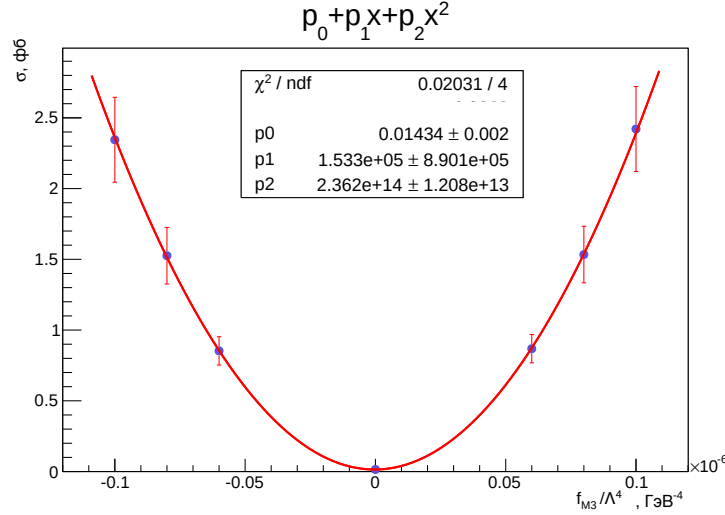


Рисунок 5.3 — Зависимость сечения рождения событий $Z\gamma\gamma$ от величины параметра $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$, описывающего аВЧКБ.

Пределы на аномальные вершины ВЧКБ были получены с использованием частотного подхода Feldman-Cousins [111]. Для этого функция правдоподобия, используемая для вычисления сечения рождения $Z\gamma\gamma$ в 4.2.2, была изменена. Эти изменения позволили выразить количество сигнальных событий через сечение, содержащее ненулевой вклад от аномальных вершин (уравнение 5.5). Данное сечение квадратично зависит от значения констант взаимодействия при аномальных вершинах как показано на рисунке 5.3.

$$N_{Z\gamma\gamma}^{\text{аВЧКБ}} = \sigma_{Z\gamma\gamma}^{\text{аВЧКБ}} \cdot \frac{A_{Z\gamma\gamma} \cdot C_{Z\gamma\gamma}}{P_{Z\gamma\gamma}} \cdot \int L dt, \quad (5.5)$$

где факторы А, С и Р были пересчитаны специально для фазового пространства поиска аномальных вершин ВЧКБ (физический смысл факторов представлен в главе 4.2).

При помощи случайно генерируемых численных экспериментов устанавливалась область значений параметров аВЧКБ, при которых значение статистического критерия для параметризованного ожидаемого сигнала из уравнения 5.5 оказывается меньше критерия для наблюдаемого в данных в более чем в 5% случаев. Это соответствует области значений параметров аВЧКБ, удовлетворяющей доверительному интервалу с уровнем достоверности 95% (confidence level, C.L.). Статистический критерий определялся из отрицательного логарифма отношения функций правдоподобия, где в числителе проводилась максимизация функции для конкретного параметра аВЧКБ, а в знаменателе дополнительно к этому учитывались систематические погрешности измерения сигнала и фона.

Процедура получения ожидаемых пределов отличается тем, что проводится большее количество псевдоэкспериментов, в которых число наблюдаемых событий заменяется случайным числом из пуассоновского распределения со средним значением соответствующим СМ.

5.4 Нарушение унитарности матрицы рассеяния

При достаточно высокой энергии амплитуды, предсказанные ЭТП, начинают расти, так как в Лагранжиане начинают доминировать операторы более высоких размерностей и пропорциональные $\frac{S}{\Lambda^4}$ [33]. Это приводит к нарушению условия унитарности ($S^\dagger S = 1$) матрицы рассеяния и является границей применимости ЭТП. В данном исследовании используется метод подавления роста сечения с помощью энергетически зависимого дипольного форм-фактора (Λ_{FF}), который реализован в генераторе VBFNLO. Встроенное в генератор VBFNLO вычислительное средство Calc Formfactor позволяет исследовать неупругие процессы рассеяния и предсказывать оптимальный Λ_{FF} фактор, отвечающий максимальной энергетической шкале сохранения условия унитарности. Данный фактор может быть использован для каждой константы в аномальной вершине ВЧКБ в виде 5.6. В исследовании значение Λ_{FF} выбиралось таким образом, чтобы обеспечить сохранение условия унитарности вплоть до энергии столкновений 8 ТэВ.

$$f_i \rightarrow (1 + \frac{s}{\Lambda_{FF}^2})^{-n} \times f_k, \quad (5.6)$$

где Λ_{FF} дипольный форм-фактор, f_i и f_k константы взаимодействия до и после введения дипольного форм-фактора (Λ_{FF}), s — инвариантная трехчастичная масса системы $Z\gamma\gamma$.

Для данного построения форм-фактора характерно, что при любой энергии $s > \Lambda_{FF}$ любые кинематические параметры частиц конечного состояния соответствуют предсказания СМ и все эффекты аВЧКБ отсутствуют. Пределы на аВЧКБ могут быть получены как для случая без Λ_{FF} (нарушение условия унитарности), так для случая с использованием Λ_{FF} (сохранение условий унитарности). Минимальным возможным значением n для исследуемых аномальных вершин в генераторе VBFNLO является два [112].

Для определения точной области значений параметра Λ_{FF} , которые сохраняют унитарность, было проведено дополнительное исследование. Были построены зависимости ожидаемых и наблюдаемых пределов на параметры аВЧКБ от масштаба формфактора, а также унитарные границы для них. На рисунке 5.4 представлена данная зависимость для параметра $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$. Унитарные границы были определены для этой константы связи из процессов рассеяния Z бозонов и фотонов, соответствующих исследуемой вершине. Пределы установленные в разрешенной области значений форм фактора Λ_{FF} , т.е. до пересечения границ унитарности экспериментальным и теоретическими кривыми, отвечают унитарным пределам. Для расчетов унитарных пределов выбирается максимально возможное значение Λ_{FF} внутри разрешенной области. Выбранные значения Λ_{FF} для каждого из параметров представлены в таблице 13.

