

**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»

**Автореферат**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Автор:

Москва — 2017

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

Научный руководитель: **Романюк Анатолий Самсонович**,  
кандидат физико-математических наук,  
НИЯУ МИФИ,  
ведущий научный сотрудник

Официальные оппоненты: **Гаврилов Владимир Борисович**,  
доктор физико-математических наук,  
НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ,  
начальник лаборатории

**Алексей Вячеславович Гуськов**,  
кандидат физико-математических наук,  
Объединенный институт ядерных исследований,  
старший научный сотрудник

Ведущая организация: Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Защита состоится на заседании диссертационного совета Д 002.023.02 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук по адресу: 119991 Москва, Ленинский проспект, д.53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН и на сайте [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru)

Автореферат разослан «    »                      2017 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 002.023.02  
доктор физико-математических наук, проф.

Истомин Яков Николаевич

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

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  $\gamma$  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  $0.27 \pm 0.09$  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):  $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ . 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 характеристики

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.

## 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  $ZZ\gamma\gamma$ .

## Достоверность

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  $1.5\sigma$  [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.

### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы.

## Содержание работы

В работе были использованы данные, полученные в эксперименте ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [9] на БАК в Европейском Центре Ядерных Исследований. В диссертации описаны результаты измерения сечений рождения  $Z$  бозона совместно с двумя ассоциированными фотонами с последующим распадом  $Z$  бозона на нейтрино и антинейтрино трех поколений:  $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ ,  $Z \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ ,  $Z \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$  (диаграмма показана на рисунке 1). Изучение данного процесса позволяет проверить предсказания Стандартной модели для крайне редких событий, рождаемых в высокоэнергетических протонных столкновениях. Вероятность таких процессов зависит в том числе от существования новых тяжелых частиц и взаимодействий, поэтому измерение сечения данного процесса рассматривается как один из наиболее чувствительных методов обнаружения «Новой физики» за пределами СМ и является одним из приоритетных направлений физического анализа экспериментов на БАК.

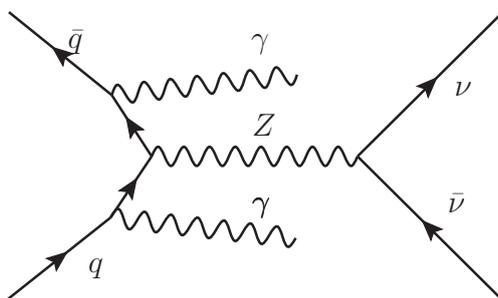


Рис. 1 — Диаграмма ассоциированного рождения  $Z$  бозона и двух фотонов с последующим распадом  $Z$  бозона на нейтрино и антинейтрино.

Во **введении** диссертации обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой теме, формулируется цель, ставятся задачи работы, формулируются научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В **первой главе** приведено краткое теоретическое введение по теме диссертации. Стандартная модель является релятивистской квантовой полевой теорией и теоретическим фундаментом для описания всех известных элементарных частиц и их взаимодействий, кроме гравитационных. Она объединяет в себе теорию сильных взаимодействий и теорию электрослабых взаимодействий. СМ построена на принципе калибровочной инвариантности, предполагающей инвариантность законов физики относительно локальных симметричных преобразований. Каждая калибровочная симметрия связана с конкретным взаимодействием, переносчиком которого является, так называемый калибровочный бозон.

Подгруппа  $SU(2)_L \times U(1)_\gamma$  определяет электрослабый (ЭС) сектор Стандартной модели. Безмассовая частица фотон осуществляет передачу электромагнитного взаимодействия между всеми полями частиц, обладающими соответствующей симметрией. Массивные  $Z$  и  $W^\pm$  бозоны — переносчики слабого взаимодействия. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии подгруппы  $SU(2)_L \times U(1)_\gamma$  приводит к возможности наблюдения массивных  $Z$  и  $W^\pm$  бозонов. Данное нарушение было теоретически обосновано через Хиггс механизм, который был экспериментально подтвержден на Большом адронном коллайдере коллаборациями ATLAS и CMS в 2012 году, когда была открыта

Хиггс-подобная частица с массой приблизительно 125 ГэВ. Изучение свойств бозона Хиггса пока не показало отклонений от предсказания СМ.

Взаимодействия фотонов,  $Z$  и  $W$  бозонов возникают из-за неабелевой природы ЭС калибровочной группы и принимают форму специальных слагаемых в соответствующем ЭС лагранжиане. В СМ разрешенными вершинами взаимодействия четырех калибровочных бозонов (ВЧКБ) являются:  $W^-W^+W^-W^+$ ,  $W^-W^+ZZ$ ,  $W^-W^+\gamma\gamma$  и  $W^-W^+Z\gamma$ . Взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов, то есть вершины вида  $Z\gamma\gamma\gamma$ ,  $ZZ\gamma\gamma$ , запрещены в СМ. Появление данных вершин приведет к росту сечения рождения  $Z\gamma\gamma$  по отношению к предсказаниям СМ, что будет косвенным свидетельством существования физики вне рамок СМ. Эффекты такой «Новой физики» аномальных бозонных взаимодействий могут быть описаны Эффективной теорией поля (ЭТП) [10] и линейно параметризованы в эффективном лагранжиане при помощи дополнительных операторов и констант взаимодействий при соответствующих аномальных вершинах. Таким образом, измерение значений констант взаимодействий при данных аномальных вершинах позволяет сделать выводы о существовании экзотической компоненты в процессах рождения ( $Z \rightarrow \nu\nu$ ) $\gamma\gamma$  в протонных столкновениях.

**Вторая глава** посвящена краткому обзору устройства экспериментальной установки. ATLAS — это самый большой из двух многофункциональных экспериментов на БАК. Он был разработан для изучения широкого круга физических явлений, возникающих при столкновении протонов и ионов с энергией в системе центра масс до 14 ТэВ на нуклон: поиск бозона Хиггса, поиск физики вне рамок СМ, точные измерения параметров СМ, физика топ кварка и т.д.

Высокая гранулярность электромагнитного калориметра и наличие ТДПИ гарантируют уникальные свойства детектирующей системы эксперимента, необходимые для изучения процессов с фотонами в конечном состоянии. Эти детекторы обеспечивают высокую точность измерения энергии фотонов и направления их вылета по отношению к точке столкновения даже в случае их конверсии в материале детектора. Выделение сигнальных событий с рождением  $Z$  бозона также является важным моментом для многих физических анализов. Нейтринная мода распада  $Z$  бозона сложная для регистрации в силу своей «невидимости» для трековых детекторов и калориметрических систем. Для регистрации таких событий используется отбор с конкретными значениями «недостающей энергии», рассчитываемой на основе законов сохранения и информации о зарегистрированных объектах.

