

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
Московский Государственный Университет
имени М. В. Ломоносова

На правах рукописи

Болдырев Алексей Сергеевич

Физика В-мезонов в эксперименте ATLAS на LHC

Специальность 01.04.23 —
«Физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., проф.
Смирнова Лидия Николаевна

Москва – 2013

Содержание

Введение	6
1 Эксперимент ATLAS на Большом Адронном Коллайдере	13
1.1 Характеристики первого цикла набора данных в эксперименте ATLAS при pp -соударениях	16
1.2 Измерение множественностей заряженных частиц в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ.	16
1.2.1 Монте–Карло моделирование событий.	17
1.2.2 Отбор событий.	18
1.2.3 Вклад фоновых событий.	21
1.2.4 Результаты измеренных множественностей.	21
1.3 Открытие бозона Хиггса - основная задача LHC	23
1.3.1 Сигнальные и фоновые смоделированные события . . .	25
1.3.2 Характеристика каналов для поиска бозона Хиггса . . .	27
1.3.3 Статистическая процедура обработки результатов	28
1.3.4 Коррелированные систематические неопределённости .	29
1.3.5 Результаты поиска бозона Хиггса	31
1.4 Программа исследований B -физики в эксперименте ATLAS . .	36
1.5 Система триггера ATLAS	40
1.5.1 Общая характеристика системы триггера ATLAS	40
1.6 Выводы к первой главе	43
2 Трековый детектор переходного излучения (TRT) в эксперименте ATLAS	44

2.1	Описание трекового детектора переходного излучения	44
2.2	Первые результаты TRT с момента запуска LHC	49
2.3	Управление и контроль работы TRT в течение первого цикла работы Большого Адронного Коллайдера	54
2.4	Создание и поддержка трековых данных (TrackD3PD) для TRT	58
2.5	Оптимизация состава газовой смеси для работы детектора TRT в цикле набора данных 2013 г.	61
2.6	Выводы ко второй главе	64
3	Проект модернизации Внутреннего детектора ATLAS. Детектор GasPix	66
3.1	Идея газового пиксельного детектора	66
3.2	Моделирование газовых смесей для детектора GasPix	68
3.2.1	Программное обеспечение	69
3.2.2	Оптимизация свойств газовой смеси	69
3.2.3	Определение компонентов газовой смеси	70
3.3	Результаты моделирования свойств газовых смесей для детек- тора GasPix	73
3.3.1	Скорость дрейфа	73
3.3.2	Коэффициент диффузии в направлении, перпендикуляр- ном магнитному полю	75
3.3.3	Величина угла Лоренца	75
3.4	Моделирование трековых параметров детектора GasPix	78
3.4.1	Использовавшееся программное обеспечение	78
3.4.2	Основные параметры моделирования прохождения трека	78
3.5	Результаты моделирования прохождения трека	88
3.6	Тестовые испытания прототипов детектора (ноябрь 2012 г.) . .	89
3.7	Выводы к третьей главе	96

4	<i>B</i>-физика в эксперименте ATLAS	97
4.1	Введение	97
4.2	Процессы рождения и корреляции <i>b</i> -кварков	97
4.2.1	Корреляции в рождении <i>b</i> -кварков	99
4.2.2	Характеристики заряженных частиц в событиях с рождением <i>b</i> -кварков.	102
4.3	Моделирование рождения <i>B</i> -мезонов	108
4.4	Наблюдение эксклюзивных распадов <i>B</i> -мезонов	109
4.4.1	Наблюдение канала распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	111
4.5	Выводы к четвёртой главе	119
5	Поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	121
5.1	Введение	121
5.2	Предварительный отбор данных	122
5.3	Метод нормировочного канала	123
5.4	Состав фона и выбор сигнальных событий	125
5.5	Определение выхода нормировочного канала	129
5.6	Определение верхнего предела относительной парциальной ширины	131
5.7	Выводы к пятой главе	135
	Заключение	136
	Литература	139
A	Конфигурация детектора TRT в сеансе набора данных 2013 г.	148
B	Пояснения к тестовым испытаниям детектора GasPix на пучке SPS	
	Н4 в ноябре 2012-го года	149
B.1	Программы управления и сбора данных, применявшихся во время тестовых испытаний детектора GasPix	149

В.2	Сводная таблица основных параметров тестовых испытаний детектора GasPix	152
В.2.1	Примечание к Сводной таблице основных параметров тестовых испытаний детектора GasPix	157

Введение

Одной из основных задач физики элементарных частиц является экспериментальная проверка параметров Стандартной модели. Наиболее детальную информацию о свойствах взаимодействий на субатомных масштабах на данный момент могут предоставить экспериментальные установки коллайдерных экспериментов. Большой адронный коллайдер (LHC) позволяет достигнуть рекордных значений энергии сталкивающихся пучков протонов (до 14 ТэВ в системе центра масс) до номинальной светимости порядка $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Работа беспрецедентных по сложности и своим характеристикам детекторов позволили коллаборациям ATLAS и CMS в 2012 г. объявить об обнаружении новой частицы, которая по своим свойствам может соответствовать бозону Хиггса Стандартной модели. Необходимые характеристики детекторов для поиска новых свойств субатомных частиц на LHC - высокие пространственные и временные разрешения, работа при высоких нагрузках.

Физика B -мезонов является важной частью физической программы эксперимента ATLAS. Она охватывает многие аспекты физики прелестных ароматов. Во-первых, это измерение сечений рождения адронов, содержащих b - и c -кварки, в первую очередь J/Ψ и Υ . Во-вторых, это изучение свойств целого семейства B -мезонов: B_d^0 , B^+ , B_s^0 , B_c (и их зарядовых партнёров), а также B -барионов, что предоставляет новую информацию о характеристиках частиц и свойствах их рождения. Особое внимание в программе B -физики уделяется прецизионным измерениям редких распадов B -адронов, таким как $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $B_{(s)} \rightarrow \mu^+\mu^-X$, позволяющих проверить предсказания Стандартной модели для относительной парциальной ширины этих распадов, в

первую очередь $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Прецизионные измерения в рамках B -физики позволят провести не прямые наблюдения Новой физики в дополнение к прямому поиску Новой физики на Большом адронном коллайдере.

Одним из способов сочетания высокой точности регистрации трека с высокими требованиями к нагрузочной способности является применение детекторов с большой степенью гранулированности. В эксперименте ATLAS наибольшей гранулированностью обладают компоненты Внутреннего детектора. В центральной его части расположены пиксельные и микростриповые кремниевые детекторы. Малость размера чувствительного элемента пиксельного детектора позволяет достигнуть высокоточного определения вершин взаимодействий. В трековом детекторе переходного излучения, являющегося наиболее удалённой частью Внутреннего детектора, достигается меньшая пространственная точность в определении координат трека по сравнению с кремниевыми детекторами, что компенсируется большим числом зарегистрированных координат трека.

Предлагаемая к защите диссертационная работа непосредственно связана с возможностью высокоточной регистрации треков заряженных частиц во Внутреннем детекторе установки ATLAS при высоких нагрузках.

Целью диссертационной работы является поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в эксперименте ATLAS на Большом адронном коллайдере для проверки предсказаний Стандартной модели.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При участии автора осуществлен запуск и проведён контроль качества работы трекового детектора переходного излучения (TRT) ATLAS. Методом моделирования автором определены варианты состава альтернативной (без использования ксенона) активной газовой смеси с целью обеспечения требуемых характеристик детектора TRT.

2. Созданы алгоритмы для получения и анализа трековых данных TRT в универсальном для эксперимента ATLAS формате D3PD. Определены эксплуатационные характеристики TRT: среднее пространственное разрешения трека составляет 120 мкм в центральной и 135 мкм в торцевых частях детектора при 30-ти координатах регистрации (хитов) на трек; загрузки детектора в зависимости от числа первичных вершин в одном акте pp -соударения не превышают 0.35 в барреле и 0.24 в торцевых частях при светимости коллайдера порядка $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, что обеспечивает хорошее качество данных при достигнутой светимости как в pp -соударениях, так и в соударениях тяжёлых ионов.
3. Определены варианты газовой смеси, величины координатного и углового разрешения газового пиксельного детектора (19.4 мкм и 0.47° для угла падения трека 20° , соответственно). Показано соответствие расчетных и тестовых результатов разрешения детектора, полученных в испытаниях на пучке, что обеспечивает возможность использования детектора этого типа для модернизации Внутреннего детектора установки ATLAS.
4. Выполнен анализ событий с рождением B -мезонов при энергиях LHC, моделированных с помощью Монте-Карло генератора PYTHIA 6.4. Обнаружены корреляции в распределениях множественности заряженных частиц по псевдобыстроте относительно направления вылета B -мезона и зависимость ассоциированной множественности частиц от механизма рождения b -кварков.
5. Определён верхний предел относительной парциальной ширины редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на интегральной светимости 2.4 фб^{-1} , равный $2.2(1.9) \times 10^{-8}$ при 95% (90%) уровне достоверности.

Научная новизна обусловлена тем, что определены эксплуатационные характеристики TRT для первых сеансов набора данных установки ATLAS.

Впервые детектор из дрейфовых трубок показал успешную работу в условиях высокой светимости (до $7.7 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$). Детектор GasPix представляет новый тип газового детектора, позволяющий определять как координаты с точностью 12 мкм, так и вектор движения заряженной частицы.

Впервые при столь высокой энергии протонных соударений 7 ТэВ были реконструированы эксклюзивные распады B -мезонов. При участии автора получен новый результат эксперимента ATLAS для верхней границы парциальной ширины редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на интегральной светимости 2.4 фб^{-1} .

Практическая значимость представленной работы обусловлена тем, что полученный в работе новый результат для верхней границы парциальной ширины редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ важен для дальнейшего планирования и проведения экспериментов по проверке Стандартной модели. Разработанная при участии автора методика поиска редких распадов B -мезонов в эксперименте ATLAS используется в дальнейших исследованиях редких распадов B -мезонов. Предложены рекомендации для выбора активной газовой смеси для следующего цикла работы трекового детектора переходного излучения ATLAS. Результаты разработки нового газового пиксельного детектора GasPix могут быть использованы в модернизации установки ATLAS и могут найти применение в других экспериментах физики высоких энергий.

Достоверность диссертации определяется совпадением расчетных и экспериментальных характеристик детектора TRT, использованием стандартного программного обеспечения эксперимента ATLAS в анализе и моделировании, применением современных программ моделирования (для детектора GasPix) и совпадением расчетных и тестовых результатов. Достоверность результатов по характеристикам B -мезонов определяется совпадением измеренной массы B^+ - мезона с табличными данными Particle Data Group и тем, что измерения верхнего предела относительной парциальной ширины редкого распа-

да $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ подтверждаются аналогичными результатами экспериментов LHCb и CMS.

Апробация работы и публикации. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на рабочих совещаниях коллаборации ATLAS в группах B -физики и TRT. Автор выступал с докладами по теме диссертации на международных конференциях, Ломоносовских и Черенковских чтениях, на Европейской Школе по Физике Высоких Энергий и совещаниях по совместному проекту РФФИ-Япония “Наложение экспериментальных ограничений на характеристики рождения тяжёлых кварков на Большом адронном коллайдере с помощью детектора ATLAS”. Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 печатных изданиях [1–10], 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [2, 5, 8], 3 — в трудах конференций [3, 6, 10], 4 — в тезисах докладов [1, 4, 7, 9].

Личный вклад заключается в участии автора в запуске и мониторинге качества работы детектора TRT в составе экспериментальной установки ATLAS, получении первых характеристик его работы. Для представления данных TRT в унифицированном формате эксперимента ATLAS автором были разработаны программные алгоритмы создания трековых данных. С их помощью проведён анализ данных, полученных детектором TRT в 2011 г.

Автором производилось моделирование свойств чувствительного элемента (тонкостенной дрейфовой трубки) трекового детектора переходного излучения для эксплуатации детектора с Ar -содержащей рабочей газовой смеси. Лично автором выполнено моделирование характеристик газовых смесей детектора нового типа (газового пиксельного детектора) GasPix для модернизации установки ATLAS. Автор принимал участие в тестовых испытаниях детектора GasPix в ноябре 2012 г. в ЦЕРН, провел анализ данных испытаний и выполнил сравнение результатов моделирования характеристик детектора и соответствующих измерений. Автор провел модельные расчеты характеристик событий с рождением B -мезонов, реконструкции распадов B^+ -мезонов и эффективности

триггера для отбора редких распадов B -мезонов, принимал участие в поиске событий редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на начальной статистике 2.4 фб^{-1} .