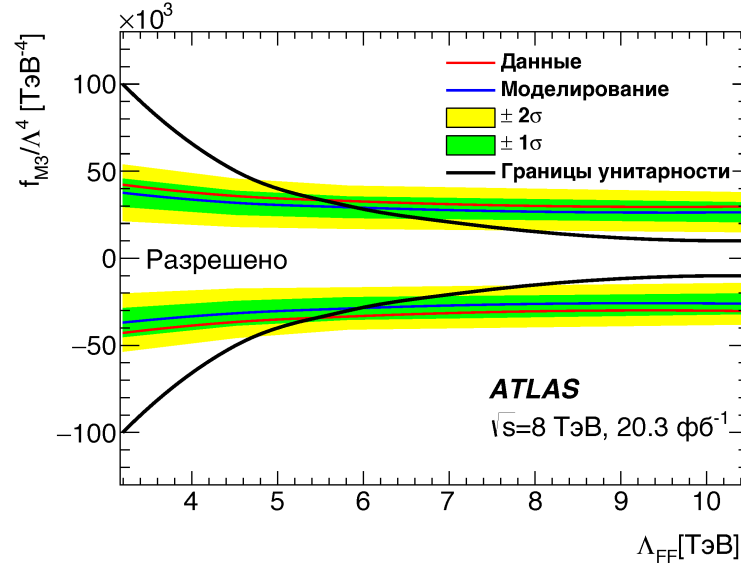


Рисунок 5.4 — Зависимость пределов на параметр $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$ от масштабного форм-фактора.

Таблица 13 — Максимальное значение Λ_{FF} , сохраняющее унитарность для каждого изучаемого параметра аВЧКБ

	f_{T0}	f_{T5}	f_{T9}	f_{M2}	f_{M3}
Λ_{FF}	700 ТэВ	600 ТэВ	400 ТэВ	5500 ТэВ	5000 ТэВ

Слабое значение Λ_{FF} для параметров $f_{M,i}$ обусловлено структурой операторов этой группы. Амплитуда рассеяния $Z\gamma \rightarrow Z\gamma$ подавлена фактором $(m_Z/E)^2$ и растет пропорционально инварианту s , в то время как для процесса $ZZ \rightarrow \gamma\gamma$ амплитуда растет пропорционально s^2 . Таким образом, унитарность для второго процесса нарушается при больших энергиях.

Наблюдаемые и ожидаемые пределы были получены по процедуре, описанной в главе 5.3 отдельно для унитарного и неунитарного случаев. Для этой цели расчет сечений процессов $Z\gamma\gamma$ в генераторе VFFNLO производится при заданном значении форм-фактора из таблицы 13 и значении параметра $n=2$ (унитарный случай) и без форм-фактора (неунитарный случай, $n=0$).

5.5 Сравнение результатов с другими экспериментами

Как было сказано в первой главе 1.4, пределы на константы взаимодействия четырех калибровочных бозонов на основе данных от LEP уступают минимум на порядок современным результатам полученным в экспериментах на БАК. По этой причине сравнение результатов в этой главе проводится только с полученными недавно в экспериментах на БАК. Однако дополнительно был проведен перевод пределов в формализм, который позволяет сопоставить полученные в этой работе пределы с аналогичными результатами экспериментов на LEP.

В таблице 14 представлены ожидаемые и наблюдаемые пределы на параметры для унитарного и неунитарного случаев на уровне достоверности 95%. Наблюдаемые пределы слабее ожидаемых по причине обнаружения превышения наблюдаемого $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ сигнала над теоретическими

предсказаниями в области поиска аномальных вершин ВЧКБ. Однако, из-за высоких статистической и систематической ошибок, данное превышение имеет значимость меньше 2 сигма по отношению к гипотезе с нулевым $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ сигналом.

Таблица 14 — Ожидаемые и экспериментальные пределы на параметры вершин аВЧКБ вида $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ на основании $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ сигнала

Λ_{FF} , ТэВ	Параметр	Наблюдаемые, ТэВ ⁻⁴	Ожидаемые, ТэВ ⁻⁴
Неунитарные пределы			
∞	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	[-1.6×10^4 , 1.6×10^4]	[-1.4×10^4 , 1.4×10^4]
	$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	[-2.9×10^4 , 2.8×10^4]	[-2.6×10^4 , 2.5×10^4]
	$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	[-1.01×10^2 , 0.93×10^2]	[-0.89×10^2 , 0.83×10^2]
	$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	[-0.70×10^3 , 0.69×10^3]	[-0.62×10^3 , 0.62×10^3]
	$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	[-0.81×10^4 , 0.76×10^4]	[-0.67×10^4 , 0.67×10^4]
Унитарные пределы			
5.5	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	[-3.0×10^4 , 3.0×10^4]	[-1.6×10^4 , 1.7×10^4]
5.0	$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	[-3.5×10^4 , 3.4×10^4]	[-3.2×10^4 , 3.1×10^4]
0.7	$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	[-3.6×10^3 , 3.5×10^3]	[-1.9×10^3 , 2.2×10^3]
0.6	$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	[-3.7×10^4 , 3.3×10^4]	[-2.1×10^4 , 2.1×10^4]
0.4	$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	[-0.95×10^6 , 0.94×10^6]	[-0.84×10^6 , 0.83×10^6]

Для эффективного сравнения полученных пределов на аномальные вершины ВЧКБ результаты измерения $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ процесса, а именно количество сигнальных и фоновых событий, эффективности восстановления и соответствующие статистические ошибки, были объединены с аналогичными результатами для заряженных каналов распада Z бозона ($Z(ee)\gamma\gamma$ и $Z(\mu\mu)\gamma\gamma$), полученными вне рамок этой диссертации. Выполненное объединение результатов трех каналов распада Z бозона позволяет увеличить статистику в исследуемой области, что повышает точность устанавливаемых пределов на константы взаимодействия при аномальных вершинах ВЧКБ. Было установлено, что для заряженных каналов наилучшие пределы могут быть получены для фазового пространства с ограничением на инвариантную двухфотонную массу выше 200 ГэВ. При объединении результатов считалось, что систематические ошибки для каждого из каналов не коррелируют между собой.

В таблице 15 представлены полученные на основании трех каналов распада Z бозона ожидаемые и наблюдаемые пределы на параметры для унитарного и неунитарного случаев на уровне достоверности 95%. Незначительное улучшение пределов после объединения всех каналов связано с тем, что в нейтринном канале рассматривается область с более высоким порогом на инвариантную двухфотонную массу, где вклад от процессов СМ меньше, а значит чувствительность к аномальным событиям выше. Кроме этого, в нейтринном канале распада отсутствует сигнал СМ, связанный с излучением фотонов конечного состояния, что также уменьшает вклад от процессов СМ, представленных на диаграммах 1.4б и 1.4г.