Полная схема эксперимента ATLAS представлена на рисунке 2а. Детектирующая система имеет цилиндрическую форму длиной 44 м и 25 м в диаметре и симметрична относительно плоскости проходящей через точку столкновения протонных пучков и перпендикулярной их движению. Для достижения разных целей ATLAS поделен на три разные системы. Поиск всех 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 траекторий частиц. ВД помещен в магнитное поле, что позволяет измерять импульсы заряженных частиц. Система электромагнитных (ЭМ) калориметров для измерения энергии электронов и фотонов следует за ВД. Она в свою очередь окружена адронными калориметрами, поз-

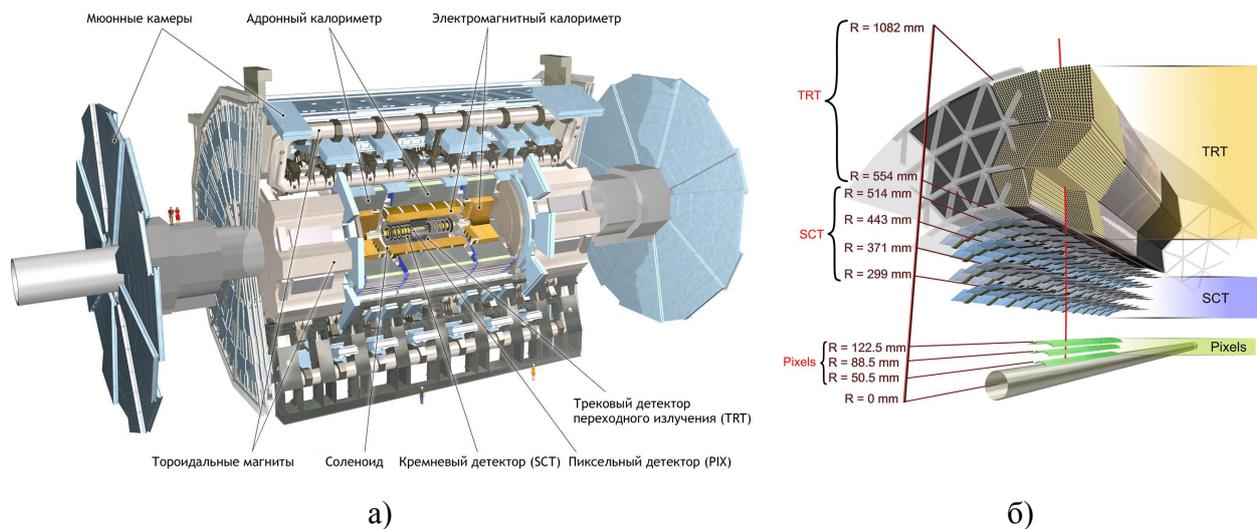


Рис. 2 — Схема эксперимента ATLAS (а) и схема центральной части ATLAS ВД (б).

воляющими мерить с высокой точностью энергии адронных струй. Самая крайняя система ATLAS, Мюонный спектрометр, позволяет производить регистрацию мюонов.

ВД состоит из трех подсистем 26. Пиксельный детектор расположен ближе всего к точке столкновения. За ним следует кремневый микростриповый детектор. Данные два детектора относятся к типу полупроводниковых детекторов. Внешняя часть ВД представляет собой Трековый Детектор Переходного Излучения (ТДПИ, Transition Radiation Tracker, TRT). Треки заряженных частиц в эксперименте ATLAS восстанавливаются сначала с использованием первых двух детекторов, а затем производится поиск их продолжений в ТДПИ. ТДПИ перекрывает немного меньшую область псевдобыстрот, чем первые два детектора ( $|\eta| < 2$  по сравнению  $|\eta| < 2.4$ ), но для тех треков, у которых было найдено продолжение в ТДПИ, импульс измеряется примерно в 1.5 раз точнее. Кроме того, требование на наличие у треков заряженных частиц продолжений в ТДПИ позволяет в несколько раз уменьшить количество неправильно восстановленных треков, которые в действительности не соотносятся с реальными траекториям частиц.

Активным веществом ЭМ калориметра служит жидкий аргон, в качестве поглотителя используется свинец. Система адронного калориметра, которая окружает ЭМ калориметр, основана на двух разных технологиях: пластины на основе органического сцинтиллятора или жидкий аргон в качестве детектирующего вещества, и сталь или медь и вольфрам в качестве поглотителей. Фотоны определяются как узкие энергетически изолированные ливни в ЭМ калориметре, не распространившиеся в адронный калориметр.

Высокоэнергетические мюоны имеют только потери на ионизацию и оставляют системе калориметров энергию около 3 ГэВ. Для их идентификации и измерения импульса используется Мюонный спектрометр, который является крупнейшей системой ATLAS детектора и перекрывает область псевдобыстрот:  $|\eta| < 2.7$ . Для эффективного восстановления мюонов вместе с Мюонным спектрометром также используется информация от ВД. Это позволяет повысить импульсное разрешение для мюонов в поперечным импульсом ниже 60 ГэВ (здесь и далее принято  $c=1$ ).

В **третьей главе** представлено описание ТДПИ и принципов его работы. ТДПИ был разработан для работы в условиях проектной светимости БАК в  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Де-

тектор сделан из тонкостенных пропорциональных дрейфовых трубок. В центре трубки расположена положительно заряженная проводящая нить (анод), находящаяся под напряжением. Когда заряженные частицы проходят через трубку, они ионизируют атомы газа, и образовавшиеся электрон-ионные пары дрейфуют в сторону анода и катода соответственно. Для получения пространственных измерений на треках заряженных частиц в ТДПИ измеряется время дрейфа электронов. Это время позволяет однозначно восстановить радиус, на котором частица пересекла трубку дрейфа. Проектное пространственное разрешение детектора составляет 120 - 130 мкм при отсутствии загрузки.

Геометрия ТДПИ подобрана так, что в среднем на треке частицы с  $p_T > 0.5$  ГэВ и в интервале  $|\eta| < 2$  возникает около 30 пространственных точек внутри детектора. Общее количество пропорциональных трубок в ТДПИ составляет 298 304 шт. Трубки геометрически расположены двумя разными способами: центральная часть (barrel), где 52 544 трубки установлены параллельно направлению пучка протонов, и две торцевые части (end-caps), в каждой из которой 122 880 трубок расположены перпендикулярно пучку и направленных радиально наружу.