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 156 страниц с 48 рисунками и 6 таблицами. Список литературы содержит 80 наименований.

Во введении обоснована актуальность исследований, сформулирована цель диссертационной работы, показана её научная новизна и её практическая значимость.

Первая глава содержит основные характеристики первого цикла работы (2009–2012 гг.) детектора ATLAS и коллайдера LHC в целом.

Во второй главе приведено описание трекового детектора переходного излучения и параметры его работы начиная с момента запуска Большого Адронного Коллайдера.

В третьей главе представлены результаты моделирования и тестовых испытаний детектора GasPix, который входит в проект модернизации Внутреннего детектора экспериментальной установки ATLAS.

Четвёртая глава посвящена изучению физики B -мезонов в рамках физической программы эксперимента ATLAS.

В пятой главе описан поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на экспериментальных данных детектора ATLAS.

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы.

Благодарности. Мне хочется выразить огромную благодарность своему научному руководителю Смирновой Лидии Николаевне за общее научное руководство работой, возможность работать в составе коллаборации ATLAS и полезные обсуждения научных вопросов. Большую благодарность выражаю своим коллегам из Лаборатории нейтринной физики Отдела экспериментальной физики высоких энергий – Сивоклокову Сергею Юрьевичу и Турчихину Семёну Михайловичу за ценные советы, а также заведующему кафедрой

Общей ядерной физики Физического факультета МГУ Ишханову Борису Саркисовичу за неизменную доброжелательность и помощь в период обучения. Выражаю благодарность своим близким за понимание во время написания диссертации.

Глава 1

Эксперимент ATLAS на Большом Адронном Коллайдере

Установка ATLAS располагается на ускорительном кольце Большого Адронного Коллайдера (LHC) и размещается под землей на глубине более 100 м [11]. Соударения протонных пучков (банчей) будут происходить каждые 25 наносекунд, т. е. с частотой 40 МГц. При планируемой на первом этапе светимости ускорителя $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при каждом столкновении пучков будет происходить в среднем 2-3 протонных соударения. При светимости $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при каждом столкновении пучков будет происходить уже 25 протонных соударений. По мере увеличения энергии сталкивающихся пучков детектирование продуктов столкновения становится все более сложной задачей. Детектор ATLAS будет выдавать огромный объём информации. LHC будет создавать в центре детектора почти 10^9 pp -столкновений в секунду. Такому числу столкновений соответствует гигантский поток информации. Важной задачей является отсеять как можно большее число фоновых событий.

Как показано на Рисунке 1.1, область соударения пучков окружена Внутренним детектором (Inner Detector). Его диаметр составляет 2 м, а длина 6.5 м. Он помещен в сверхпроводящий соленоид, который обеспечивает внутри детектора магнитное поле 2 Тл. В магнитном поле треки частиц искривляются в зависимости от знака заряда частицы и её импульса. Задача детектора - определение точки соударения протонов и траекторий вторичных частиц, которые образуются в результате соударения. Для этого применяются два типа детектирующих устройств: кремниевые пиксельные и микростриповые детекторы

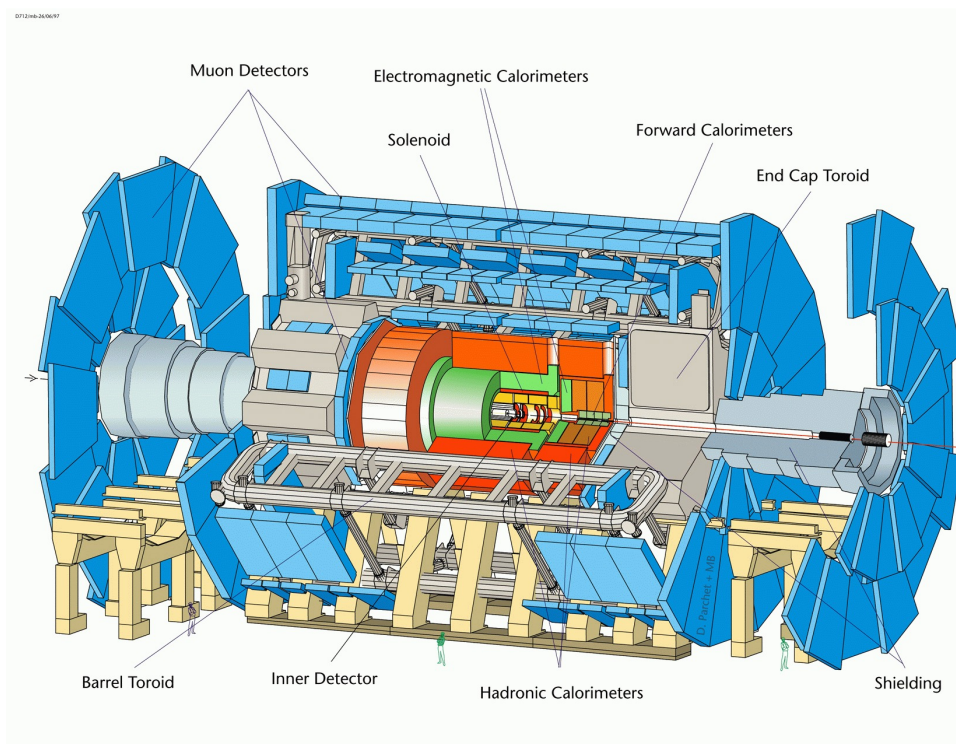


Рисунок 1.1: Детектор ATLAS

(они заполняют самую центральную часть внутреннего детектора и обеспечивают точность измерения координаты около 0.01 мм), и детектор переходного излучения (более удаленная часть внутреннего детектора), состоящий из тонких газонаполненных дрейфовых трубок диаметром 4 мм . Детекторы расположены так, чтобы частицы пересекали их преимущественно перпендикулярно к плоскости детектора или оси трубки. Чтобы выдержать радиационные нагрузки, кремниевые детекторы должны работать при температуре 0°C . Поэтому эта часть трековой системы помещена в криостат. Траектория каждой частицы большой энергии должна иметь по крайней мере 6 прецизионно измеренных координат.

Длина дрейфовых трубок детектора переходного излучения в центральной (баррельной) его части достигает 1.6 м . Точность определения координаты частицы в них составляет около 0.15 мм , число точек измерения на один трек - 36. Дрейфовые трубки регистрируют как ионизационное излучение, так и переходное рентгеновское излучение, обеспечивая идентификацию элек-

тронов. Всего в детекторе используется около 400 тысяч дрейфовых трубок. Столь большое количество трубок необходимо для того, чтобы обеспечить 4π -геометрию установки, а также для требований эффективности восстановления траекторий частиц.

Внутренний трековый детектор заключен в оболочку калориметров. Калориметрия играет важную роль в установке ATLAS. Она обеспечивает прецизионное измерение энергии электронов, фотонов, “струй” адронов, возникающих при адронизации кварков и “недостающей” энергии, уносимой нейтрино или другими нейтральными слабовазаимодействующими частицами, например, гипотетическими суперсимметричными партнерами уже известных частиц. В калориметре происходит регистрация адронного ливня в наиболее удаленной части детектора (в адронном калориметре) и регистрация электромагнитного ливня в электромагнитном калориметре, расположенным перед адронным. Модули электромагнитного калориметра и торцевых адронных калориметров в качестве активного вещества между слоями поглотителя используют жидкий аргон, что обеспечивает необходимое быстроедействие, высокое разрешение и высокую радиационную стойкость детектора. Адронный калориметр в более приближенной к центру части собран из железных пластин, прослоенных сцинтилляторами. Это более дешевая и достаточно надежная конструкция по сравнению с жидкими аргоновыми калориметрами. Мюонная система ATLAS расположена за калориметрами, в которых поглощаются все электроны, фотоны и адроны. Мюоны имеют высокую проникающую способность и в калориметрах поглощаются очень мало. Поэтому практически все зарегистрированные мюонной системой заряженные частицы являются мюонами. Основным типом детекторов в мюонной системе являются дрейфовые трубки диаметром 3 см. Результаты измерений, полученные с помощью мюонной системы (внешней трековой системы), “сшиваются” с данными внутреннего детектора для идентификации частиц.

1.1 Характеристики первого цикла набора данных в эксперименте ATLAS при pp -соударениях

Главной особенностью набора физических данных в эксперименте на Большом Адронном Коллайдере является постоянно меняющиеся условия, вследствие быстрого роста текущей светимости.

1.2 Измерение множественностей заряженных частиц в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ.

Измерение множественностей заряженных частиц является первым результатом измерений трековых детекторов установки ATLAS. Впервые было выполнено сравнение распределения множественностей заряженных частиц с предсказаниями Монте-Карло генераторов рождения частиц. Показано, что ни один из существовавших на тот момент Монте-Карло генераторов не дал количественного описания данных по множественности заряженных частиц.

Для измерения множественностей заряженных частиц брались первично заряженные частицы с поперечным импульсом $p_T > 500$ МэВ/с в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. Первично заряженными считались частицы со средним временем жизни $\tau > 0.3 \times 10^{-10}$ с, рождавшиеся напрямую в pp -взаимодействиях или от последующего распада частиц с более коротким временем жизни. Из распределений треков, восстановленных во Внутреннем детекторе ATLAS, были отобраны те, чтобы получить следующие распределения:

$$\frac{1}{N_{\text{ev}}} \cdot \frac{dN_{\text{ch}}}{d\eta}, \quad \frac{1}{N_{\text{ev}}} \cdot \frac{1}{2\pi p_T} \cdot \frac{d^2 N_{\text{ch}}}{d\eta dp_T}, \quad \frac{1}{N_{\text{ev}}} \cdot \frac{dN_{\text{ev}}}{dn_{\text{ch}}} \quad \text{и} \quad \langle p_T \rangle \text{ vs. } n_{\text{ch}},$$

где N_{ev} - число событий, в которых содержится по крайней мере одна заряженная частица в выбранной кинематической области, N_{ch} - общее число заряженных частиц, n_{ch} - число заряженных частиц в событии и $\langle p_T \rangle$ - среднее значение поперечного импульса для данного числа заряженных частиц. Были сделаны сравнения с предыдущими измерениями множественностей заряженных частиц в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ в системе центра масс [12, 13], а также с Монте-Карло моделями.

1.2.1 Монте–Карло моделирование событий.

Процессы рассеяния с низким значением поперечного импульса могут описываться в нижнем порядке теории возмущений квантовой хромодинамики при помощи партонного рассеяния, причём расходимости в сечениях при $p_T = 0$ учитываются в феноменологических моделях [14]. Монте-Карло генератор событий PYTHIA [15] включает некоторые такие модели. Их параметры были настроены для наилучшего описания рождения заряженных адронов и характеристик сопутствующих событий (underlying events) в pp и $p\bar{p}$ данных при энергиях системы центра масс между 200 ГэВ и 1.96 ТэВ.

В общей сложности более 10 миллионов Монте–Карло событий было смоделировано для однопартонных, дваждыдифракционных и бездифракционных процессов при помощи генератора PYTHIA 6.4.21. Для первых данных эксперимента ATLAS использовался специальный набор оптимизированных параметров, ATLAS MC09 PYTHIA [16], включающий функции партонного распределения MRST LO* [17] и модели партонных ливней для низких значений p_T . Этот набор параметров был создан с помощью настройки на характеристики сопутствующих событий данных Tevatron при 630 ГэВ и 1.8 ТэВ. Полученные Монте-Карло наборы данных использовались для определения акцептанса и эффективности компонентов детектора, а также для корректировки снимаемых данных.

В целях сравнения текущих измерений с различными феноменологическими моделями, описывающие недифракционные (Minimum Bias) взаимодействия, были созданы дополнительные Монте-Карло наборы данных, для которых использовались соответствующие расширенные настройки ATLAS MC09с PYTHIA [16], в которых была изменена интенсивность цветовой перестройки для описания распределений $\langle p_T \rangle$ как функции n_{ch} , измеренных в эксперименте CDF в $p\bar{p}$ -столкновениях [18]. В настройках PYTHIA Perugia0 [19] мягкая часть КХД была настроена при помощи недифракционных данных с ускорителя Tevatron. Недифракционные, одно- и дважды-дифракционные вклады в смоделированных событиях были подобраны для наилучшего описания неупругого рассеяния. Все события прошли через стандартный программный пакет моделирования детектора ATLAS [20], основанный на GEANT4 [21]. Затем они были реконструированы и проанализированы в тех же алгоритмах физического анализа, что используются для физических данных. Особое внимание было уделено размеру и положению пятна соударений пучков.

1.2.2 Отбор событий.