Комбинированные неунитарные пределы были сравнены, где это возможно, с результатами, полученными коллаборациями CMS [49–51] и ATLAS [52] на основе исследований процессов ассоциированного рождения калибровочных бозонов с участием W (рисунок 5.5). Пределы в таблице 14 и 15 представлены в формализме, используемом в генераторе VBFNLO [112], в то время

Таблица 15 — Ожидаемые и экспериментальные пределы на параметры вершин аВЧКБ вида $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ на основании $Z(ee/\mu\mu/\nu\nu)\gamma\gamma$ сигнала

Λ_{FF} , ТэВ	Параметр	Наблюдаемые, ТэВ ⁻⁴	Ожидаемые, ТэВ ⁻⁴
Неунитарные пределы			
∞	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	[-1.6×10 ⁴ , 1.6×10 ⁴]	[-1.2×10 ⁴ , 1.2×10 ⁴]
	$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	[-2.9×10 ⁴ , 2.7×10 ⁴]	[-2.2×10 ⁴ , 2.2×10 ⁴]
	$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	[-0.86×10 ² , 1.03×10 ²]	[-0.65×10 ² , 0.82×10 ²]
	$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	[-0.69×10 ³ , 0.68×10 ³]	[-0.52×10 ³ , 0.52×10 ³]
	$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	[-0.74×10 ⁴ , 0.74×10 ⁴]	[-0.58×10 ⁴ , 0.59×10 ⁴]
Унитарные пределы			
5.5	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	[-1.8×10 ⁴ , 1.9×10 ⁴]	[-1.4×10 ⁴ , 1.5×10 ⁴]
5.0	$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	[-3.4×10 ⁴ , 3.3×10 ⁴]	[-2.6×10 ⁴ , 2.6×10 ⁴]
0.7	$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	[-2.3×10 ³ , 2.1×10 ³]	[-1.9×10 ³ , 1.6×10 ³]
0.6	$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	[-2.3×10 ⁴ , 2.2×10 ⁴]	[-1.8×10 ⁴ , 1.8×10 ⁴]
0.4	$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	[-0.89×10 ⁶ , 0.86×10 ⁶]	[-0.71×10 ⁶ , 0.68×10 ⁶]

как на рисунке 5.5 используются формализмы других экспериментов. Для сравнения полученных пределов на параметры $\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$ с экспериментам CMS был произведен перерасчет параметров в соответствующие коэффициенты a_0 и a_C в формализме эксперимента LEP [109]. Рисунок 5.56 позволяет убедиться в улучшении более чем на порядок полученных в этой работе пределов на константы $\frac{a_C}{\Lambda^2}$ и $\frac{a_0}{\Lambda^2}$ по сравнению с результатами LEP экспериментов [2; 4].

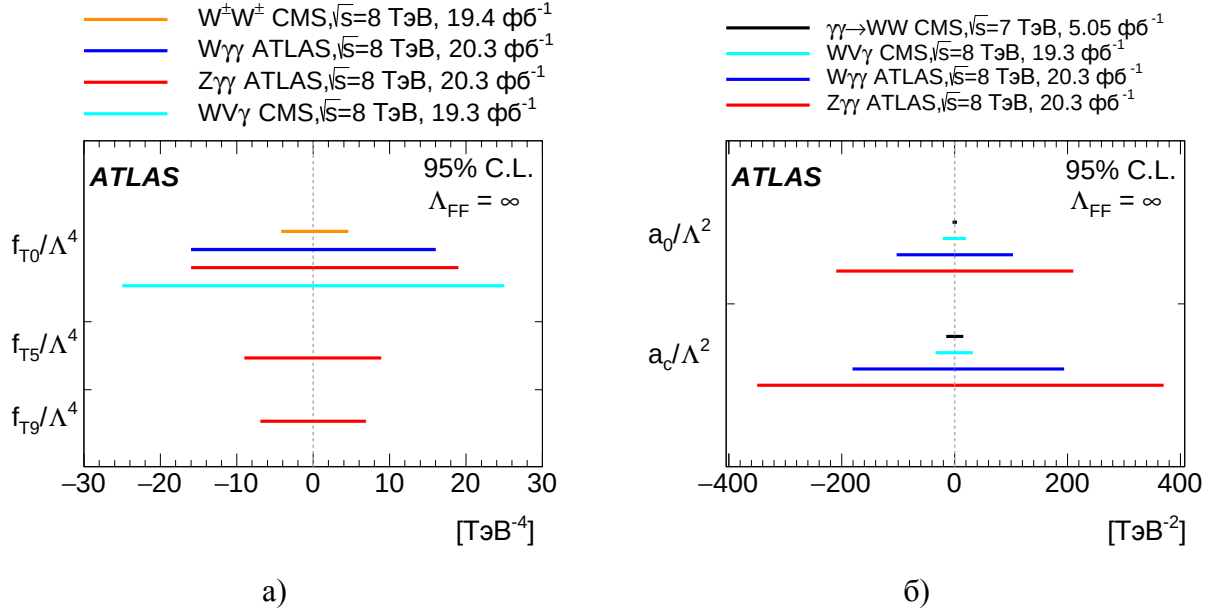


Рисунок 5.5 — Сравнение наблюдаемых в данном исследовании неунитарных (без форм фактора) пределов для параметров $\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$ (слева) и LEP параметров $\frac{a_C}{\Lambda^2}$ и $\frac{a_0}{\Lambda^2}$ (справа) с аналогичными пределами, полученными в других процессах и на других экспериментах.

Как и ожидалось, пределы для констант $\frac{a_C}{\Lambda^2}$, $\frac{a_0}{\Lambda^2}$ и $\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$ оказались слабее полученных в исследованиях ассоциированного рождения калибровочных бозонов с участием W. Ограничения для констант $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$ были получены впервые.

Заключение

Впервые для протон-протонных столкновений было измерено сечение ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов. Была использована собранная в 2012 году статистика (20.3 фб^{-1}) с энергией протонных столкновений в системе центра масс 8 ТэВ. Для физического анализа использовалась нейтринная мода распада Z бозона с учетом всех трех ароматов нейтрино. События отбирались с использованием высокоэнергетических триггеров на фотоны (более 22 ГэВ). Были разработаны техники повышения эффективности отбора сигнальных событий и оценки доминирующего КХД фона из реальных данных.

Сечение рождения было получено отдельно для более чистого канала с требованием на отсутствие адронных струй с поперечным импульсом выше 30 ГэВ в сигнальных событиях и без данного критерия. Экспериментальные данные были сравнены с предсказаниями моделирования в следующем за ведущим порядке теории возмущения. Измерения ограничены полученной на ускорителе статистикой, но экспериментальные данные согласуются с теоретическими предсказаниями в пределах отклонения в 1.5σ .

Наблюдаемое согласие экспериментальных результатов с предсказаниями Стандартной модели было дополнено ограничениями на параметры, описывающие экзотическую компоненту в процессе рождения $Z\gamma\gamma$. Впервые был проведен поиск аномальных вершин взаимодействия четырех калибровочных нейтральных бозонов в процессе рождения $Z\gamma\gamma$, и установлены наиболее строгие на момент публикации статьи верхние пределы на константы взаимодействия (f_{T5} и f_{T9}) при аномальных вершинах $Z\gamma\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$.