В ТДПИ пропорциональные трубки окружены радиатором переходного излучения, представляющим собой набор тонких полипропиленовых фольг. В момент, когда заряженная частица проходит через границу двух сред с разными коэффициентами диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , излучаются фотоны из ренгеновского диапазона в направлении коллинеарном (под углом  $\theta \sim 1/\gamma$ ) к направлению самой частицы. Это явление носит название «переходное излучение» и возникает только для ультрарелятивистских 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 используется для отделения электронов от более тяжелых частиц, таких как пи-мезоны.

Трековые и идентификационные функции ТДПИ рассматриваются в контексте их вклада в физический анализ рождения мультибозонных состояний. 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 была также использована 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.

С ростом энергии протонных столкновений и количества взаимодействий в каждом пересечении пучков ( $\langle\mu\rangle$ ) увеличивается загрузка детектирующих элементов, в особенности тех, которые расположены ближе всего к центру детектора ATLAS. Для проведения физических анализов, таких например как поиск событий рождения  $Z\gamma\gamma$ , крайне важно знать поведение детекторов в подобных условиях и убедиться в хорошем согласии данных и моделирования, так как вычисление эффективности восстановления сигнала и оценка фонов часто производятся на основе моделирования. По этой причине отдельное внимание в главе уделяется исследованию работы ТДПИ в условиях высокой множественности протонных столкновений, соответствующей высокой загрузке детектора, которая определяется как доля сработавших пропорциональных дрейфовых тру-

бок в событии. Результаты данного исследования были опубликованы в [7; 11] и позже доложены на [12].

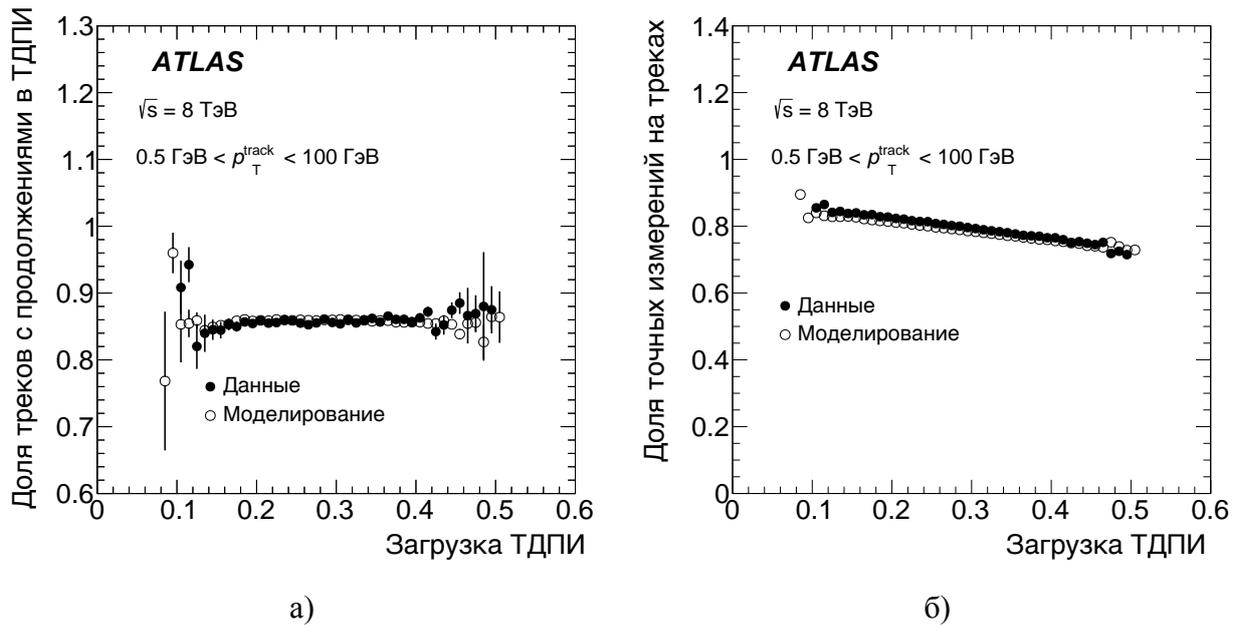


Рис. 3 — Доля треков с продолжением в ТДПИ (а) и доля точных измерений на треках в ТДПИ (б) в зависимости от загрузки детектора в протон-протонных столкновениях. Данные — крашенные точки, моделирование — пустые точки. Результаты получены для треков с  $0.5 < p_T < 100$  ГэВ [7].

Трековые характеристики ТДПИ были изучены в зависимости от загрузки вплоть до состояний, когда число сработавших каналов в детекторе достигает 50% от полного их числа. Экспериментальные исследования работы ТДПИ для условий, когда загрузка детектора от протон-протонных столкновений превышает значения в 30% ( $\langle \mu \rangle > 20$ ), ранее не проводились. Были рассмотрены трековые характеристики, определяющие эффективность восстановления треков в ТДПИ. График 3а демонстрирует, что доля треков, восстановленных в трековой системе эксперимента ATLAS и имеющих продолжения в ТДПИ, остается практически неизменной вплоть до максимальных загрузок ТДПИ в первом сеансе работы БАК (50%). Данный результат свидетельствует о стабильной работе детектора в этих условиях. График 3б показывает, что доля измерений, вносящих наибольший вклад в построение треков заряженных частиц в ТДПИ (точные измерения), остается выше уровня 75% при максимальной загрузке ТДПИ в первом сеансе работы БАК. Это значение выше стандартного критерия в 50%, используемого при восстановлении треков в ТДПИ, что позволяет сделать выводы о высокой точности определения траекторий в ТДПИ. За исключением статистически необеспеченных хвостов распределений наблюдалось согласие между моделированием и данными в пределах ошибки 1-2%.

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 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 восстановленный внутри адронной струи мюон

может привести к увеличению «недостающей энергии» в событии и тем самым симулировать процессы, содержащие нейтрино в конечном состоянии.

Плотность треков растет вместе с ростом поперечного импульса струи и расстояния до ее центра. По этой причине некоторые характеристики были изучены в трех различных интервалах поперечного импульса адронных струй и в зависимости от углового расстояния трека до центра струи  $\Delta R(\text{trk}, \text{jet})$ . График 4а демонстрирует, что доля треков, восстановленных в трековой системе эксперимента ATLAS и имеющих продолжения в ТДПИ, остается практически неизменной вплоть до самых центральных областей энергетических адронных струй. Данное распределение было получено для загрузки детектора до 50% и отдельно для трех интервалов поперечного импульса адронных струй.