В данном анализе использовались данные, собранные детектором ATLAS в условиях стабильного пучка в период между 6.12.2009 и 15.12.2009. Было собрано в общей сложности 455593 событий соударений протонных банчей, для которых сработал MBTS-триггер (Minimum Bias Trigger Scintillator). Для проведения инклюзивно-неупругих измерений не накладывалось никаких специальных ограничений. Смоделированная Монте-Карло методами эффективности и стандартные настройки генератора PYTHIA позволили определить светимость образца данных, составившую приблизительно 9 мкбн^{-1} , при максимальной текущей светимости $5 \times 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Вероятность дополнитель-

ных взаимодействий в одном акте пересечения банчей оценивалась менее, чем 0.1%.

Во время сбора первых данных успешно функционировал Внутренний детектор установки ATLAS: 96% пиксельного детектора, 99% кремниевого микрострипового и 98% трекового детектора переходного излучения. Восстанавливались треки во всём диапазоне аксептанса Внутреннего детектора при $|\eta| < 2.5$ [22]. Трековые кандидаты реконструировались при не менее 7 координатах регистрации (хитах) в Pixel и SCT и далее экстраполировались в область TRT, что позволяло значительно увеличить импульсное разрешение.

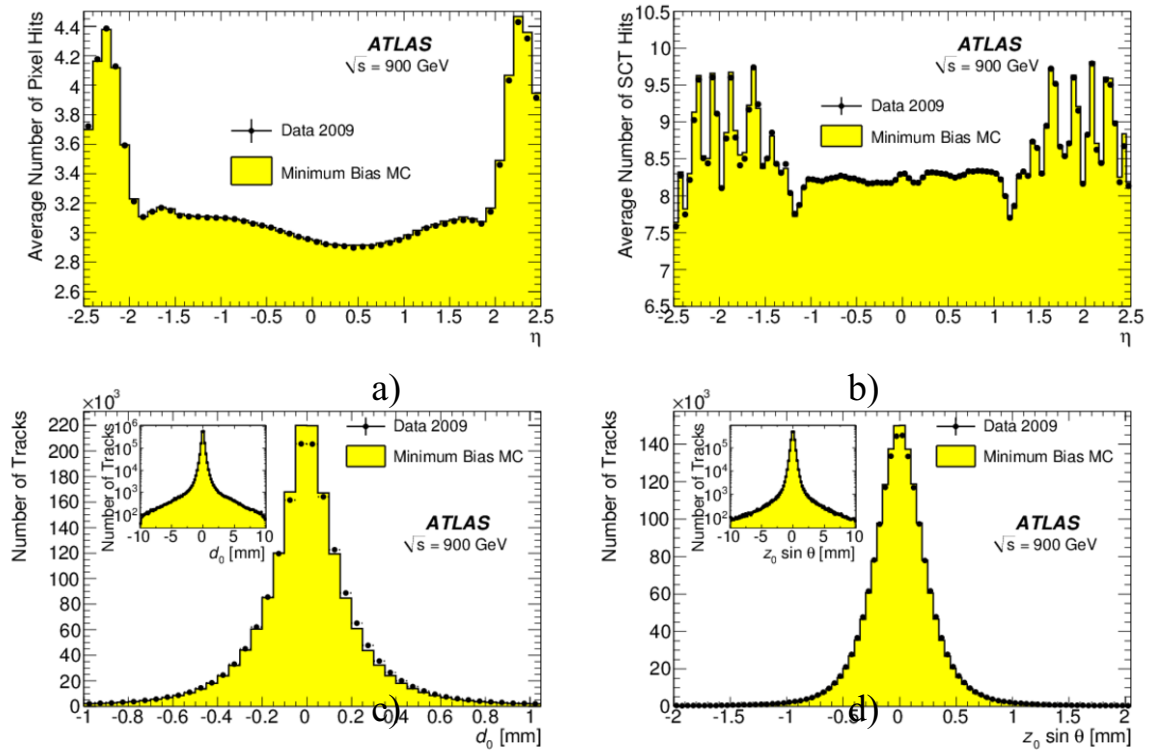


Рисунок 1.2: Сопоставление данных (точки) и недифракционного ATLAS MC09 моделирования (гистограммы) для среднего числа хитов в Pixel (а) и SCT (б) на трек как функция η , распределение поперечного (в) и продольного (г) прицельного параметра восстановленных треков. Монте-Карло распределения в (в) и (г) нормированы на количество треков в данных. В окнах нижних рисунков приведены распределения в логарифмическом масштабе.

В данном анализе использовались заряженные частицы с $p_T > 500$ МэВ/с, систематические неопределённости которых от взаимодействия с материалом детектора значительно ниже, чем у частиц с меньшим поперечным импульсом. Для уменьшения вклада фоновых событий и непервичных треков, а также для уменьшения систематических неопределённостей применялся следующий отбор:

1. присутствие первичной вершины [23], восстановленной с тремя и более треками ($p_T > 150$ МэВ с прицельным параметром $|d_0^{BS}| < 4$ мм для каждого из треков);
2. по крайней мере один трек с $p_T > 500$ МэВ/с с одним и более хитом в Pixel, и > 5 хитов в SCT, обладающий $|d_0| < 1.5$ мм и $|z_0| \cdot \sin\Theta < 1.5$ мм (в азимутальной плоскости).

Множественность отобранных треков обозначалась как n_{Sel} . 926201 события осталось после вышеописанного отбора. В них содержалось 1863622 отобранных трека. Рабочие характеристики внутреннего детектора иллюстрирует Рисунок 1.2, на котором изображены отобранные треки и соответствующее Монте-Карло моделирование. Видно, что формы перекрывающихся модулей Pixel и SCT в передней области, а также неэффективности отключённых модулей Pixel хорошо описываются моделированием. Монте-Карло распределения смоделированного прицельного параметра описывают данные с точностью лучше 10%, как видно на Рисунке 1.2(г,д).

Эффективности триггера и реконструкции вершин параметризовались как функции числа треков, прошедших отбор, исключая ограничения, относящиеся к первичной вершине. Взамен требовалось, чтобы поперечный прицельный параметр должен быть менее 4 мм. Множественность таких треков обозначалась как n_{Sel}^{BS}

1.2.3 Вклад фоновых событий.

Существовало два возможных источника фоновых событий, которые могли влиять на отобранные данные: космические лучи и фон от пучка. До сбора данных в отсутствие пучка для MBTS-триггера первого уровня была определена частота космических событий, регистрируемых триггером, которая составила величину менее 10^{-6} . Фоновые события, инициированные пучком могут происходить из-за остаточных частиц внутри откаченной трубы, где находится пучок. В MBTS-триггере первого уровня был оценён уровень таких событий (в присутствии пучка, но без столкновений), который составил 10^{-4} . Ограничения на параметры реконструированной первичной вершины полностью снимают влияние фоновых событий от пучка.

1.2.4 Результаты измеренных множественностей.

На Рисунке 1.3 показаны распределения первично заряженных частиц для событий с $n_{ch} \geq 1$ в кинематической области $p_T > 500$ МэВ и $|\eta| < 2.5$. Плотность псевдобыстроты заряженных частиц показана на Рисунке 1.3(а). Она измерялась как приближённо плоская в диапазоне $|\eta| < 1.5$ со средним значением $1.333 \pm 0.003(\text{стат.}) \pm 0.040(\text{сист.})$ заряженных частиц на событие и единицу псевдобыстроты в области $|\eta| < 0.2$. Заметно уменьшение плотности частиц при больших значениях $|\eta|$. Видно, что предсказания всех использованных в сравнении Монте-Карло генераторов на 5–15% ниже измеренных множественностей. Формы предсказаний множественностей хорошо описываются всеми моделями, за исключением PYTHIA DW.

Распределение N_{ch} в бинах поперечного импульса представлено на Рисунке 1.3(б). Оно было получено взвешиванием каждого значения на $1/p_T$. Монте-Карло модели не воспроизводят данные для $p_T > 0.7$ ГэВ. Наибольшую разницу с данными показал генератор PHOJET.

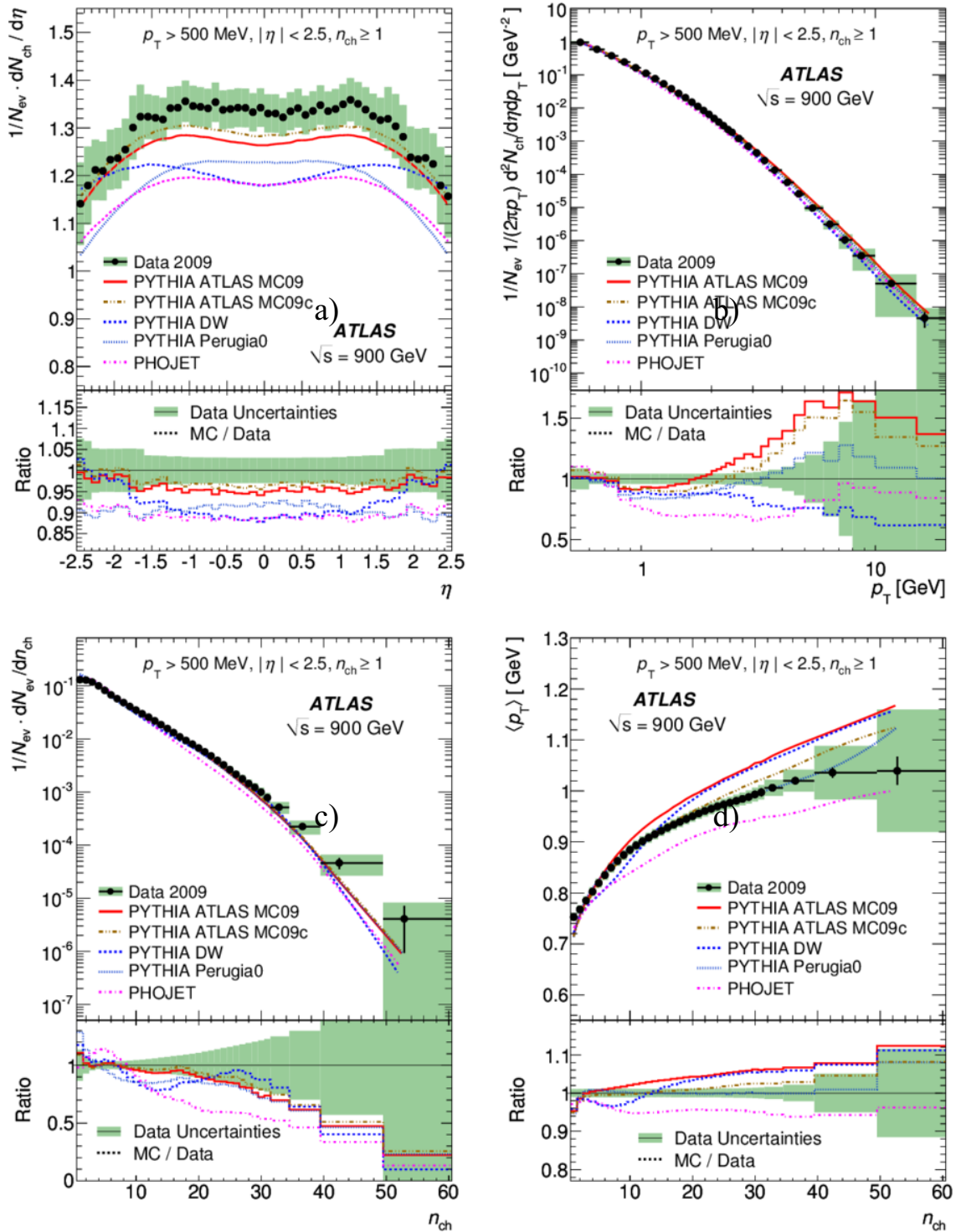


Рисунок 1.3: Множественности заряженных частиц для событий с $n_{ch} \geq 1$ в кинематической области $p_T > 500$ МэВ/с и $|\eta| < 2.5$. Показаны распределения множественностей заряженных частиц как функция псевдобыстроты (a) и поперечного импульса (b), множественности заряженных частиц (c), и средний поперечный импульс как функция числа заряженных частиц в событии (d). Точки соответствуют данным, кривые - предсказаниям различных Монте-Карло моделей. Столбцы соответствуют статистическим неопределёностям, затенённые области показывают квадратичные статистические и систематические неопределённости.