В диссертации также была исследована работа одного из детектирующих компонентов эксперимента ATLAS, а именно Трекового Детектора Переходного Излучения в условиях высокой загрузки. Результаты демонстрируют стабильность при высоких нагрузках трековых характеристик ТДПИ, обеспечивающих восстановление заряженных частиц и конверсионных фотонов в ATLAS эксперименте. Это является основой для проведения физических анализов на эксперименте, в том числе поиска ассоциированного рождения нейтральных калибровочных бозонов.

Проведенные исследования работы ТДПИ показывают: рост множественности протонных столкновений на БАК не влияет на эффективность восстановления треков заряженных частиц в ТДПИ; близкие треки внутри адронных струй успешно восстанавливаются в ТДПИ; наблюдается согласие моделирования и экспериментальных данных в пределах погрешности. Обнаруженные эффекты некорректного учета ошибки для пространственных измерений на треках частиц в ТДПИ были устранены при помощи разработанной калибровки в рамках диссертационной работы. Для оптимизации были использованы экспериментальные данные, полученные при проектной энергии и периодичности протонных столкновений на БАК.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. определены значения параметров, описывающих эффективность восстановления треков заряженных частиц в Трековом Детекторе Переходного Излучения в условиях высокой

множественности протонных столкновений и внутри адронных струй на основе протонных столкновений в первом сеансе работы БАК;

2. получены сечения ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов с нейтринным каналом распада Z на основе данных от протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 8 ТэВ:
 - для инклюзивного случая ($N_{jets} \geq 0$): $2.5^{+1.0}_{-0.9}(\text{стат}) \pm 1.1(\text{сист})$;
 - для эксклюзивного случая ($N_{jets} = 0$): $1.18^{+0.52}_{-0.44}(\text{стат})^{+0.48}_{-0.49}(\text{сист})$;
3. получены пределы на параметры, описывающие взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов при аномальных вершинах $Z\gamma\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$, на основе данных от протон-протонных столкновений с энергией столкновения в системе центра масс 8 ТэВ.

Список литературы

1. Abbiendi G. et al. [OPAL collaboration]. Search for anomalous photonic events with missing energy in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 130\text{-GeV}, 136\text{-GeV}$ and 183-GeV // *Eur. Phys. J.* — 1999. — Т. C8. — С. 23–40.
2. Abbiendi G. et al. [OPAL collaboration]. Constraints on anomalous quartic gauge boson couplings from $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ and $q\bar{q}\gamma\gamma$ events at LEP-2 // *Phys. Rev.* — 2004. — Т. D70. — С. 032005.
3. Acton P. D. et al. [OPAL collaboration]. Search for anomalous production of high mass photon pairs in e^+e^- collisions at LEP // *Phys. Lett.* — 1993. — Т. B311. — С. 391–407.
4. Acciarri M. et al. [L3 collaboration]. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow Z\gamma\gamma$ cross-section and determination of quartic gauge boson couplings at LEP // *Phys. Lett.* — 2000. — Т. B478. — С. 39–49.
5. Aad G., Krasnopevtsev D. 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.* — 2016. — Т. D93, № 112002. — С. 1–41.
6. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки / под ред. А.А. Ансельма. — М.: Наука, 1990. — 346 с.
7. Aad G., Krasnopevtsev D. et al. [ATLAS collaboration]. Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker in Run 1 of the LHC: tracker properties // *JINST.* — 2017. — Т. 12. — С. P05002.
8. Краснопевцев Д. В. Исследование распада Z бозона в нейтринные пары совместно с двумя ассоциированными фотонами в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s}=8\text{ ТэВ}$ на эксперименте ATLAS // *Вестник НИЯУ МИФИ.* — 2017. — Т. 6, № 1. — С. 3–15.
9. Краснопевцев Д. В., Романюк А. С. Изучение работы детектора переходного излучения в эксперименте ATLAS при высоких нагрузках // *Физика фундаментальных взаимодействий: тезисы докл. межд. конф. ОФН РАН, секция ядерной физики (Москва, 17 – 21 ноября, 2014 г.).* — С. 123.
10. Krasnopevtsev D. Tracking properties of the ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2017. — Т. 798, № 012150. — С. 1–5.
11. Krasnopevtsev D. Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ with the ATLAS detector // *Proceedings of Science.* — 2017. — Т. LHCP2016, № 029. — С. 1–4.
12. Glashow S. L. Partial Symmetries of Weak Interactions // *Nucl. Phys.* — 1961. — Т. 22. — С. 579–588.
13. Weinberg Steven. A Model of Leptons // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Т. 19. — С. 1264–1266.

14. Salam A. Weak and electromagnetic interactions // Elementary particle theory, relativistic groups and analyticity: proc. of the 8th Nobel Symposium on Stockholm (Sweden, 1968) / под ред. N. Svartholm. 1969. — C. 367–377.
15. The Genesis of General Relativity / под ред. Jürgen Renn, Jürgen Renn, Matthias Schemmel et al. Springer, 2007. — T. 250. — C. 1118–1178.
16. Gross David J., Wilczek Frank. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories // Phys. Rev. Lett. — 1973. — T. 30. — C. 1343–1346.
17. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay / C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward et al. // Phys. Rev. — 1957. — T. 105. — C. 1413–1414.
18. Kobayashi Makoto, Maskawa Toshihide. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction // Prog. Theor. Phys. — 1973. — T. 49. — C. 652–657.
19. Standard Model in Wikipedia. URL: [https://ru.wikipedia.org/wiki/Стандартная модель](https://ru.wikipedia.org/wiki/Стандартная_модель).
20. 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. — 2012. — T. B716. — C. 1–29.
21. 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. — 2012. — T. B716. — C. 30–61.
22. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data // Phys. Lett. — 2013. — T. B726. — C. 120–144.
23. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2015. — T. C75, № 10. — C. 476.
24. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Constraints on non-Standard Model Higgs boson interactions in an effective Lagrangian using differential cross sections measured in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with the ATLAS detector // Phys. Lett. — 2016. — T. B753. — C. 69–85.
25. Krasnopevtsev D. Electroweak measurements with the ATLAS detector // Particle Physics at the Year of Light: proc. of Lomonosov Conference (Moscow, 20 – 26 August, 2015). — C. 220–222.
26. Summary plots from the ATLAS Standard Model physics group. URL: <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM>.
27. Feynman R. P. Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction // Phys. Rev. — 1950. — T. 80. — C. 440–457.
28. Feynman R. P. Space - time approach to quantum electrodynamics // Phys. Rev. — 1949. — T. 76. — C. 769–789.