Крайне важным параметром, определяющим точность восстановления импульса частицы, является пространственное разрешение в трубках ТДПИ. График 4б иллюстрирует зависимость пространственного разрешения от углового расстояния до центра адронной струи для торцевой части ТДПИ. Распределение показывает, что даже в самых центральных областях энергетических адронных струй ( $\Delta R$  близко к нулю) пространственное разрешение не превышает ожидаемого при проектировании детектора (130 мкм). Данное распределение представлено отдельно для треков внутри адронных струй с поперечным импульсом от 150 до 400 ГэВ.

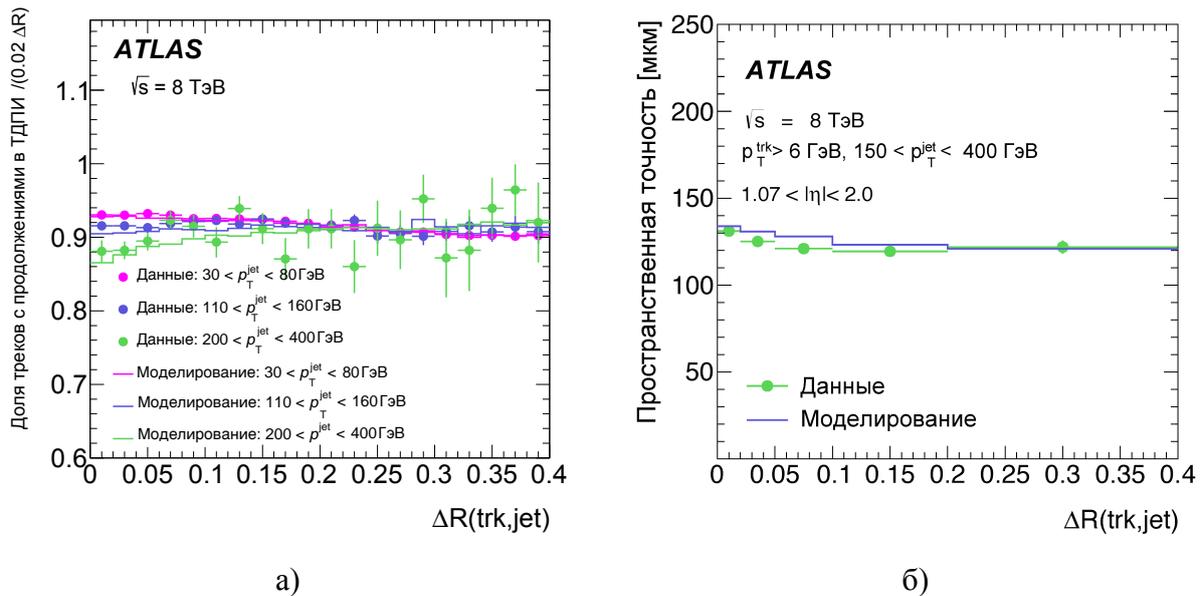


Рис. 4 — Доля треков, имеющих продолжение в ТДПИ, (а) и пространственная точность определения треков частиц с  $p_T > 6$  ГэВ для торцевой части ТДПИ (б) в зависимости от расстояния  $\Delta R$  до центра адронной струи [7].

В заключении главы представлены результаты по оптимизации ошибок пространственных измерений на треках частиц в ТДПИ. Данные ошибки используются алгоритмами восстановления при присваивании весов каждому измерению на треке в ТДПИ. Оптимизация направлена на повышение количества точных измерений на треке частицы в ТДПИ в условиях высокой загрузки и позволяет увеличить эффективность разделения истинных фотонных конверсий и фона.

Проведенные исследования работы ТДПИ показывают, что рост множественности протонных столкновений на БАК не влияет на эффективность восстановления

треков заряженных частиц в ТДПИ, и что близкие треки внутри адронных струй успешно восстанавливаются в ТДПИ. Данные результаты демонстрируют стабильность при высоких нагрузках трековых характеристик ТДПИ, обеспечивающих эффективное восстановление заряженных частиц и конверсионных фотонов в эксперименте ATLAS, что в свою очередь является основой для проведения физических анализов на эксперименте, в том числе для поиска редких событий рождения  $Z$  бозона с двумя ассоциированными фотонами. Для полученных распределений наблюдается согласие результатов моделирования и экспериментальных данных в пределах погрешности.

**Четвертая глава** посвящена исследованию процесса ассоциированного рождения  $Z$  бозона и двух фотонов с последующим распадом  $Z$  на нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях. Исследование этого процесса стало доступно после увеличения энергии столкновения протонных пучков с 7 до 8 ТэВ и непрерывной работы БАК в течение всего 2012 года. Набранная интегральная светимость ускорителя в 2012 составила  $20.3 \text{ фб}^{-1}$  и это открыло возможность к проверке предсказания СМ для процессов, сечения которых составляют единицы фемтобарн. Результаты данного исследования были опубликованы в [5; 8] и позже доложены на [13].

В первой части четвертой главы описаны методы выделения сигнальных событий ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ ), а также численные оценки фонов. Во второй части рассмотрена процедура расчета сечения ассоциированного рождения трех бозонов. В заключении главы представлено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями в следующем за ведущим порядке теории возмущения (Next-to-leading order, NLO).

Регистрация нейтринной моды распада  $Z$  бозона основана на измерении значения «недостающей энергии» ( $E_T^{miss}$ ) совместно с азимутальным углом. Для выделения процесса ассоциированного рождения  $Z\gamma\gamma$  используется требование на наличие энерговыделений от фотонов в ЭМ калориметре. Энерговыделения (кластеры) фотонных кандидатов должны находиться вне переходных областей центральных и торцевых частей калориметра:  $1.37 < |\eta| < 1.52$ . Кластеры, которые не имеют сопоставимых треков во ВД, классифицируются как неконверсионные фотонные кандидаты. В то время как 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.

Моделирование для сигнальных и фоновых событий в данном исследовании было получено с использованием различных Монте-Карло генераторов, содержащих полное описание ATLAS детектора. Эффективность отбора ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ ) событий изучалась при помощи моделирования генератором Sherpa [14], продемонстрировавшего хорошее согласие с экспериментальными данными при описании кинематический распределений продуктов распада  $Z$  бозона с одним ассоциированным фотоном [15]. При измерении сечения рождения ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ ) событий фон оценивается как из моделирования, так и из экспериментальных данных. Основные фоны возникают из-за неправильной идентификации объектов, их вклад оценивается на основе экспериментальных данных. Моделирование используется для дополнительной проверки, а также для оценки фонов, имеющих малый вклад.