На Рисунке 1.3(в) показано распределение множественности от величины n_{ch} . PYTHIA показывает избыток событий с $n_{ch} = 1$ по отношению к данным, в то время как число событий с $n_{ch} \geq 10$ ниже, чем в данных. Данное расхождение может быть объяснено тем, что общее число заряженных частиц во всех моделях ниже, чем в данных (см. Рис. 1.3(а) и 1.3(б)). Генератор RHOJET хорошо предсказывает число событий с $n_{ch} = 1$, но в при больших n_{ch} его предсказания расходятся с данными.

Среднее значение поперечного импульса как функция n_{ch} изображено на Рисунке 1.3(г). Виден рост $\langle p_T \rangle$ с увеличением n_{ch} и изменение наклона около значения $n_{ch} = 10$. Такое поведение уже наблюдалось в эксперименте CDF при $p\bar{p}$ -соударениях на коллайдере Tevatron при энергии 1.96 ТэВ [18]. Параметризация Perugia0, которая была получена на данных недифракционных взаимодействий, собранных детектором CDF, хорошо описывает данные. Другие модели не могут описать данные ниже $n_{ch} \approx 25$, за исключением настройки PYTHIA MC09c.

1.3 Открытие бозона Хиггса - основная задача ЛНС

Стандартная модель элементарных частиц проверялась в разнообразных экспериментах начиная с 1970-х годов и успешно описывала взаимодействия элементарных частиц при высоких энергиях. Тем не менее, механизм нарушения электрослабой симметрии в Стандартной модели до 2012-го года не был подтверждён экспериментально. Этот механизм, наделяющий массами элементарные частицы, требует существования скалярной частицы - Хиггсовского бозона Стандартной модели.

Поиск бозона Хиггса, хронологически последней частицы Стандартной модели, является одной из основных целей физической программы Большого Адронного Коллайдера [24].

Косвенные ограничения по массе бозона Хиггса Стандартной модели $m_H < 158$ ГэВ при 95%-ом доверительном интервале (CL) были установлены при помощи прецизионных электрослабых измерений [25]. Прямые поиски на экспериментах LEP, Tevatron и LHC исключили при 95% CL возможность существования бозона Хиггса Стандартной модели с массой менее 600 ГэВ, исключая диапазон масс от 116 ГэВ до 127 ГэВ.

Коллаборации ATLAS [26] и CMS [27] на Большом Адронном Коллайдере сообщили об избытке событий в наборах данных pp -соударений при энергии центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, который может быть объяснён распадами бозонов Хиггса Стандартной модели в массовой области 124–126 ГэВ со значениями статистической значимости 2.9 и 3.1 стандартных отклонения (σ) соответственно. Коллаборации CDF и DØ на коллайдере Tevatron также сообщили об избытке событий в области 120–135 ГэВ; используя подстройку под LHC, CDF и DØ нашли указание на бозон Хиггса Стандартной модели при $m_H = 125$ ГэВ со статистической значимостью 2.7σ для CDF [28], с 1.1σ для DØ [29] и с 2.8σ для комбинации их результатов [30], соответственно.

Было отобрано около 4.8 фб^{-1} данных, собранных установкой ATLAS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в каналах $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell^1$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$, а также около 5.9 фб^{-1} данных в канале $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$, собранных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Были проанализированы данные, собранные при значениях текущей светимости вплоть до $6.8 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, при различной величине μ наложений событий (pile-up). Для данных, собранных при энергии столкновения 7 ТэВ среднее число взаимодействий на акт соударения банчей составляло около 10; для данных при 8 ТэВ среднее число взаимодействий увеличилось до 20. Чтобы уменьшить влияние накладываемых событий в физическом анализе при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

¹ ℓ обозначает электрон либо мюон

применялись более строгие ограничения по реконструкции, идентификации и изоляции² отбираемых электронов и фотонов, нежели в анализе при энергии 7 ТэВ. Так, для канала $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ возросшая величина наложения событий ухудшает разрешение упущенной поперечной энергии E_T^{miss} вследствие значительного увеличения фоновых событий Дрелла-Яна в конечных состояниях с одинаковым ароматом.

Область инвариантных масс от 110 ГэВ до 140 ГэВ была объявлена “закрытой” во время оптимизации алгоритмов анализа³.

1.3.1 Сигнальные и фоновые смоделированные события

В физическом анализе учитывались следующие процессы рождения бозона Хиггса Стандартной модели: слияние глюонов ($gg \rightarrow H$, доминирующий), слияние векторных бозонов ($qq' \rightarrow qq'H$) и ассоциативное рождение вместе с W- или Z-бозоном ($qq' \rightarrow qq'H$). Меньший вклад даёт ассоциативное рождение вместе с топ-кварками ($q\bar{q}/gg \rightarrow t\bar{t}H$). Для процессов слияния глюонов сигнальное сечение рассчитывалось при NNLO порядке теории возмущений КХД. Применялись NLO электрослабые поправки, а также суммирование по мягким глюонам в ведущем логарифмическом (LL) и следующих за ним приближениях (вплоть до NNLL). Для процессов слияния векторных бозонов сечение рассчитывалось с применением полных КХД и электрослабых поправок в NLO-приближении и с приближёнными NNL-поправками теории возмущений КХД. Сечения процессов ассоциативного рождения с W- или Z-бозонами рассчитывались с поправками вплоть до NNLO (для КХД) и до NLO (для электрослабой теории). Сечения для $t\bar{t}H$ -процессов рассчитывались с поправками вплоть до следующего после ведущего (NLO) в теории возмущений КХД.

²для фотона критерий изоляции $E_T^{cone}(R_0)$ определяется как восстановленная поперечная энергия, сосредоточенная в конусе с углом раствора $R_0/2$ вокруг направления вылета фотона без учёта энергии самого фотона

³подробнее о так называемом “слепо” методе анализа см. Главу 5 настоящей диссертации

Полные сечения рождения бозона Хиггса Стандартной модели с массой $m_H = 125$ ГэВ на Большом Адронном Коллайдере составляют 17.5 пб при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 22.3 пб при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [31, 32].

Процесс	Генератор
$gg \rightarrow H, qq' \rightarrow qq'H$	POWHEG+PYTHIA
$WH, ZH, t\bar{t}H$	PYTHIA
W +струи, Z/γ^* +jets	ALPGEN+HERWIG
$t\bar{t}, tW, tb$	MC@NLO+HERWIG
tqb	AcerMC+PYTHIA
$q\bar{q} \rightarrow WW$	MC@NLO+HERWIG
$gg \rightarrow WW$	gg2WW+HERWIG
$q\bar{q} \rightarrow ZZ$	POWHEG+PYTHIA
$gg \rightarrow ZZ$	gg2ZZ+HERWIG
WZ	MadGraph+PYTHIA, HERWIG
$W\gamma$ +струи	ALPGEN+HERWIG
$W\gamma^*$	MadGraph+PYTHIA
$q\bar{q}/gg \rightarrow \gamma\gamma$	SHERPA

Таблица 1.1: Генераторы событий, использовавшиеся для моделирования сигнальных и фоновых процессов для бозона Хиггса Стандартной модели. “PYTHIA” означает PYTHIA6 для моделирования данных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и PYTHIA8 для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

В Таблице 1.1 приведены использовавшиеся Монте-Карло генераторы событий для сигнальных и фоновых процессов. Для генерации партонных ливней и их адронизации, а также для моделирования мягких партонных взаимодействий (Underlying Events) использовались генераторы PYTHIA6 [15] (для всех данных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ данных, созданных совмест-

но с MadGraph [33, 34] или AcerMC [35]) и PYTHIA8 [36](для всех данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ). Дополнительно использовались генераторы HERWIG [37] (совместно с применением генератора JIMMY [38] для моделирования мягких партонных взаимодействий) и SHERPA [39].

Акцептансы и эффективности установки ATLAS получены при помощи полного моделирования детектора в GEANT4 [21]. Данное моделирование включает наложение событий, наблюдаемое при сборе физических данных. Полученные корректировки экспериментальной установки применялись для точного сравнения данных и Монте-Карло моделирования процессов рождения бозона Хиггса Стандартной модели.

1.3.2 Характеристика каналов для поиска бозона Хиггса

Поиск бозона Хиггса через распад $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$, где ℓ обозначает электрон либо мюон, обладает хорошей чувствительностью в широком диапазоне масс (110–600 ГэВ) во многом благодаря высоким разрешением детектора ATLAS по импульсу. В данном анализе производится поиск кандидатов бозона Хиггса путём отбора пары изолированных лептонов одного типа и разного заряда. Ожидаемое произведение сечения на относительную парциальную ширину данного канала при $m_H = 125$ ГэВ составляет 2.2 фб^{-1} для данных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 2.8 фб^{-1} для данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Наибольший вклад в фон для данного канала осуществляется рождением $(Z^{(*)}/\gamma^*)(Z^{(*)}/\gamma^*)$. В области малых масс является значительным вклад от $Z + \text{струи}$, а также $t\bar{t}$ -рождение, где заряженные лептонные кандидаты принадлежат как распадам от адронов с b - или c -кварком, так и ложноидентифицированным струям.

Распад $H \rightarrow \gamma\gamma$ применялся для поиска бозона Хиггса в массовом диапазоне между 110 ГэВ и 150 ГэВ. Доминирующем фоном для данного канала является дифотонное рождение $(\gamma\gamma)$. В фоновые события имеется также вклад

от γ + струя, либо от струя + струя, где одна, либо обе струи ложно идентифицируются как фотоны, а также от процесса Дрелла-Яна.

Сигнатурой канала $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\mu$ является два разноимённо заряженных лептона с большим поперечным импульсом и с большой неравномерностью в распределении их импульсов вследствие вылета нейтрино. Доминирующими фоновыми событиями являются нерезонансные события с рождением WW , $t\bar{t}$ и Wt , которые обладают парами W в конечном состоянии. К другим фоновым событиям для данного канала являются процессы Дрелла-Яна ($pp \rightarrow Z/\gamma^{(*)} \rightarrow \ell\ell$), упущенная поперечная энергия E_T^{miss} от которых может быть ложно измерена. События вида W + струи могут быть также ложно идентифицированы как $W\ell$. Парное бозонное рождение ($W\gamma^*/WZ^{(*)}$ и $ZZ^{(*)}$) может образовывать разноимённо заряженные лептонные пары с недетектируемыми дополнительными лептонами.

1.3.3 Статистическая процедура обработки результатов

Статистическая процедура интерпретации данных описана в работе [26], в данной процедуре основным статистическим параметром принят фактор интенсивности сигнала μ , который играет роль масштабного фактора для общего числа хиггсовских событий в предсказаниях Стандартной модели. Случай $\mu = 0$ соответствует оценке только фоновых событий; для $\mu = 1$ - фоновым и сигнальным событиям вместе. Значения μ проверялись по статистике $\lambda(\mu)$, основанной на отношении правдоподобия [40]. Функция правдоподобия включает все параметры, описывающие систематические неопределённости и их корреляции.

Исключающие пределы основаны на модифицированном частотном методе (CL_s) [41]. Значение μ соответствовало исключённому при 95%-м доверительном уровне (CL), когда сигнальный доверительный уровень (CL_s) оказывался ниже 5%. Бозон Хиггса Стандартной модели с массой m_H считался

исключённым при 95% CL, когда исключалось значение $\mu = 1$ при данной массе. Статистическая значимость избытка событий в данных сравнивалась с локальной вероятностью p_0 того, что флуктуация фона может достигнуть или превысить наблюдаемый избыток событий в данных. В эквивалентной формулировке число стандартных отклонений рассматривается как локальная значимость. Глобальная вероятность существования избытка событий в наблюдаемых данных определяется в методике [42]. Отношение локальной и глобальной вероятностей применялось для корректировки так называемого “look elsewhere” эффекта.⁴

Статистические проверки повторялись для каждого диапазона предполагаемой массы бозона Хиггса m_H . Асимптотическое приближение [40], на котором основаны полученные результаты, соответствует параметрам методики, описанной в [26].

1.3.4 Коррелированные систематические неопределённости

К основным некоррелированным систематическим неопределённостям относятся неопределённости, связанные с настройкой параметров моделей фона для боковых и сигнальных областей, Монте-Карло статистические неопределённости и теоретические неопределённости фоновых процессов.

Основные источники коррелированных систематических неопределённостей следующие:

1. Интегральная светимость. Неопределённость по интегральной светимости рассматривается как полностью коррелированная для всех⁵ каналов распада бозона Хиггса и составила $\pm 3.9\%$ для данных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\pm 3.6\%$ для данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, соответственно.