29. Wess J., Zumino B. Supergauge Transformations in Four-Dimensions // Nucl. Phys. — 1974. — T. B70. — C. 39–50.
30. Volkov D. V., Akulov V. P. Possible universal neutrino interaction // JETP Lett. — 1972. — T. 16. — C. 438–440.
31. Farhi Edward, Susskind Leonard. Technicolor // Phys. Rept. — 1981. — T. 74. — C. 277.
32. Langacker Paul. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons // Rev. Mod. Phys. — 2009. — T. 81. — C. 1199–1228.
33. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings / Celine Degrande, Nicolas Greiner, Wolfgang Kilian et al. // Annals Phys. — 2013. — T. 335. — C. 21–32.
34. Eboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C., Mizukoshi J. K. $pp \rightarrow jj e^+ \mu^+ \nu \nu$ and $jj e^+ \mu^+ \nu \nu$ at $O(\alpha(\text{em})^6)$ and $O(\alpha(\text{em})^4 \alpha(s)^2)$ for the study of the quartic electroweak gauge boson vertex at CERN LHC // Phys. Rev. — 2006. — T. D74. — C. 073005.
35. Perez M. A., Tavares-Velasco G., Toscano J. J. Rare decay $Z \rightarrow \text{anti-neutrino neutrino photon photon}$ via quartic gauge boson couplings // Phys. Rev. — 2003. — T. D67. — C. 017702.
36. Achard P. et al. [L3 Collaboration]. Study of the $ee \rightarrow Z\gamma$ process at LEP and limits on triple neutral-gauge-boson couplings // Phys. Lett. — 2004. — T. B597. — C. 119–130.
37. Abdallah J. et al. [DELPHI Collaboration]. Study of triple-gauge-boson couplings ZZZ , $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ at LEP // Eur. Phys. J. — 2007. — T. C51. — C. 525–542.
38. Abbiendi G. et al. [OPAL Collaboration]. Search for trilinear neutral gauge boson couplings in $Z\gamma$ production at $\sqrt{s} = 189$ GeV at LEP // Eur. Phys. J. — 2000. — T. C17. — C. 553–566.
39. Abazov V. M. et al. [D0 Collaboration]. $Z\gamma$ production and limits on anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ couplings in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. — 2012. — T. D85. — C. 052001.
40. Abazov V. M. et al. [D0 Collaboration]. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ cross section and limits on anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ couplings in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. — 2009. — T. 102. — C. 201802.
41. Aaltonen T. et al. [CDF Collaboration]. Limits on Anomalous Trilinear Gauge Couplings in $Z\gamma$ Events from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. — 2011. — T. 107. — C. 051802.
42. Aad G. 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. — 2013. — T. D87, № 11. — C. 112003.
43. 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. 10. — C. 164.

44. 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. — 2013. — T. D89. — C. 092005.
45. 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. 04. — C. 164.
46. $Z\gamma\gamma$ production with leptonic decays and triple photon production at next-to-leading order QCD / G. Bozzi, F. Campanario, M. Rauch et al. // Phys. Rev. — 2011. — T. D84. — C. 074028.
47. Stirling W. James, Werthenbach Anja. Anomalous quartic couplings in neutrino anti-neutrino gamma gamma production via W W fusion at LEP-2 // Phys. Lett. — 1999. — T. B466. — C. 369–374.
48. Abbiendi G. et al. [OPAL collaboration]. Measurement of the $W^+W^-\gamma$ cross-section and first direct limits on anomalous electroweak quartic gauge couplings // Phys. Lett. — 1999. — T. B471. — C. 293–307.
49. Chatrchyan S. et al. [CMS collaboration]. Study of exclusive two-photon production of W^+W^- in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings // JHEP. — 2013. — T. 07. — C. 116.
50. Chatrchyan S. et al. [CMS collaboration]. Search for $WW\gamma$ and $WZ\gamma$ production and constraints on anomalous quartic gauge couplings in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Rev. — 2014. — T. D90, № 3. — C. 032008.
51. Khachatryan V. et al. [CMS collaboration]. Study of vector boson scattering and search for new physics in events with two same-sign leptons and two jets // Phys. Rev. Lett. — 2015. — T. 114, № 5. — C. 051801.
52. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Evidence of $W\gamma\gamma$ Production in pp Collisions $\sqrt{s} = 8$ TeV and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings with the ATLAS Detector // Phys. Rev. Lett. — 2015. — T. 115, № 3. — C. 031802.
53. Basics of perturbative QCD / Yuri L. Dokshitzer, Valery A. Khoze, Alfred H. Mueller et al. Gif-sur-Yvette, France: Ed. Frontieres, 1991. — 274 c.
54. Owens J. F. Large Momentum Transfer Production of Direct Photons, Jets, and Particles // Rev. Mod. Phys. — 1987. — T. 59. — C. 465.
55. Baur U., Han Tao, Ohnemus J. QCD corrections and anomalous couplings in $Z\gamma$ production at hadron colliders // Phys. Rev. — 1998. — T. D57. — C. 2823–2836.
56. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — T. 3. — C. S08003.

57. LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring / Oliver S. Bruning, P. Collier, P. Lebrun at el. CERN, 2004. — 556 c.
58. Wilson Robert Rathbun. The Tevatron // Phys. Today. — 1977. — T. 30N10. — C. 23–30.
59. Bayatian G. L. at el. CMS physics: Technical design report. CERN, 2006. — 521 c.
60. ALICE: Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC. CERN, 1995. — 252 c.
61. LHCb : Technical Proposal. CERN, 1998. — 170 c.
62. Olive K. A. et al. Review of Particle Physics // Chin. Phys. — 2014. — T. C38. — C. 090001.
63. Pequeno Joao. Computer generated image of the whole ATLAS detector. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095924>.
64. Pequeno Joao. Computer generated image of the ATLAS inner detector. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095926>.
65. Pequeno Joao. Computer Generated image of the ATLAS calorimeter. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095927>.
66. Pequeno Joao. Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095929>.
67. Blum Walter., Rolandi Luigi., Riegler Werner. Particle detection with drift chambers. Berlin, Germany: Springer, 2008. — 448 c.
68. Leo W. R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How to Approach. Berlin, Germany: Springer, 1987. — 368 c.
69. Ginzburg V. L., Tsytoich V. N. Transition Radiation and Transition Scattering in Vacuum in the Presence of a Strong Electromagnetic Field // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1978. — T. 74. — C. 1621–1635.
70. Alonso A. Transition Radiation Tracker calibration, searches beyond the Standard Model and multiparticle correlations in ATLAS. Ph.D. thesis: Lund U. 2012-04-04. — C. 219. URL: <https://inspirehep.net/record/1186188/files/CERN-THESIS-2012-056.pdf>.
71. Abat E. et al. [ATLAS TRT collaboration]. The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: Design and performance // JINST. — 2008. — T. 3. — C. P02013.
72. Abat E. et al. [ATLAS TRT collaboration]. The ATLAS TRT electronics // JINST. — 2008. — T. 3. — C. P06007.
73. Abat E. et al. [ATLAS TRT collaboration]. The ATLAS TRT barrel detector // JINST. — 2008. — T. 3. — C. P02014.