Сигнальные события отбирались при помощи триггеров на высокоэнергетические фотоны. Для каждого события было выставлено требование на наличие как минимум двух фотонов с энергией в плоскости перпендикулярной оси пучка (поперечной энергией,  $E_T$ ) выше 22 ГэВ. Значение  $E_T^{miss}$  должно было превышать 110 ГэВ. Это позволило подавить большой вклад от сильновзаимодействующего фона, сохраняя достаточную статистическую обеспеченность в области поиска сигнальных  $Z\gamma\gamma$  событий. По кинематике  $Z$  бозон должен вылетать в противоположную сторону по отношению к двухфотонной системе, таким образом дополнительное ограничение на угловые распределения продуктов распада позволило повысить эффективность выделения сигнала. Для понижения фона от рождения  $W$  бозона был введен запрет на наличие электронов и мюонов в рассматриваемых сигнальных событиях.

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

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, моделирующие КХД фон. Все области были получены при использовании разного требования на  $E_T^{miss}$  и разных идентификационных критериев на фотонные кандидаты. Были рассмотрены две области (одна из них сигнальная) с высоким значением недостающей энергии (более 110 ГэВ) и две области с низким значением недостающей энергии (менее 20 ГэВ). Причем в каждой паре областей ортогональность достигалась за счет использования разных идентификационных критериев на отбор фотонов. В отсутствие корреляции между числом найденных событий во всех четырех областях, фон в сигнальной области может быть оценен путем умножения количества событий в контрольной области с высоким значением недостающей энергии на отношение отобранных событий в двух областях с низким значением  $E_T^{miss}$ . В методе применялись коррекции, позволяющие учесть попадание сигнальных событий и других фонов в контрольные области. Наибольший вклад в погрешность данного метода внесла статистическая погрешность в контрольных областях. В систематическую ошибку метода была включена небольшая корреляция между наборами критериев в рассматриваемых областях, обнаруженная на основе моделирования.

Оценка фона от событий с неправильной идентификацией электронов выполнялась в два этапа. На первом этапе была определена вероятность для электронов быть неверно идентифицированными как фотоны в детектирующей системе ATLAS. Для этого использовались события распада  $Z$  бозона на электрон-позитронную пару, восстановленные в детекторе по  $e + \gamma$  конечному состоянию. Частота наблюдения  $e + \gamma$  пар с инвариантной массой вблизи массы  $Z$  бозона ( $91 \pm 10$  ГэВ) использовалась в качестве вероятности неверного определения электронов как фотонов. Данная операция выполнялась отдельно для центральной и торцевой частей детектора и в зависимости от поперечной энергии фотона. На следующем этапе отбирались события в контрольной области с полным набором критериев для выделения событий ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ , но вместо одного из фотонов отбирался электрон. Количество событий в данной контрольной области корректировалось на полученный ранее фактор неверной идентификации. Наибольший вклад в ошибку метода внесла погрешность, связанная с проверкой работы метода на моделировании рождения ( $W \rightarrow e\nu\gamma$ ).

Некорректно восстановленные события рождения ( $W \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ ) являются одним из важнейших фоновых процессов. Недавние исследования ATLAS коллаборации по рождению  $W\gamma\gamma$  в протонных столкновениях при энергии 8 ТэВ показали, что моделирование может недооценивать экспериментальные данные [16]. По этой причине функции вероятности  $W\gamma\gamma$  фона для исследуемых в данной работе кинематических распределений были взяты из моделирования, в то время как количество событий было скорректировано при помощи экспериментальных данных.

Для минимизации доминирующего фона от адронных струй и увеличения отношения сигнальных событий к фоновым в области поиска ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$  событий все расчеты были произведены отдельно для так называемого инклюзивного случая, с неограниченным количеством адронных струй ( $N_{jets} \geq 0$ ), и для эксклюзивного случая, для которого дополнительно было установлено требование на отсутствие адронных струй

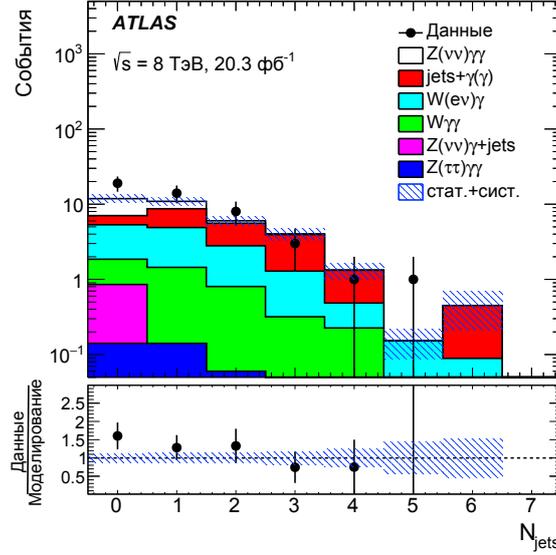


Рис. 5 — Распределение по количеству адронных струй для событий рождения  $Z$  бозона с двумя ассоциированными фотонами. В нижней части графика представлено отношение экспериментальных данных к моделированию.

с поперечным импульсом выше 30 ГэВ ( $N_{jets} = 0$ ). Распределение по количеству адронных струй для событий рождения  $Z$  бозона с двумя ассоциированными фотонами на рисунке 5 демонстрирует, что максимальная концентрация сигнальных событий наблюдается в случае отсутствия адронных струй. Количество событий из данных сравнивается с суммой сигнальных событий (предсказанных генератором Sherpa) и фоновых событий. Изображенная погрешность для суммы сигнальных и фоновых событий включает статистическую и систематическую погрешности. В нижней части графика представлено отношение количества экспериментальных событий к сумме предсказанных фоновых и сигнальных событий. Моделирование и данные находятся в согласии в пределах обозначенной погрешности. В таблице 1 представлены результаты по оценке всех фонов отдельно для инклюзивного и эксклюзивного рождения ( $Z \rightarrow \nu\nu$ ) $\gamma\gamma$ .