⁴применение данного анализа во всём диапазоне масс, учитывая возможные наблюдения избытка событий при других массах

⁵исключая каналы $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$, для которых неопределённость составила $\pm 1.8\%$

2. Триггирование электронов и фотонов. Неопределённости в триггерных эффективностях идентификации электрона и фотона полагались полностью коррелированными для электронов и фотонов.
3. Энергетические масштабы электронов и фотонов. Энергетические масштабы электронов и фотонов в каналах $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$ описывались пятью параметрами, связанными с методом калибровки, величиной энергетического масштаба пробных событий в калориметрах и использованными материалами калориметров. Знание данных параметров позволило детально просчитать систематические неопределённости такого рода для указанных каналов.
4. Реконструкция мюонов. Такие неопределённости определялись независимо для Внутреннего детектора и для Мюонного спектрометра из-за различия методов реконструкции мюонов во Внутреннем детекторе и Мюонном спектрометре установки ATLAS. Для лучшего описания корреляций неопределённостей в различных каналах использовались различные критерии мюонной идентификации и различные диапазоны поперечного импульса мюонов.
5. Энергетический масштаб поперечной энергии струй. Энергетический масштаб поперечной энергии струй и разрешение по энергии струй связаны с неопределённостями, зависящими от p_T , η и аромата струи. Использована методика, в которой выбор параметров независимого определения энергетического масштаба поперечной энергии и разрешения по энергии струй был связан с различными кинематическими отборами.
6. Теоретические неопределённости. Коррелированные теоретические неопределённости в основном затрагивают предсказания сигнала. Для $m_H = 125$ ГэВ неопределённости КХД составляют $^{+7\%}_{-8\%}$ для процессов глюонного слияния, $\pm 1\%$ для слияния векторных бозонов и ас-

социативного рождения вместе с W- или Z-бозоном, и $^{+4\%}_{-9\%}$ для $t\bar{t}H$ -процессов [31, 32]; учитывалось (малое) влияние таких неопределённостей на m_H . Неопределённости для предсказанных значений относительной парциальной ширины каналов составляют $\pm 5\%$. Неопределённости, связанные с функциями партонного распределения составляют $\pm 8\%$ для процессов глюонного слияния и $t\bar{t}H$ -процессов, и $\pm 4\%$ для слияния векторных бозонов и ассоциативного рождения вместе с W- или Z-бозоном [43]. Теоретические неопределённости для нормировки сигнала составляют $\pm 150\% \times (m_H/\text{ТэВ})^3$ и обусловлены рождением бозона Хиггса вне массовой оболочки и интерференцией с другими процессами Стандартной модели [32].

Все источники систематических неопределённостей, связанные с набором данных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ считались полностью коррелированными, за исключением неопределённостей, связанных с оценкой фона на основе контрольных образцов данных; такие источники неопределённостей рассматривались как некоррелированные.

1.3.5 Результаты поиска бозона Хиггса

Исключённые массовые области

На Рисунке 1.4(а) представлены объединённые результаты исключающих пределов рождения бозона Хиггса Стандартной модели, выраженные в единицах фактора интенсивности сигнала μ как функция массы m_H . Ожидаемая при 95% CL область исключения масс бозона Хиггса простирается от 110 ГэВ до 582 ГэВ. Наблюдаемая при 95% CL область исключения масс лежит в диапазонах 111–122 ГэВ и 131–559 ГэВ. Три массовые области исключены при

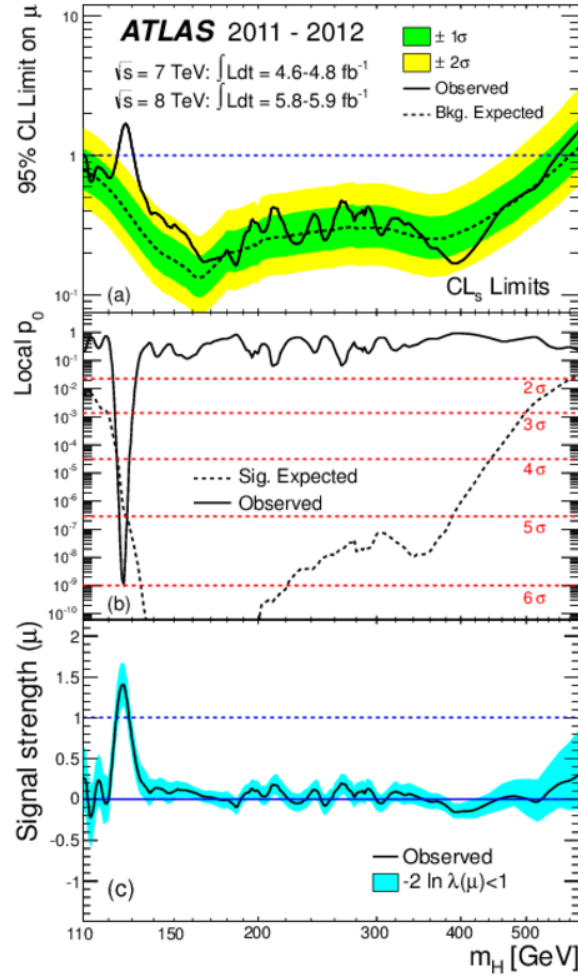


Рисунок 1.4: Объединённые результаты: (а) Наблюдаемые (сплошная линия) при 95% CL пределы фактора интенсивности сигнала как функция массы m_H и ожидаемые в рассмотрении исключительно фоновых событий (пунктирная линия). Тёмные (зелёные) и светлые (жёлтые) области показывают $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ неопределённости фоновых событий. (б) Наблюдаемая (сплошная линия) локальная вероятность p_0 как функция m_H и ожидаемая (пунктирная линия) для сигнальной гипотезы ($\mu = 1$) бозона Хиггса Стандартной модели в зависимости от его массы. (в) Наилучшее построение фактора интенсивности сигнала $\hat{\mu}$ как функция m_H . Закрашенная область соответствует приблизительно 68% CL интервалу вокруг построенного значения.

99% CL: 113–114 ГэВ, 117-121 ГэВ и 132–527 ГэВ при ожидаемой области исключения при 99% CL 113–532 ГэВ.

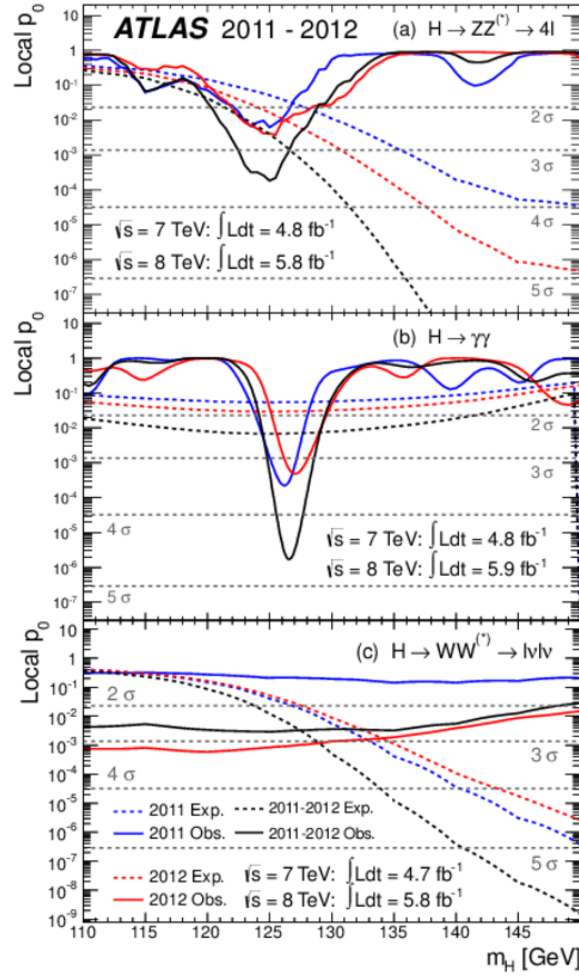


Рисунок 1.5: Наблюдаемая локальная вероятность p_0 как функция предполагаемой массы бозона Хиггса для каналов (а) $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$, (б) $H \rightarrow \gamma\gamma$ и (в) $H \rightarrow \ell\nu\ell\nu$. Пунктирные кривые показывают ожидаемую p_0 в предположении данной массы бозона Хиггса. Показаны результаты для данных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (тёмным, синим), при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (светлым, красным) и их комбинация (чёрным).

Наблюдение избытка событий

Весь избыток событий наблюдался $m_H = 126$ ГэВ в каналах $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$, каждый из которых полностью реконструирует кандидаты с высоким разрешением по инвариантной массе, как показано на Рисунке 1.5(а и б). Как видно на Рисунке 1.5(в), такие избытки событий подтверждаются высокочувствительным (к событиям), но обладающим низким разрешением по массе каналом $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$.

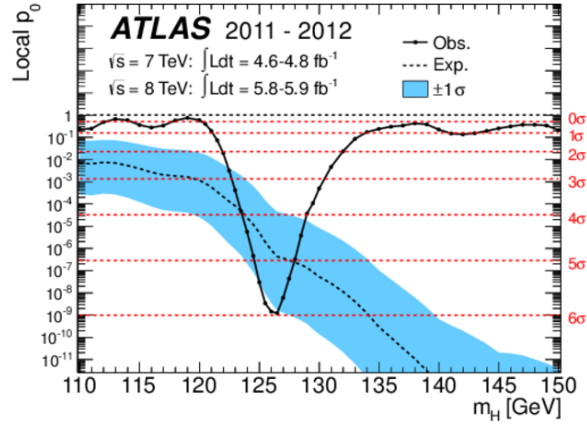


Рисунок 1.6: Наблюдаемая (сплошная кривая) локальная вероятность p_0 как функция предполагаемой массы бозона Хиггса для области малых масс. Пунктирная кривая показывает ожидаемую локальную вероятность p_0 в предположении данной массы бозона Хиггса с областью $\pm 1\sigma$ вокруг неё. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют значениям p со значимостями от 1 до 6 σ .

Наблюдаемые значения локальной вероятности p_0 для комбинированных каналов (использовалась асимптотическая аппроксимация) как функция m_H показана на Рисунке 1.4(б) для всего массового диапазона и на Рисунке 1.6 для области малых масс.

Наибольшая локальная значимость для комбинации данных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ соответствует предположению бозона Хиггса Стандартной модели с массой $m_H = 126.5$ ГэВ, достигает значения 6.0σ , с ожидаемым значением 4.9σ в присутствии бозона Хиггса той же массы. Для данных только 2012-го года, совместная максимальная локальная значимость для каналов $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\mu$ составляет 4.9σ , которая достигается при $m_H = 126.5$ (3.8σ ожидаемое значение).

Значимость в избытке событий умеренно чувствительна к неопределённостям в энергетических разрешениях и в неопределённостях энергетических масштабов для электронов и фотонов; эффект неопределённостей энергетических масштабов для мюонов пренебрежимо мал. Наличие таких неопределённостей уменьшает локальную значимость до 5.9σ .

Глобальная значимость локального избытка в 5.9σ в любой области диапазона 110–600 ГэВ составляет приблизительно 5.1σ , возрастаая до 5.3σ в массовой области 110–150 ГэВ, которая при 99% CL не исключается совместными поисками [44] бозона Хиггса Стандартной модели на Большом Адронном Коллайдере и прецизионными электрослабыми измерениями [45].

Описание избытка событий

Масса наблюдаемой новой частицы определялась при помощи отношения правдоподобия $\lambda(\mu)$ для каналов $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$, обладающих наивысшим массовым разрешением. фактор интенсивности сигнала μ может изменяться независимо по двум каналам, несмотря на то, что результат несущественно отличается при $\mu = 1$ (сигнал бозона Хиггса Стандартной модели). Основные источники систематических неопределённостей заключаются в определении энергетических масштабов для электронов и фотонов (и их разрешений). Итоговая оценка массы наблюдаемой частицы составляет $126.0 \pm 0.4(\text{стат.}) \pm 0.4(\text{сист.})$ ГэВ.

Зависимость наилучшего построения фактора интенсивности сигнала $\hat{\mu}$ от m_H показана на Рисунке 1.4(в). Наблюдаемый избыток событий соответствует $\hat{\mu} = 1.4 \pm 0.3$ для $m_H = 126.0$ ГэВ, что находится в согласии с гипотезой бозона Хиггса Стандартной модели ($\mu = 1$).

Для выявления тех значений μ и m_H , которые имеют хорошее согласие с данными, использовалось отношение правдоподобия $\lambda(\mu, m_H)$. В присутствии сильного сигнала, отношение правдоподобия образует близкие контуры вокруг точки $(\hat{\mu}, \hat{m}_H)$, соответствующей наилучшему построению фактора интенсивности сигнала, тогда как в отсутствие сигнала такие контуры будут верхними пределами для μ для всех значений m_H .