74. Abat E. et al. [ATLAS TRT collaboration]. The ATLAS TRT end-cap detectors // JINST. — 2008. — T. 3. — C. P10003.
75. ATLAS high-level trigger, data acquisition and controls: Tech. Rep.: ATLAS-TDR-16. — Geneva: CERN, 2003. — 369 c.
76. Alignment of the ATLAS Inner Detector and its Performance in 2012: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2014-047. — Geneva: CERN [ATLAS Collaboration], 2014. — 41 c.
77. Calibration of the ATLAS Transition Radiation Tracker: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2011-006. — Geneva: CERN [ATLAS Collaboration], 2011. — 21 c.
78. Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2011-128. — Geneva: CERN [ATLAS Collaboration], 2011. — 20 c.
79. Expected photon performance in the ATLAS experiment: Tech. Rep.: ATL-PHYS-PUB-2011-007. — Geneva: CERN [ATLAS Collaboration], 2011. — 28 c.
80. Sjöstrand Torbjörn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comput.Phys.Commun. — 2008. — T. 178. — C. 852–867.
81. Cacciari Matteo, Salam Gavin P., Soyez Gregory. The Anti-k(t) jet clustering algorithm // JHEP. — 2008. — T. 04. — C. 063.
82. Worldwide LHC Computing Grid. URL: <http://lcg.web.cern.ch>.
83. Maeno Tadashi. PanDA: Distributed production and distributed analysis system for ATLAS // J. Phys. Conf. Ser. — 2008. — T. 119. — C. 062036.
84. Barrand G. at el. GAUDI - A software architecture and framework for building HEP data processing applications // Comput. Phys. Commun. — 2001. — T. 140. — C. 45–55.
85. Study of ATLAS TRT performance with GRID and supercomputers / D. Krasnopevtsev, A. Klimentov, R. Mashinistov at el. // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2016. — T. 13, № 5. — C. 659–664.
86. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. The ATLAS Simulation Infrastructure // Eur. Phys. J. C. — 2010. — T. 70. — C. 823–874.
87. Agostinelli S. at el. GEANT4: A simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — T. 506. — C. 250–303.
88. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss at el. // JHEP. — 2009. — T. 0902. — C. 007.
89. New parton distributions for collider physics / Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston at el. // Phys.Rev. — 2010. — T. D82. — C. 074024.

90. QCD matrix elements + parton showers / S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn et al. // JHEP. — 2001. — T. 0111. — C. 063.
91. Krauss F. Matrix elements and parton showers in hadronic interactions // JHEP. — 2002. — T. 0208. — C. 015.
92. Arnold K. et al. VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons // Comput. Phys. Commun. — 2009. — T. 180. — C. 1661–1670.
93. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data // Eur.Phys.J. — 2014. — T. C74. — C. 2941.
94. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data // Eur.Phys.J. — 2014. — T. C74. — C. 3071.
95. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data // Eur.Phys.J. — 2012. — T. C72. — C. 1909.
96. 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.
97. 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. — Geneva: CERN, 2012. — 36 c.
98. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton–proton collision data: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2014-032. — Geneva: CERN, 2014. — 48 c.
99. Monte Carlo Calibration and Combination of In-situ Measurements of Jet Energy Scale, Jet Energy Resolution and Jet Mass in ATLAS: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2015-037. — Geneva: CERN, 2015. — 59 c.
100. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton–Proton Collisions recorded in 2012 at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2013-082. — Geneva: CERN, 2013. — 43 c.
101. 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.
102. J. M. Campbell, R. K. Ellis, W. Giele and C. Williams. MCFM v7.0 - A Monte Carlo for FeMtobarn processes at Hadron Colliders: Users Guide. 2015. URL: <http://mcfm.fnal.gov/mcfm.pdf>.
103. An event display for the ATLAS experiment at CERN’s Large Hadron Collider. URL: <http://atlantis.web.cern.ch/atlantis/>.

104. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2015. — T. C75. — C. 17.
105. Performance of the ATLAS Electron and Photon Triggers in p - p Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV in 2012: Tech. Rep.: ATL-COM-DAQ-2013-121 / D Damazio, T Kono, F Monticelli at el. — Geneva: CERN, 2013. — 9 c.
106. Minuit - physics analysis tool for function minimization. URL: <http://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/work-packages/mathlibs/minuit/>.
107. Hoeche Stefan, Schumann Steffen, Siegert Frank. Hard photon production and matrix-element parton-shower merging // Phys.Rev. — 2010. — T. D81. — C. 034026.
108. Schumann Steffen, Krauss Frank. A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation // JHEP. — 2008. — T. 0803. — C. 038.
109. Baak M. at el. Study of Electroweak Interactions at the Energy Frontier // Community Summer Study 2013: proc. of Snowmass Conference (Minneapolis, July 29-August 6, 2013). 81 c.
110. TGCLim. The package for the extraction of limits on anomalous triple and quartic gauge boson couplings. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TGCLimitDetermination>.
111. Feldman Gary J., Cousins Robert D. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev. — 1998. — T. D57. — C. 3873–3889.
112. Degrande C at el. Monte Carlo tools for studies of non-standard electroweak gauge boson interactions in multi-boson processes // Community Summer Study 2013: proc. of Snowmass Conference (Minneapolis, July 29-August 6, 2013). 27 c.