Таблица 1 — Количество фоновых и сигнальных событий для инклюзивного ( $N_{jets} \geq 0$ ) и эксклюзивного ( $N_{jets} = 0$ ) случаев в сигнальной ( $Z \rightarrow \nu\nu$ ) $\gamma\gamma$  области, где  $N^{набл}$  полное количество событий найденных в экспериментальных 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	$12.9 \pm 6.7 \pm 2.0$	$2.9 \pm 4.1 \pm 0.9$
$e \rightarrow \gamma$	$10.4 \pm 0.5 \pm 2.1$	$3.47 \pm 0.28 \pm 0.69$
$W\gamma\gamma$	$3.6 \pm 0.1 \pm 3.6$	$1.00 \pm 0.1 \pm 1.0$
$(Z \rightarrow \tau\tau)\gamma\gamma$	$0.381 \pm 0.055 \pm 0.027$	$0.141 \pm 0.036 \pm 0.010$
$N_{фон}^{сум}$	$27.2 \pm 6.8 \pm 4.6$	$8.3 \pm 4.1 \pm 1.5$
$N_{Z\gamma\gamma}^{Sherpa}$	$7.54 \pm 0.07 \pm 0.34$	$4.80 \pm 0.06 \pm 0.29$

Количество экспериментально найденных ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$  событий ( $N_{Z\gamma\gamma}^{\text{набл}}$ ) может быть получено методом вычитания всех фоновых событий ( $N_{\text{фон}}^{\text{сум}}$ ) из общего числа наблюдаемых событий ( $N^{\text{набл}}$ ). Число сигнальных событий из данных в  $\approx 2.5$  раза превышает предсказания моделирования Sherpa генератором, тем не менее результаты согласуются в пределах  $1.5\sigma$  статистической ошибки.

На рисунке 6 представлены распределения по «недостающей энергии» и двухфотонной инвариантной массе для событий кандидатов рождения  $Z$  бозона с двумя ассоциированными фотонами и любым количеством адронных струй. Моделирование и данные находятся в согласии в пределах обозначенной погрешности в целом, однако при больших значениях «недостающей энергии» и двухфотонной инвариантной массы наблюдается отклонение. Это отклонение экспериментальных данных от предсказаний моделирования скорее всего связано со статистическими флуктуациями в сигнальном регионе и имеет невысокую значимость, однако если превышение над фоном в этой области сохранится на большей статистике, то это будет указанием на существование «Новой физики».

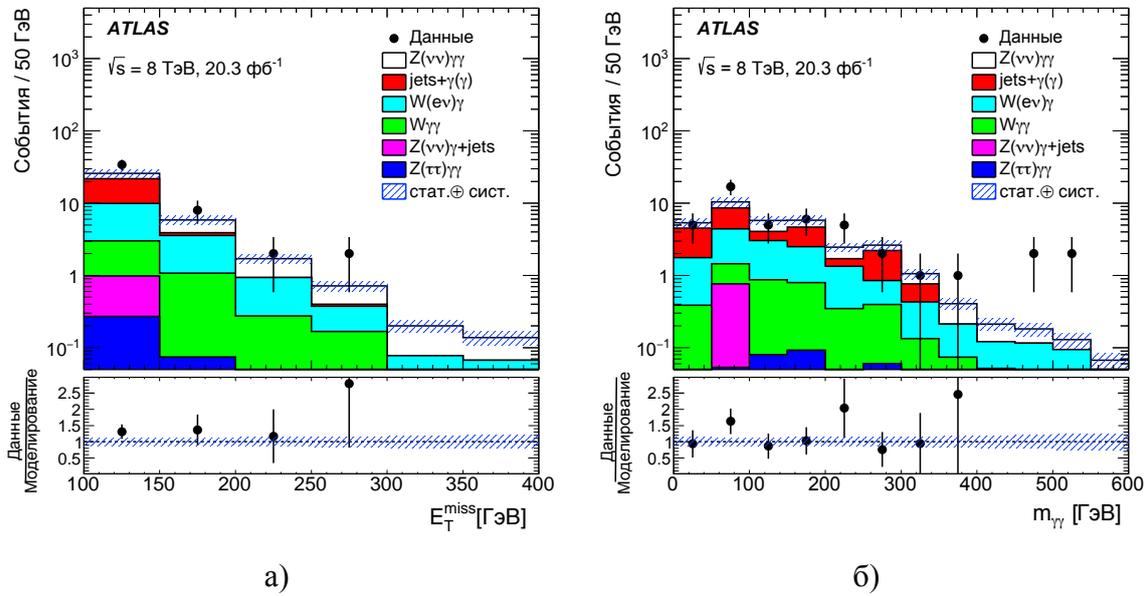


Рис. 6 — Распределение по «недостающей энергии»  $E_T^{\text{miss}}$  (а), инвариантной массе двух фотонных кандидатов (б) для событий рождения  $Z$  бозона с двумя ассоциированными фотонами и любым количеством адронных струй. В нижней части графиков представлено отношение экспериментальных данных к моделированию.

Для расчета сечения рождения ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$  событий количество сигнальных событий должно быть скорректировано на эффективность восстановления событий в детекторе. Для упрощения теоретических вычислений и сравнения с будущими результатами других экспериментов конечное сечение рождения было вычислено для расширенного фазового пространства: без исключения переходного региона в ЭМ калориметре, без ограничений на наличие электронов и мюонов в сигнальных событиях и без углового ограничения. Расчет экспериментального сечения рождения ( $Z \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$  событий в расширенном фазовом пространстве был произведен по формуле 1.

$$\sigma_{pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma} = \frac{N_{Z\gamma\gamma}^{\text{набл}}}{A_{Z\gamma\gamma} \cdot C_{Z\gamma\gamma} \cdot \int L dt}, \quad (1)$$

где  $A$  и  $C$  — коэффициент экстраполяции фазового пространства и коэффициент эффективности восстановления соответственно,  $\int L dt$  — интегральная светимость БАК, используемая в исследовании.

Корректный учет всех погрешностей был осуществлен при помощи максимизации функций правдоподобия, содержащей в качестве параметров сечение рождения и все компоненты ошибок измерения. Преимуществом данного метода является возможность учесть корреляцию между разными ошибками. 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.

Таблица 2 — Сравнение экспериментальных сечений рождения  $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$  событий в протонных столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ на БАК с теоретическими, полученным при помощи генератора MCFM [17] 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 2. В экспериментальные результаты также включена погрешность, связанная с измерением полной светимости, полученной на эксперименте (третья погрешность). Ошибка для теоретических измерений включает статистическую и систематическую погрешности. С учетом общей погрешности экспериментальные данные совпадают с предсказаниями СМ в пределах  $1.5\sigma$  общей ошибки. Теоретические предсказания СМ в NLO порядке теории возмущения для  $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$  процесса были рассчитаны при помощи генератора MCFM. Максимальное влияние на измерение экспериментального сечения оказали статистические и систематические погрешности в методах оценки фоновых событий.

Полученные результаты позволяют установить ограничения на вклад физических процессов вне рамок СМ, а именно на параметры, описывающие аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов.

В начале **пятой главы** описан теоретический аппарат, используемый для исследования аномальных вершин вида  $Z\gamma\gamma\gamma$  или  $ZZ\gamma\gamma$ . Далее представлены расчеты пределов на параметры лагранжиана, описывающие аномальные вершины и проведено сравнение полученных ограничений с результатами других экспериментов, где это было возможно.