Статистический тест $-2\ln\lambda(\mu, m_H)$ подобен распределению χ^2 с двумя степенями свободы. Итоговые 68% и 95% контуры уровней достоверности

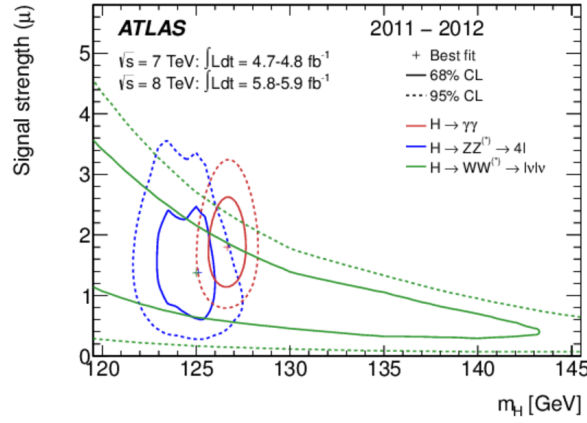


Рисунок 1.7: Доверительные уровни в координатах (μ, m_h) каналов $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\mu$, включая все систематические неопределённости. Перекрестия указывают оценку максимальное правдоподобие $(\hat{\mu}, \hat{m}_H)$ в соответствующих каналах (оценки максимального правдоподобия для каналов $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ и $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\mu$ совпадают).

для каналов $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\mu$ показаны на Рисунке 1.7.

Несмотря на то, что свойства найденной частицы хорошо согласуются со свойствами бозона Хиггса Стандартной модели, необходимы дальнейшие исследования для более детального изучения свойств новой частицы.

1.4 Программа исследований B -физики в эксперименте ATLAS

Программа B -физики эксперимента ATLAS охватывает многие аспекты физики прелестных ароматов [46]. Во-первых, это измерение сечений рождения адронов, содержащих b - и c -кварки, в первую очередь J/Ψ и Υ . Измерения сечений позволяют произвести точную проверку предсказаний КХД по рождению частиц в протон-протонных соударениях при энергии LHC. Во-вторых, в задачах эксперимента ATLAS важное место занимает изучение свойств целого семейства B -мезонов: B_d^0 , B^+ , B_s^0 , B_c (и их зарядовых партнёров), а также B -барионов, что предоставляет новую информацию о характеристиках частиц и

процессов B -физики. Особое внимание в программе B -физики уделяется прецизионным измерениям слабых распадов B -адронов. В Стандартной модели характеристики всех процессов слабых адронных распадов зависят от масс кварков и четырёх независимых переменных в матрице Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (СКМ). Программа опирается на опыт огромного количества данных, собранных в экспериментах BaBar, Belle, CDF и DØ, которые позволили провести прецизионные измерения аромата и CP-нарушений. Но до сих пор ни в указанных, ни в других занимающихся B -физикой экспериментах, не было свидетельств физики за рамками Стандартной модели, ни одного указания на то, что CP-нарушения вызваны иным, отличным от СКМ, механизмом. Программа B -физики ATLAS была разработана с расчётом на то, что уникальные условия Большого Адронного Коллайдера (значительная светимость при высоких энергиях), позволят заметно улучшить чувствительность измерений B распадов. Несмотря на то, что основной задачей ATLAS является поиск новых частиц, косвенные ограничения, получаемые при изучении B распадов, значительно расширяют современное понимание физики элементарных частиц. В частности, прецизионные измерения и расчёты в рамках B -физики позволят предсказать неизвестные параметры Новой физики в случае её обнаружения в прямом поиске новых частиц на Большом Адронном Коллайдере.

В эксперименте ATLAS основная часть измерений в области B -физики приходится на цикл работы коллайдера с текущей светимостью на уровне $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Тем не менее, некоторые задачи B -физики решались на самых первых периодах набора данных Большого Адронного Коллайдера при низкой текущей светимости ($10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$). На интегральной светимости, соответствующей 10 пб^{-1} (см. Рисунок 1.8), ATLAS зарегистрировал около 10^5 событий, содержащих $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, отобранных специальным триггером для низкой светимости [46]. Зарегистрированные события содержат $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, произведённые как в прямых pp -взаимодействиях, так образованные в распа-

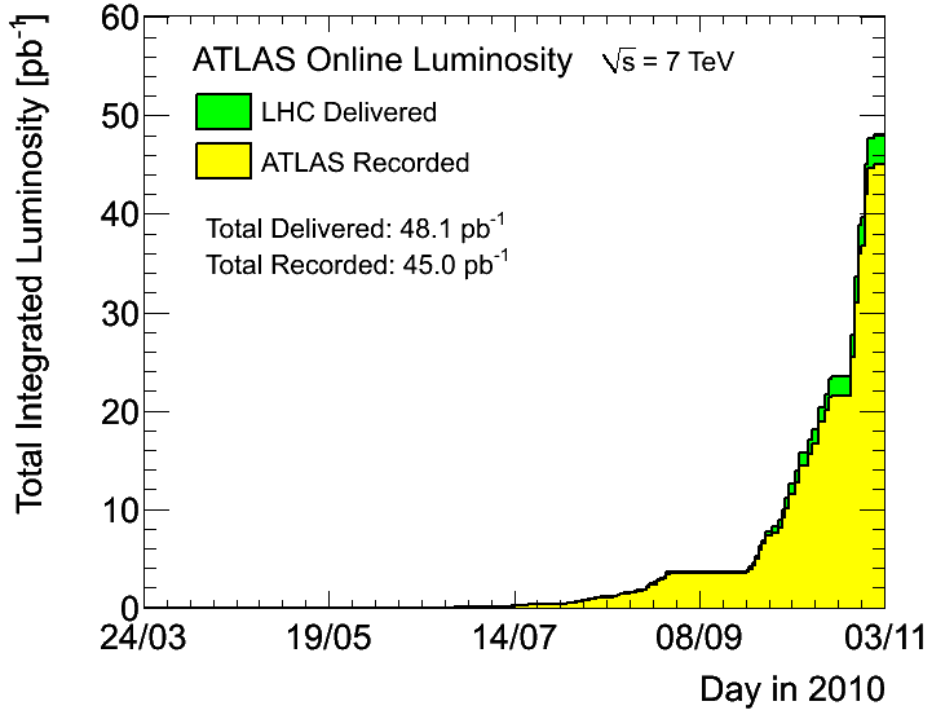


Рисунок 1.8: Общая интегральная светимость в наборе данных в 2010-м году в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

дающихся B -адронах. В начальный период работы LHC подобные процессы играют важную роль.

В цикле набора светимости от 10 до 100 пб⁻¹ (см. Рисунок 1.9) B -физика, а особенно характеристики тяжёлых связанных состояний b -кварков, позволили измерить параметры детектора, мюонного триггера и подтвердили методику реконструкции эксклюзивных распадов B -адронов в эксперименте ATLAS. Физический анализ данного цикла работы детектора ATLAS был основан на событиях с J/Ψ и Υ , а также на событиях с инклюзивным распадом B -адронов на мюонные пары через J/Ψ . По завершении данного цикла, набранная статистика позволила измерить свойства распадов $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$, $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \phi$.

В следующем цикле набора светимости, от 200 пб⁻¹ до 1 фб⁻¹, набранная интегральная светимость сравнивалась с интегральной светимостью коллайдера Tevatron, набранной за всё время его работы. В данном цикле был продол-

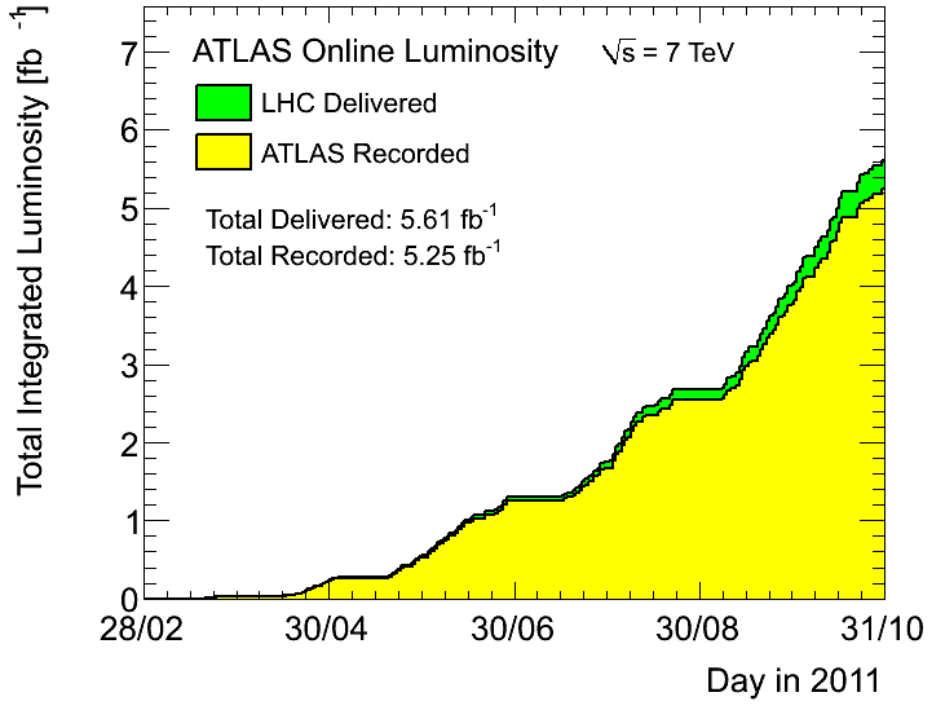


Рисунок 1.9: Общая интегральная светимость в наборе данных в 2011-м году в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

жен более точный анализ свойств B -адронов и был начат набор данных по редким распадам (таким, как $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$), позволяющим оценить параметры Стандартной модели по её предсказаниям относительной парциальной ширины редких распадов.

Наиболее важный период B -физики в эксперименте ATLAS пришёлся на цикл набора интегральной светимости от 10 до 30 fb^{-1} (набор светимости в 2012-м году иллюстрирует Рисунок 1.10) при значении текущей светимости $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В данный период стало возможным изучение множества задач, связанных как с рождением, так и с распадом B -адронов. Среди важных задач в этот период сбора данных, помимо установления относительной парциальной ширины редких распадов, можно выделить измерения поляризации тяжёлых связанных состояний b -кварков и Λ_b , изучение осцилляций B_s^0 , наблюдения нового состояния χ_b в радиационных распадах на $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$.

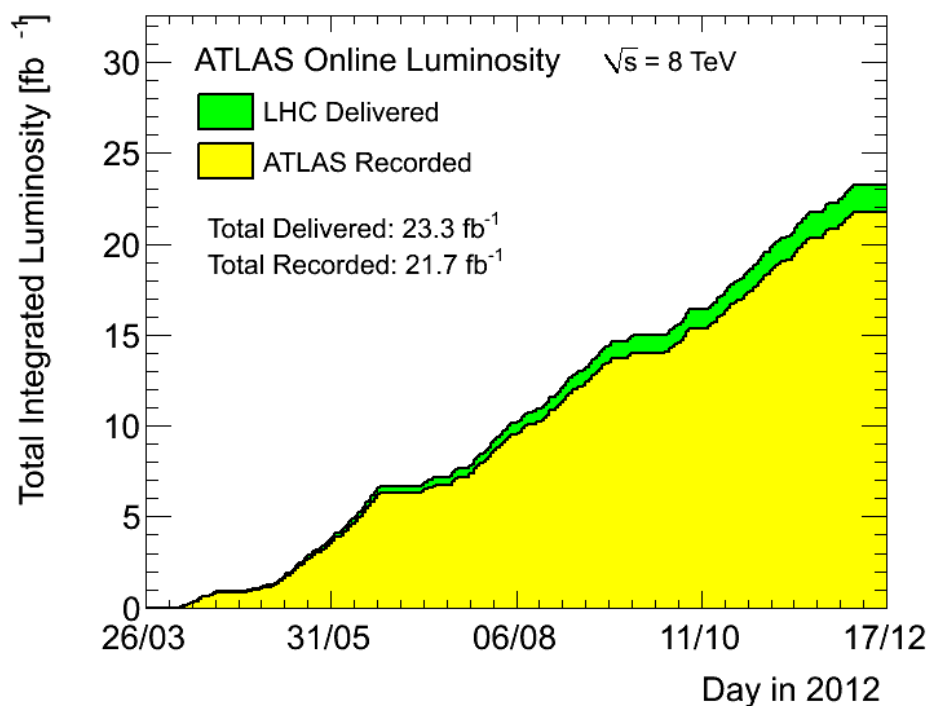


Рисунок 1.10: Общая интегральная светимость в наборе данных в 2012-м году в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$.