Список рисунков

1.1	Частицы Стандартной модели их свойства [19].	13
1.2	Согласие между предсказанными значениями сечений рождения процессов СМ с экспериментальными данными в протон-протонных столкновениях на БАК для энергий 7 и 8 ТэВ в системе центра масс [26].	14
1.3	Вершины ВЧКБ разрешенные в СМ: а) взаимодействия содержащие только W бозон б) взаимодействия содержащие Z , W и γ бозоны.	20
1.4	Диаграммы Фейнмана для конечных состояний $Z\gamma$ и $Z\gamma\gamma$: (а,в) с излучением фотонов начального состояния (initial-state photon radiation, ISR), (б,г) с излучением фотонов конечного состояния (final-state photon radiation, FSR), (д) смешанный канал (FSR+ISR).	22
1.5	Диаграммы фрагментации а) кварка и б) глюона в фотон начального состояния для процессов рождения Z бозона.	22
1.6	Вершины взаимодействия калибровочных бозонов, запрещенные в СМ: а) аномальная вершина взаимодействия трех калибровочных бозонов б) аномальная вершина взаимодействия четырех калибровочных бозонов.	23
2.1	Схема Большого Адронного Коллайдера: ускорительная система, основные эксперименты [57].	28
2.2	Схема эксперимента ATLAS [63].	30
2.3	Система координат ATLAS детектора [63].	31
2.4	Поперечный разрез вдоль направления протонных пучков ВД ATLAS [64].	32
2.5	Схема калориметров детектора ATLAS [65].	34
2.6	Схема Мюонного спектрометра ATLAS [66].	35
2.7	Разрешение по поперечному импульсу мюонов восстановленных в эксперимента ATLAS в зависимости от их импульса при использовании только информации от МС (синий цвет), только от ВД (черный цвет) и, наконец, с использованием информации от обеих систем (красный цвет).	36
3.1	Схема пересечения заряженной частицей трех пропорциональных счетчиков ТДПИ в плоскости перпендикулярной анодной нити. На графике отмечены следующие понятия объясняемые в тексте позже: радиус дрейфа (r), ошибка радиуса дрейфа, трековый радиус (r_{trk}) и residual.	41
3.2	Зависимость длины поглощения λ от энергии переходного излучения E для разных материалов: для реальной газовой смеси ТДПИ (70% Xe, 27% CO_2 и 3% O_2), для чистого ксенона, для полипропилена (PP) и каптона [70].	42
3.3	Участок стенки дрейфовой трубки ТДПИ [71].	43
3.4	Схема центральной (а) и торцевой (б) частей ATLAS ВД. Красными линиями показаны частицы, пересекающие ВД.	44

3.5	Поперечный детальный вид одной четверти Внутреннего детектора ATLAS [75].	44
3.6	Распределение по времени прихода переднего края в дрейфовых трубках, расположенных в торцевых частях ТДПИ [7].	47
3.7	$r - t$ соотношение для центральной части ТДПИ, полученное на основании измерений на треках заряженных частиц с поперечным импульсом выше 5 ГэВ. Точки показывают точные значения $r - t$ соотношения для каждого интервала в 3.125 нс после проведения процедуры фитирования [7].	48
3.8	Зависимость эффективности срабатывания дрейфовых трубок от расстояния трека до анодной нити для центральной части детектора (а) и от значения η (б). Результаты получены для среднего количества протонных взаимодействий в интервале $< \mu > = 6 - 8$ и с использованием мюонных треков с $p_T > 30$ ГэВ. Данные — покрашенные точки, моделирование — пустые точки [7].	49
3.9	Распределение по разности между измеренным дрейфовым радиусом в трубке и трековым радиусом дрейфа в торцевой части ТДПИ после процедуры калибровки. Результаты получены для мюонных треков с $p_T > 30$ ГэВ. Данные (черные точки) и моделирование (желтая гистограмма) представлены для протонных столкновений в 2012 году со средним количеством взаимодействий от 5 до 10 [7].	50
3.10	Зависимость пространственной точности измерений в ТДПИ от псевдобыстроты (а) и среднего количества протонных столкновений в событии для торцевой части детектора (б). Данные — покрашенные точки, моделирование — пустые точки. Результаты получены для мюонных треков с $p_T > 30$ ГэВ [7].	51
3.11	Зависимость пространственной точности измерений от времени дрейфа для треков с $p_T > 30$ ГэВ в торцевой (а) и центральной (б) частях ТДПИ. Данные — покрашенные точки, моделирование — пустые точки [7].	51
3.12	Зависимость ошибки радиуса дрейфа в ТДПИ от времени дрейфа для торцевой (а) и центральной (б) частей детектора. Данные — покрашенные точки, моделирование — пустые точки [7].	52
3.13	Доля измерений с ВП для электронов и пи-мезонов с импульсом от 4 до 20 ГэВ, зарегистрированных в центральной части ТДПИ [78].	53
3.14	Доля измерений с ВП для электронов и пи-мезонов, зарегистрированных в центральной части ТДПИ в зависимости от Лоренц фактора частиц [78].	54
3.15	Графическое изображение конверсионного фотона, восстановленного в трековой системе ATLAS.	54
3.16	Поперечный вид ТДПИ для случаев низкой (начало работы БАК в 2009) и высокой (конец 2012 года) загрузки. Восстановленные треки заряженных частиц в ТДПИ обозначены синими кривыми.	55
3.17	Зависимость средней загрузки ТДПИ от значения $\langle \mu \rangle$ (а), зависимость $\langle \mu \rangle$ от количества первичных вершин (б) [7].	56

3.18	Доля треков с продолжением в ТДПИ (а) и доля точных измерений на треках в ТДПИ (б) в зависимости от загрузки детектора в протон-протонных и ион-ионных столкновениях. Протонные (пп) столкновения — синий цвет, ионные (ии) — красный. Результаты получены для треков с $0.5 \text{ МэВ} < p_T < 100 \text{ ГэВ}$ [7].	57
3.19	Доля треков с продолжением в ТДПИ (а) и доля точных измерений на треках в ТДПИ (б) в зависимости от загрузки детектора в протон-протонных столкновениях. Данные — закрашенные точки, моделирование — пустые точки. Результаты получены для треков с $0.5 < p_T < 100 \text{ ГэВ}$ [7].	58
3.20	Импульсное разрешение для восстановленных треков во ВД в зависимости от загрузки ТДПИ с требованием на наличие измерений в ТДПИ и без этого требования [78].	59
3.21	Среднее количество треков (а) и сумма поперечных импульсов треков (б), восстановленных во ВД, в зависимости от расстояния ΔR до центра адронной струи [7].	60
3.22	Зависимость доли треков, имеющих продолжение в ТДПИ от расстояния ΔR до центра адронной струи. Распределение представлено отдельно для трех интервалов поперечного импульса адронных струй [7].	61
3.23	Зависимость доли треков, имеющих продолжение в ТДПИ, от расстояния ΔR до центра адронной струи для условий низкой (менее 24%) и высокой (более 34%) загрузки ТДПИ. Распределение представлено для адронных струй с поперечным импульсом от 110 до 160 ГэВ [7].	61
3.24	Распределение по среднему количеству ТДПИ измерений, принадлежащих восстановленным трекам внутри каждого интервала $\Delta R = 0.02$ вокруг адронной струи. Распределение представлено отдельно для трех интервалов поперечного импульса адронных струй [7].	62
3.25	Доля точных измерений в ТДПИ в зависимости от расстояния ΔR до центра адронных струй. Распределение представлено отдельно для трех интервалов поперечного импульса адронных струй [7].	63
3.26	Пространственная точность для центральной (а) и торцевой (б) частей ТДПИ в зависимости от расстояния ΔR до центра адронных струй [7].	64
3.27	Схема заполнения ксеноновой (зеленый цвет) и аргоновой (синий цвет) газовыми смесями ТДПИ в 2015 году [10].	66
3.28	Зависимость ширины распределения по pulls от времени дрейфа для торцевой (а) и центральной (б) частей ТДПИ. Соответствующая зависимость от $\langle \mu \rangle$ представлена на графиках (в) и (г).	67
3.29	Значение оптимизированной ошибки от среднего количества протонных взаимодействий в событии для моделирования в центральной области ТДПИ. На графике изображены ошибки для ксеноновой смеси и временного интервала от 15.625 до 18.75 нс.	68