Изучение процесса рождения  $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$  позволяет оценить ряд параметров, описывающих аномальные вершины взаимодействия четырех калибровочных бозонов. Отдельное внимание уделяется параметрам, ранее нигде не исследованным и отвечающим за взаимодействие только нейтральных бозонов. Как было сказано ранее, ограничения на аномальные вершины в экспериментах на LEP [2;4] минимум на порядок больше

современных результатов. По этой причине в данной работе сравнение параметров, где это возможно, производится только с полученными в экспериментах на БАК.

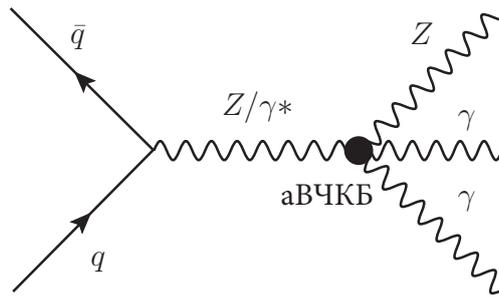


Рис. 7 — Аномальная вершина взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов.

В СМ процессы одновременного рождения нейтральных калибровочных бозонов  $Z$  и  $\gamma$  в протон-протонных столкновениях не содержат вклада от вершин самодействия этих бозонов. В тоже время в физических теориях вне рамок СМ могут существовать аномальные вершины взаимодействия трех или четырех нейтральных калибровочных бозонов, что приводит к увеличению числа 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. В данной работе были получены пределы на параметры, описывающие аномальные вершины взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов (aVЧКБ, anomalous quartic gauge coupling, aQGC) вида  $Z\gamma\gamma\gamma$  или  $ZZ\gamma\gamma$  на основе данных эксперимента ATLAS с энергией столкновения в системе центра масс 8 ТэВ. Диаграмма с соответствующей вершиной представлена на рисунке 7. На момент выполнения работы аномальные вершины взаимодействия трех нейтральных калибровочных бозонов обнаружены не были, по этой причине их вклад в исследуемый в данной работе процесс считался нулевым. Такой подход обеспечивает консервативную оценку значений констант взаимодействия при aVЧКБ.

Эффекты аномальных вершин могут быть смоделированы с использованием эффективной теории поля, в которой в лагранжиан вводятся дополнительные слагаемые, содержащие операторы высоких размерностей, описывающие aVЧКБ 2.

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}} = \mathcal{L}_{\text{СМ}} + \sum_j \frac{f_j}{\Lambda^4} \mathcal{O}_j, \quad (2)$$

где  $\mathcal{L}_{\text{СМ}}$  — Лагранжиан СМ,  $\mathcal{O}_j$  — операторы размерности 8 описывающие локальные функций частиц СМ в новой теории, учитывающей аномальные вершины,  $f_j$  — константы взаимодействия при aVЧКБ.

В рамках данной теории в качестве параметров, описывающих aVЧКБ могут быть исследованы константы взаимодействия  $f_j$  при aVЧКБ. Генератор VBFNLO [18] применялся для моделирования рождения  $Z\gamma\gamma$  событий с наличием вершин aVЧКБ. Данный генератор использует операторы ЭТП размерностью ТэВ<sup>8</sup> с коэффициентами  $\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$ ,  $\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$ ,  $\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$ ,  $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$  и  $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$  для параметризации aVЧКБ. В СМ все коэффициенты при операторах взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозона равны нулю, так что экспериментальные пределы на эти коэффициенты позволяют оценить вклад физики вне рамок СМ в изучаемый процесс.

Операторы с индексами  $T$  являются наиболее чувствительными к эффектам аВЧКБ. В частности константа  $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$  может быть оценена только в вершинах взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов, таких как  $Z$  бозоны и фотоны, и ранее не изучалась в экспериментах. С другой стороны  $M$  операторы могут быть переведены в формализм операторов, изучаемых в процессах рождения  $W$  бозонов на предыдущих экспериментах.

Поиск аномальных вершин проводился в области с минимальным числом фоновых и сигнальных событий из  $SM$  и максимальным ожидаемым числом событий с аномальными вершинами  $Z\gamma\gamma\gamma$  или  $ZZ\gamma\gamma$ . Рассматривалась высокоэнергетическая область в распределении по инвариантной массе двух фотонов, где для подавления КХД фона использовалось ограничение на наличие адронных струй в событиях. Было обнаружено, что вклад от аВЧКБ растет вместе с энергией двухфотонной массы, в то время как вклад от процессов  $SM$  уменьшается. Нижняя граница в 300 ГэВ была выбрана на основе оптимизации с использованием моделирования.

При достаточно высокой энергии амплитуды, предсказанные ЭТП, растут, так как в лагранжиане начинают доминировать операторы более высоких размерностей, пропорциональные  $\frac{S}{\Lambda^4}$  [10]. Это приводит к нарушению условия унитарности ( $S^\dagger S = 1$ ) матрицы рассеяния и является границей применимости ЭТП. Для восстановления унитарности при высоких значениях  $\sqrt{s}$  вводится форм-фактор  $\Lambda_{FF}$ , представленный в выражении 3. В исследовании параметр  $\Lambda_{FF}$  выбран так, чтобы сохранить унитарность для энергий до 8 ТэВ для каждого оператора.

$$f_i \rightarrow \left(1 + \frac{s}{\Lambda_{FF}^2}\right)^{-n} \times f_k, \quad (3)$$

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

Пределы на аномальные вершины ВЧКБ были получены с использованием частотной функции правдоподобия (подход частотного предела Feldman-Cousins). Для этого функция правдоподобия, используемая для вычисления сечения рождения  $Z\gamma\gamma$ , была изменена. Эти изменения позволили выразить количество сигнальных событий через сечение, содержащее ненулевой вклад от аномальных вершин. Данное сечение квадратично зависит от значения констант взаимодействия при аномальных вершинах. При помощи случайно генерируемых численных экспериментов устанавливается область значений параметров аВЧКБ, при которых значение статистического критерия для параметризованного ожидаемого сигнала оказывается меньше критерия для наблюдаемого в данных в более чем 5% случаев. Это соответствует области значений параметров аВЧКБ, удовлетворяющей доверительному интервалу на уровне 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.

В таблице 3 представлены ожидаемые и наблюдаемые пределы на параметры для унитарного и неунитарного случаев на уровне достоверности 95%. Для унитарных пределов приведены соответствующие параметры форм-фактора  $\Lambda_{FF}$ . Наблюдаемые пределы незначительно слабее ожидаемых по причине обнаружения превышения

наблюдаемого  $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$  сигнала над теоретическими предсказаниями в регионе 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 3 — 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.