1.5 Система триггера ATLAS

1.5.1 Общая характеристика системы триггера ATLAS

Триггер в эксперименте ATLAS состоит из трёх уровней. Триггер первого уровня (Level 1 Trigger) использует триггерную информацию мюонных камер и калориметров. Общая ожидаемая частота отбора событий триггером первого уровня при светимостях $10^{31} - 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ составляет около 75 кГц. Алгоритмы триггера второго уровня уменьшают скорость счёта до 2 кГц. С помощью предварительного фильтра событий (как триггер третьего уровня) конечная скорость счёта снижается до уровня 200 Гц, из которых приблизительно 5–10% будет приходится на события B -физики. Число вхождений для разных триггеров B -физики иллюстрирует Рисунок 1.11. Для распадов B -мезонов на два мюона в конечном состоянии применяются два различных триггерных алгоритма. Топологический димюонный триггер отбирает (на пер-

вом уровне) два мюона с выделением области интереса (RoI, Region of Interest) вокруг направления каждого из мюонов. Два мюона объединяются в триггере второго уровня для реконструкции инвариантной массы. Так же применяются алгоритмы восстановления первичной и вторичной вершин. Вторая схема заключается в том, что в триггере первого уровня выбирается один мюон и в широкой кинематической области вокруг него (RoI) ищется второй мюон. Отбор по инвариантной массе двух мюонов производится после поиска трека второго мюонного кандидата во Внутреннем Детекторе, согласующегося с треком в мюонном детекторе. Оба триггерных алгоритма применяются для отбора событий с J/ψ мезоном, распадающимся на два мюона. Для измерения эффективности триггера с реальными данными по распадам $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ предполагается использование поперечных импульсов в диапазоне от нескольких ГэВ/с до 20 ГэВ/с согласно методу tag-and-probe.

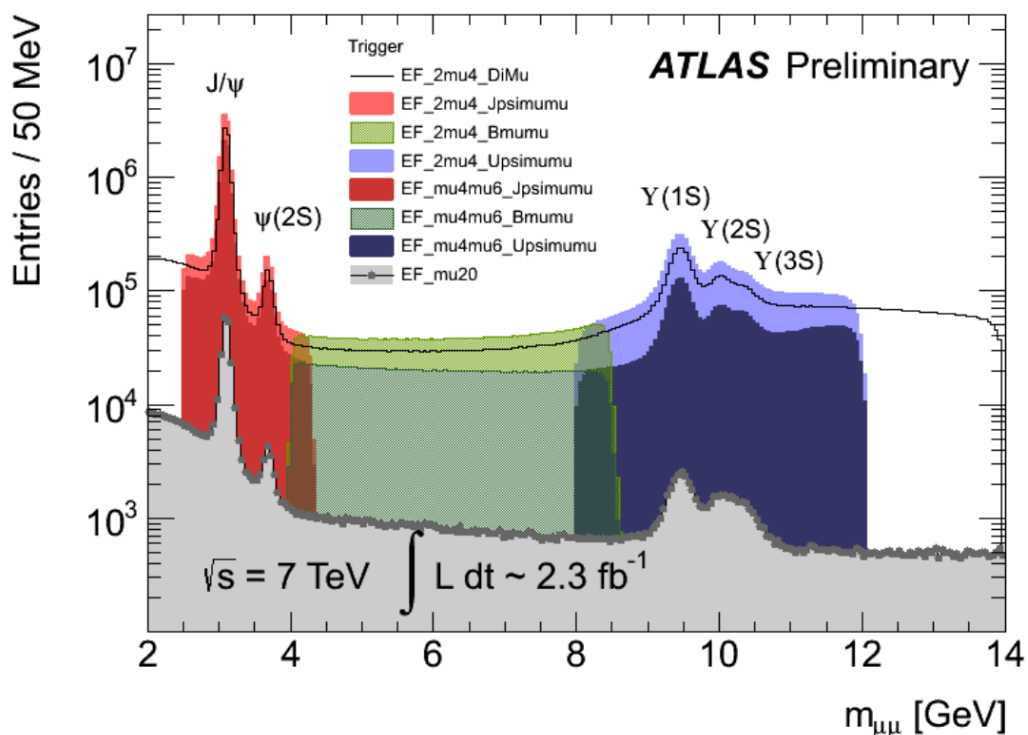


Рисунок 1.11: Триггеры B -физики в сеансе набора данных в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Наиболее существенными для анализа редких распадов B -мезонов параметрами детектора являются точность определения вершин и полное восстановление трека. Такая вершинная и трековая информация предоставляется системами Внутреннего детектора и Мюонного спектрометра вместе с возможностью системы триггера записывать события, состоящие из пары мюонов.

Внутренний детектор ATLAS позволяет реконструировать трек с прецизионной точностью в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$. Это результат совместной работы Пиксельного детектора (Pixel), Кремниевого микрострипового детектора (SCT) и Трекового детектора переходного излучения (TRT). Внутренние области Пиксельного детектора, расположенные наиболее близко (начиная от радиуса 50.5 мм) от точки взаимодействия (IP), играют ключевую роль в высокоточном определении вершин.

Мюонный спектрометр включает в себя триггерные (Resistive Plate Chambers, RPC и Thin Gap Chambers, TGC) и высокоточные трековые (Monitored Drift Tube, MDT и Cathode Strip Chambers, CSC) камеры, которые позволяют измерять отклонения треков мюонов в тороидальном поле магнитной системы ATLAS. Высокоточные мюонные камеры охватывают пространство, соответствующее области псевдобыстрот с $|\eta| < 2,7$. Триггерные мюонные камеры покрывают область $|\eta| < 2,4$ и предоставляют относительно менее точную информацию о треках с высокой скоростью.

Триггер ATLAS позволяет отбирать интересные физические события в реальном времени. Триггер состоит из трёх уровней. Триггер первого уровня (Level 1, L1) - аппаратный, имеет предназначение снизить скорость счёта событий с 40 МГц (соответствующую 25 нс промежутку между двумя пересечениями банчей) до почти 75 кГц используя измерения в мюонных камерах и калориметрах. События, прошедшие L1-триггер, впоследствии поступают в триггер высокого уровня (High-Level Trigger, HLT), состоящий в свою очередь из двух программных триггерных уровней. В HLT производится быстрое восстановление и предварительный отбор событий со всех подсистем детектора

ATLAS. На выходе HLT скорость счёта событий составляет десятки и сотни Гц, что позволяет системам сбора данных её записывать и передавать.

1.6 Выводы к первой главе

Детектор ATLAS успешно работал и полностью выполнил физическую программу в первом цикле работы ЛНС. 30-го ноября 2009 Большой Адронный Коллайдер достиг энергии столкновения 1.18 ТэВ в системе центра масс, став, таким образом, ускорителем элементарных частиц с наибольшей в мире энергией сталкивающихся пучков (предыдущий мировой рекорд 0.98 ТэВ был установлен коллайдером Tevatron в 2001-м году). Начиная с мая 2012-го года, ЛНС стал мировым лидером по светимости среди адронных коллайдеров.

Одним из первых результатов, полученных детектором ATLAS, было измерение множественностей заряженных частиц. Выполненные измерения показали высокую точность восстановления треков в эксперименте ATLAS. Также было выявлено, что Монте-Карло генераторы событий недостаточно хорошо описывают данные по множественностям заряженных частиц. Результаты показали актуальность продолжения работ по усовершенствованию алгоритмов рождения событий.

Главным результатом работы Большого Адронного Коллайдера стало открытие на экспериментальных установках ATLAS и CMS новой частицы, отвечающей характеристикам Бозона Хиггса Стандартной модели. Высокая эффективность работы детектора ATLAS обеспечила сбор данных, соответствующих 23 фб^{-1} из всего 27 фб^{-1} , произведённых Большим Адронным Коллайдером. Все собранные данные являются хорошими с точки зрения работы всех компонентов детектора.

Приведено краткое изложение программы B -физики в эксперименте ATLAS. Она основана на использовании мюонного триггера с низким порогом регистрации мюонов и двухмюонного триггера.

Глава 2

Трековый детектор переходного излучения (TRT) в эксперименте ATLAS

2.1 Описание трекового детектора переходного излучения

Трековый детектор переходного излучения является частью Внутреннего детектора ATLAS [11]. В центральной части трекового детектора переходного излучения трубки имеют длину 144 см и расположены параллельно оси детектора. В центре трубки на её анодной проволоке имеется разделитель, позволяющий снимать электронный сигнал с половины длины трубки. Трековый детектор переходного излучения в барреле позволяет определить только $(R - \phi)$ -координату трека, где ϕ - азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной оси пучка z , а R - радиус в этой плоскости относительно оси детектора. В торцевых областях TRT трубки имеют длину 37 см и расположены радиально в пространстве между радиусами R от 644 до 1004 мм. Собственное координатное разрешение трубки составляет 130 мкм. Полное количество каналов считывания сигналов составляет 350848.

Основной задачей TRT в ATLAS является идентификация частиц (выделение электронов) и восстановление трека в магнитном поле 2 Тл [8]. Сигнал от электрона, при котором возникает переходное излучение, превышает порог дискриминации (HT, High Threshold). Переходное излучение возникает, когда высокорелятивистские частицы ($\gamma \gtrsim 10^3$) пересекают границу раздела сред с

различными диэлектрическими проницаемостями (см. Рис. 2.1). γ -лучи в диапазоне от нескольких кэВ до многих МэВ испускаются в конусе под углом $1/\gamma$ к траектории частицы. Выход переходного излучения составляет около 1% на один граничный переход. Для увеличения эффективности регистрации в детекторах используются материалы, обеспечивающие множественные пересечения границ раздела сред - радиаторы. В простейшем случае модуль детектора может состоять из фольги с малым Z и следующим за ней пропорциональным счётчиком, заполненным газовой смесью с большим содержанием Xe . Xe обеспечивает эффективное поглощение γ -квантов переходного излучения. Фотоны переходного излучения при регистрации производят значительно большее энергосодержание, чем ионизационные потери релятивистских частиц. Поэтому они легко выделяются при использовании высокого порога регистрации сигнала.

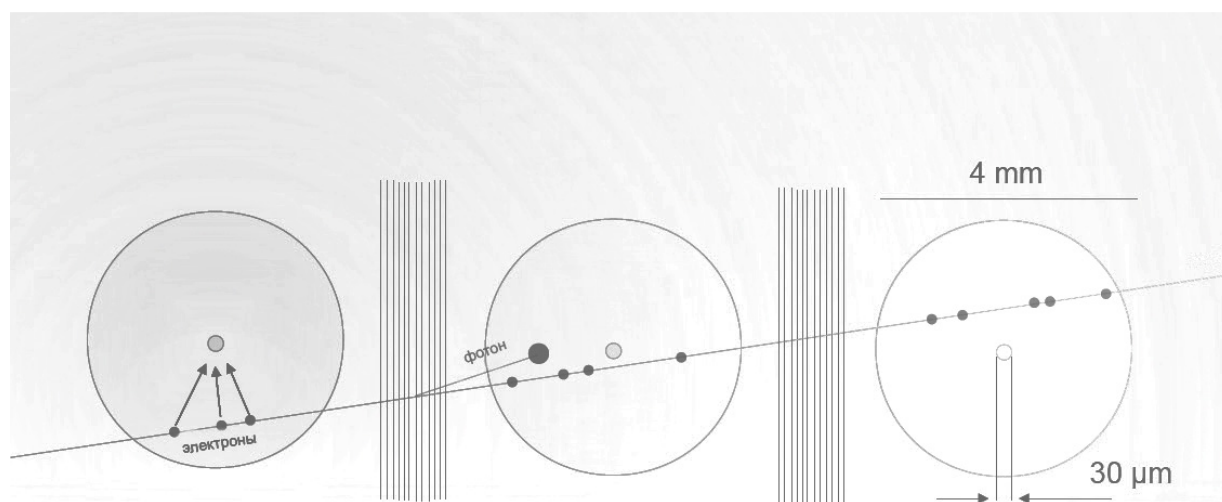


Рисунок 2.1: Регистрация заряженной частицы в детекторе переходного излучения.

Интенсивность переходного излучения для одиночного пересечения границы возрастает с γ , но для множественных пересечений границы интерференция приводит к насыщению интенсивности вблизи Лоренц-фактора $\gamma_{sat} = 0.6 \omega_1 \sqrt{l_1 l_2} / c$, где ω_1 - плазменная частота радиатора, l_1 - его толщина и l_2 - промежуток. В большинстве детекторов, используемых в физике элементарных частиц, параметры радиатора подбираются для получения $\gamma_{sat} \approx 2000$.