3.30	Зависимость ширины распределения по pull от времени дрейфа для торцевой (а) и центральной (б) частей ТДПИ после проведения калибровки. Соответствующая зависимость от $\langle \mu \rangle$ представлена на графиках (в) и (г).	69
3.31	Зависимость ошибки пространственных измерений в ТДПИ от времени дрейфа после калибровки для центральной частиц ТДПИ при значении $\langle \mu \rangle = 0$ и $\langle \mu \rangle = 20$	70
3.32	Зависимость точных измерений в центральной (а) и торцевой (б) частях ТДПИ с ксеноной смесью в зависимости от $\langle \mu \rangle$ до и после проведения оптимизации ошибок пространственных измерений на треках	70
3.33	Зависимость точных измерений в торцевой (а) и центральной (б) частях ТДПИ в зависимости от $\langle \mu \rangle$ после проведения калибровки для треков с $p_T > 20$ ГэВ. Зависимость пространственной точности в торцевой (в) и центральной (г) частях ТДПИ в зависимости от $\langle \mu \rangle$ после проведения калибровки для треков с $p_T > 20$ ГэВ [10].	71
4.1	Распределения по «недостающей энергии» а) и модулю разности азимутальных углов E_T^{miss} и двухфотонной системы б).	80
4.2	Ортогональные области, используемые для оценки КХД фона.	83
4.3	Диаграммы рождения событий $W\gamma$ в протонных столкновениях с последующим распадом бозона на лептон и нейтрино.	85
4.4	Распределения по инвариантной массе для ee а) и $e\gamma$ б) наборов в центральной области эксперимента ATLAS.	85
4.5	Зависимости значения $P_{e \rightarrow \gamma}$ от η а) и E_T^γ фотонного кандидата б).	86
4.6	Распределения по а) поперечной энергии E_T^γ лидирующего фотонного кандидата и б) по «недостающей энергии» E_T^{miss} для событий кандидатов рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами и любым количеством адронных струй.	89
4.7	Распределения по а) инвариантной массе двух фотонных кандидатов и б) по количеству адронных струй для событий кандидатов рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами.	90
4.8	Графическое изображение события рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами в эксперименте ATLAS. Подготовлено программой ATLANTIS [103].	91
5.1	Распределение по двухфотонной инвариантной массе для зарегистрированных $Z\gamma\gamma$ события рождения. Красная пунктирная линия показывает увеличение вероятности зарегистрировать сигнальное событие рождения $Z\gamma\gamma$ в случае отличия от нуля одного из параметров (f_{M3}), описывающих аВЧКБ.	98
5.2	Распределение по инвариантной двухфотонной массе для СМ и для ненулевых значений параметров, описывающих аномальные вершины ВЧКБ.	101
5.3	Зависимость сечения рождения событий $Z\gamma\gamma$ от величины параметра $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$, описывающего аВЧКБ.	102

5.4	Зависимость пределов на параметр $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$ от масштабного форм-фактора.	104
5.5	Сравнение наблюдаемых в данном исследовании неунитарных (без форм фактора) пределов для параметров $\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$, $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$ и $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$ (слева) и LEP параметров $\frac{a_C}{\Lambda^2}$ и $\frac{a_0}{\Lambda^2}$ (справа) с аналогичными пределами, полученными в других процессах и на других экспериментах.	106

Список таблиц

1	Разрешение систем Мюонного Спектрометра	36
2	Оценка количества КХД событий в сигнальной области до (начальная) и после (финальная) учета вклада от других фонов в контрольные области	83
3	Систематическая ошибка для метода оценки КХД фона	84
4	Сравнение сечения рождения $(W \rightarrow e\nu)\gamma\gamma$ в сигнальной области поиска $Z\gamma\gamma$ событий для разных порядков теории возмущения КХД	87
5	Количество фоновых и сигнальных событий для инклюзивного ($N_{jets} \geq 0$) и эксклюзивного ($N_{jets} = 0$) случаев в сигнальной области поиска $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$, где $N^{\text{набл}}$ — полное количество событий найденных в реальных данных, $N_{\text{фон}}^{\text{сум}}$ — общее число фоновых событий и $N_{Z\gamma\gamma}^{\text{Sherpa}}$ — ожидаемое количество $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий, предсказанное Sherpa генератором. Первая ошибка в таблице статистическая, вторая — систематическая	88
6	Фазовое пространство экспериментального поиска событий рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами	90
7	Систематические ошибки на эффективность восстановления $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ моделированных событий для инклюзивного (эксклюзивного) случая	91
8	Расширенное фазовое пространство экспериментального поиска событий рождения Z бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами	93
9	Экспериментальное сечение рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий в протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на БАК	95
10	Переводной коэффициент для учета разных механизмов определения адронных струй в экспериментальных данных и MCFM с соответствующей статистической ошибкой	95
11	Сравнение экспериментального сечения рождения $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ событий в протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на БАК с теоретическим, полученным при помощи генератора MCFM в NLO порядке теории возмущения	96
12	Операторы размерностью 8, описывающие соответствующие аВЧКБ в эффективном Лагранжиане через «VBFNLO» формализм [109] (X — если для оператора реализуется соответствующая нейтральная аномальная вершина, O — не реализуются)	99
13	Максимальное значение Λ_{FF} , сохраняющее унитарность для каждого изучаемого параметра аВЧКБ	104
14	Ожидаемые и экспериментальные пределы на параметры вершин аВЧКБ вида $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ на основании $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ сигнала	105
15	Ожидаемые и экспериментальные пределы на параметры вершин аВЧКБ вида $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ на основании $Z(ee/\mu\mu/\nu\nu)\gamma\gamma$ сигнала	106