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

В ходе исследований было показано, что комбинация статистики исследуемого в работе нейтринного канала с аналогичными результатами для заряженных каналов распада  $Z$  бозона ( $Z(ee)\gamma\gamma$  и  $Z(\mu\mu)\gamma\gamma$ ), полученными вне рамок этой диссертации, улучшает значения неунитарных пределов не более, чем на 6% [8]. Незначительное улучшение пределов после объединения всех каналов связано с тем, что в нейтринном канале была возможность рассмотреть область с более высоким порогом на инвариантную двухфотонную массу, где вклад от процессов СМ меньше, а значит чувствительность к аномальным вершинам выше. Кроме этого, в нейтринном канале распада отсутствует сигнал СМ, связанный с излучением фотонов конечного состояния, что также уменьшает вклад от процессов СМ.

Комбинированные неунитарные пределы были сравнены, где возможно, с результатами, полученными коллаборациями CMS и ATLAS на основе исследований процессов ассоциированного рождения калибровочных бозонов с участием  $W$  (рисунок 8). Пределы в таблице 3 представлены в формализме, используемом в генераторе VBFNLO, в то время как на рисунке 8 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.

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.

**В заключении** приведены основные результаты работы:

1. Определены значения параметров, описывающих эффективность восстановления треков заряженных частиц в Трековом Детекторе Переходного Излучения в условиях высокой множественности протонных столкновений и внутри

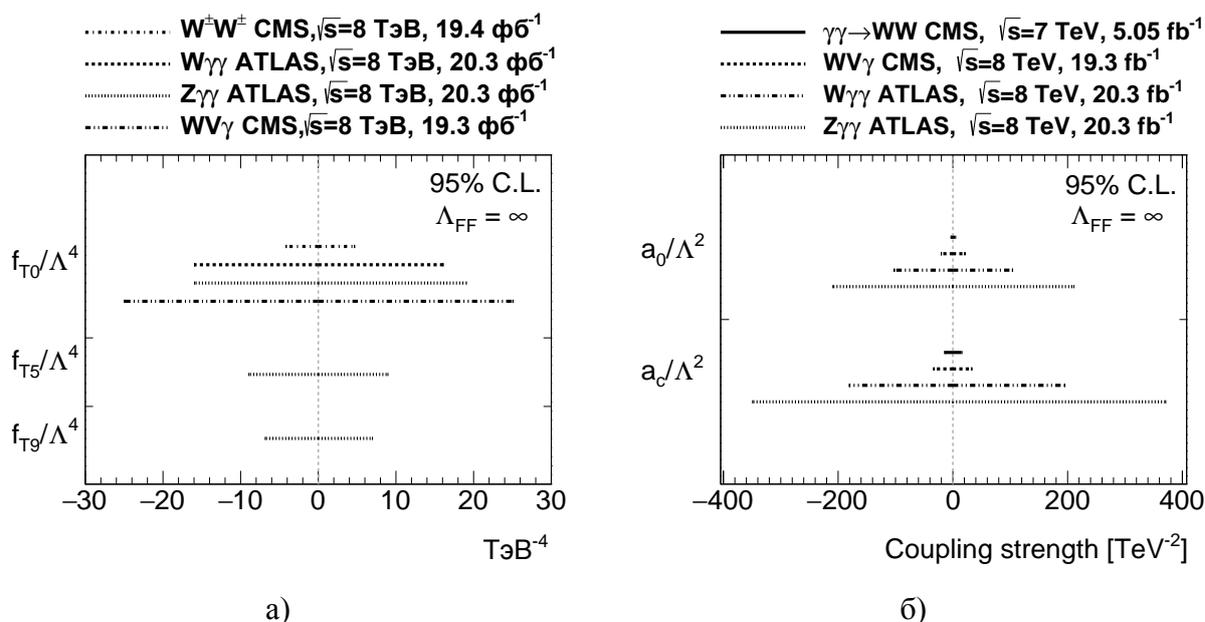


Рис. 8 — Сравнение наблюдаемых в данном исследовании неунитарных (без форм фактора) пределов для параметров  $\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$ ,  $\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$  и  $\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$  (слева) и LEP параметров  $\frac{a_c}{\Lambda^2}$  и  $\frac{a_0}{\Lambda^2}$  (справа) с аналогичными пределами, полученными в других процессах и на других экспериментах.

адронных струй на основе протонных столкновений в первом сеансе работы БАК. Наблюдалось согласие моделирования и экспериментальных данных в пределах погрешности.

- Получены сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона и двух фотонов с последующим распадом  $Z$  на нейтрино и антинейтрино на основе данных от протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 8 ТэВ:
  - для инклюзивного случая ( $N_{jets} \geq 0$ )  $2.5^{+1.0}_{-0.9}(\text{стат}) \pm 1.1(\text{сист}) \pm 0.1(\text{свет})$
  - для эксклюзивного случая ( $N_{jets} = 0$ )  $1.18^{+0.52}_{-0.44}(\text{стат})^{+0.48}_{-0.49}(\text{сист}) \pm 0.02(\text{свет})$
- Получены пределы на параметры, описывающие взаимодействие 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 равной 8 ТэВ.

### Публикации по теме диссертации

Работы в рецензируемых научных изданиях, входящих к список ВАК:

- 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.
- 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.
- 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.

4. 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.
5. Krasnopevtsev D. Tracking properties of the ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) // Journal of Physics: Conf. Ser. — 2017. — Т. 798, № 012150. — С. 1–5.

Работы в нецензурируемых 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.

## Список литературы

1. Abbiendi G. et al. [OPAL collaboration]. Search for anomalous photonic events with missing energy in  $e^+e^-$  collisions at  $S^{*(1/2)} = 130\text{-GeV}$ ,  $136\text{-GeV}$  and  $183\text{-GeV}$  // 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. Aad G. et al. [ATLAS collaboration]. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Т. 3. — С. S08003.
10. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings / Celine Degrande, Nicolas Greiner, Wolfgang Kilian et al. // Annals Phys. — 2013. — Т. 335. — С. 21–32.
11. 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.
12. Krasnopevtsev D. Tracking properties of the ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Т. 798, № 012150. — С. 1–5.
13. 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.

14. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss et al. // JHEP. — 2009. — T. 0902. — C. 007.
15. 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.
16. 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.
17. 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>.
18. Arnold K. et al. VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons // Comput. Phys. Commun. — 2009. — T. 180. — C. 1661–1670.