Такие детекторы работают в пороговом режиме, предоставляющем e/π разделение в диапазоне поперечных импульсов $1 \text{ ГэВ/с} < p_T < 150 \text{ ГэВ/с}$. Оценка качества вещества в трековом детекторе переходного излучения даёт значения в единицах радиационных длин $0.264X_0$ и $0.219X_0$ для частиц вылетающих из области соударений с псевдобыстродами $\eta = 0$ и $\eta = \pm 1.8$ соответственно.

В качестве регистрирующих элементов в TRT применяются тонкостенные газонаполненные дрейфовые трубки (straw). Диаметр трубки – 4 мм, в её центре расположена анодная проволока толщиной 31 мкм.

Газовая смесь $Xe(70\%) CO_2(27\%) O_2(3\%)$ обеспечивается циркуляционной газовой системой. Использование ксенона облегчает регистрацию фотонов переходного излучения, образующихся при прохождении заряженных частиц через радиаторы из полипропилена, которые расположены между слоями трубок. В баррельной части TRT дрейфовые трубки расположены вдоль оси пучка. Баррель содержит 50000 трубок. Диапазон покрываемых баррелем псевдобыстрот $|\eta| < 0.7$. Две торцевые части TRT (Endcap A и Endcap C) содержат по 160000 радиально ориентированных трубок в 18-ти колёсах, расположенных перпендикулярно оси пучка. Торцевые трубки имеют длину 50 см и закрепляются между внутренними и внешними кольцами из композитного материала. Диапазон псевдобыстрот для трубок в торцевых частях TRT $|\eta| = 0.7 - 2.5$.

Число частиц на расстоянии одного метра от точки пересечения пучков при светимости $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ составляет:

- заряженных - 10^5 частиц $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$;
- γ -квантов - 10^6 частиц $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$;
- нейтронов - 10^6 частиц $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Скорость счета на одну дрейфовую трубку TRT составляет до 20 МГц. Полное число каналов электроники для съема информации с TRT составляет

420 000. Каждый канал позволяет измерять время дрейфа следа заряженной частицы к аноду, что обеспечивает координатную точность 150 мкм на трубку.

Существует два независимых настраиваемых порога по амплитуде сигнала с дрейфовой трубки, что позволяет отделять сигнал заряженной частицы от сигнала переходного излучения.

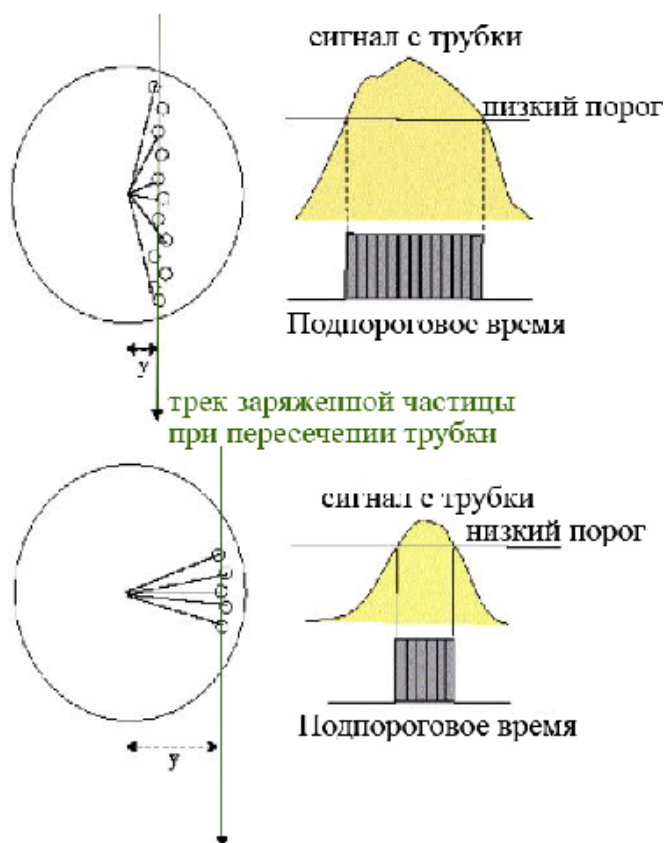


Рисунок 2.2: Регистрация заряженной частицы (низкий порог).

На Рисунке 2.3 показано представление сигнала с каждой из дрейфовых трубок. Сигнал снимается каждые 75 нс. На один сигнал приходится три пересечения банчей.

T_0 - время прибытия заряженной частицы (до начала снятия сигнала). Оно зависит от времени пролёта частицы, длин сигнальных кабелей и времён задержки электроники. T_0 различно для каждой из тонкостенных дрейфовых трубок и может меняться от запуска к запуску. T_0 нуждается в калибровке во время каждого запуска.

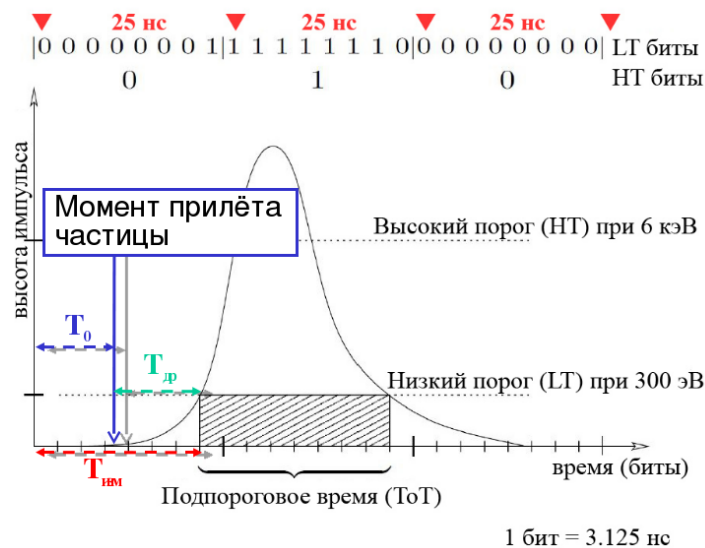


Рисунок 2.3: Представление сигнала с дрейфовой трубки.

T_{dr} - время дрейфа, время регистрации первых ионизирующих электронов. Зависит от позиции вдоль дрейфовой трубки, от плотности газовой смеси, от установленных значений низкого порога. Время дрейфа необходимо для вычисления координат треков (величина Wire-to-Track distance). Для этого используется непосредственно измеряемая величина r-t Relation, которая зависит от времени и номера дрейфовой трубки и показывает соотношение дистанции от трека до анодной проволоки и измеренного времени дрейфа.

Фотоны переходного излучения увеличивают собранный заряд на аноде дрейфовой трубки. Уровень высокого порога используется для e/π -различения: треки с большим числом НТ хитов, имеют большую вероятность соответствовать электронам. Коэффициент подавления является оптимальным для близких друг к другу пороговых значений. Он зависит от энергии переходного излучения, свойств газовой смеси, геометрии граничных слоёв и т.д. Важной задачей является сохранение стабильности высокого порога по всем элементам детектора.

2.2 Первые результаты TRT с момента запуска LHC

На Рисунке 2.5 показано распределение среднеквадратичных отклонений (residuals) для координат хитов восстановленного трека в баррельной (а) и торцевой (б) областях трекового детектора переходного излучения при наложении следующих ограничений: $p_T > 2$ ГэВ/с, $|d_0| < 10$ мм, $|z_0| < 300$ мм, $nTRTHits \geq 15$. Величина среднеквадратичных отклонений координат хитов определялась как разница между радиусом дрейфа, полученным при измерении времени дрейфа, и радиальным положением трека, измеренным с помощью прецизионных хитов. Гистограмма показывает Монте-Карло моделирование, точки - данные. Для треков с низким импульсом ширина распределения оказывается выше, чем собственная точность на один акт регистрации (хит), определяемая через измерение времени дрейфа благодаря вкладу множественного рассеяния.

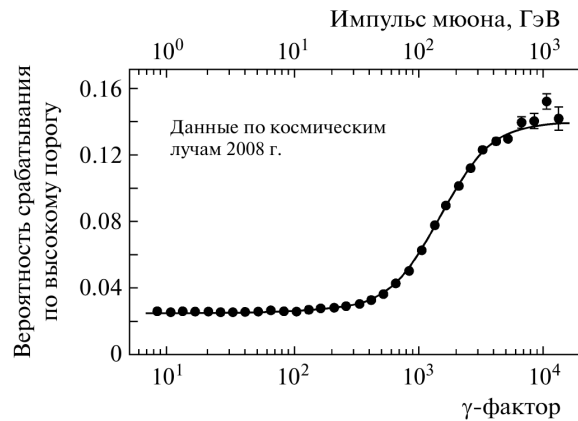


Рисунок 2.4: Зависимость вероятности образования фотона переходного излучения в центральной части детектора TRT от лоренц-фактора космического мюона: точками показаны экспериментальные данные; линией — результат аппроксимации.

Пространство между трубками заполнено высокоструктурированными пластиковыми материалами, которые обеспечивают генерацию переходного излучения заряженных частиц при пересечении ими этого множества слоев.

Фотоны переходного излучения регистрируются дрейфовыми трубками наряду с сигналами от ионизационных потерь (поэтому трековая система именуется трековым детектором переходного излучения). Эффективная регистрация переходного излучения позволяет разделять треки адронов и электронов. Рисунке 2.4 показана вероятность сигнала с высоким порогом, соответствующего регистрации γ -кванта переходного излучения, в зависимости от лоренц-фактора космического мюона. “Низким” порогом устанавливается регистрация треков при помощи ионизационных потерь в дрейфовом объёме, “высокий” порог отвечает за регистрацию фотонов переходного излучения.

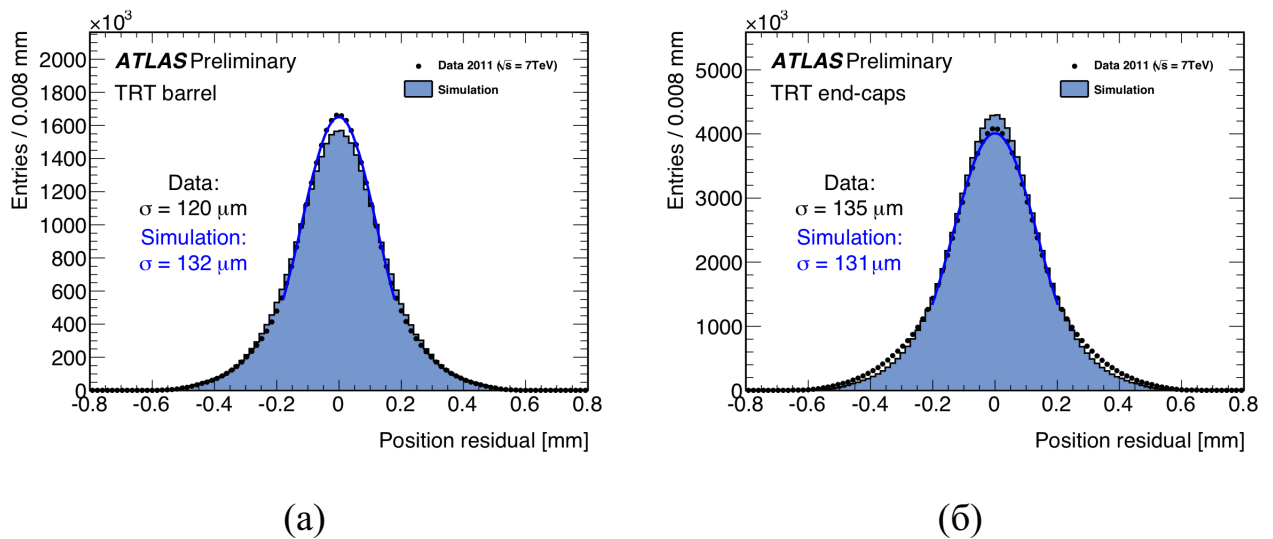


Рисунок 2.5: Распределение среднеквадратичных отклонений координат хитов восстановленного трека в TRT: (а) - в баррельной части, (б) - в торцевой части детектора. Точками показаны данные 2011-го года, синей кривой - данные Монте-Карло моделирования.

Рисунок 2.10 показывает ширину среднеквадратичного отклонения координат хитов как функцию числа восстановленных первичных вершин в событии. Использовались треки с $p_T > 10$ ГэВ/с.

На Рисунке 2.7 изображены загрузки низкого и высокого порогов регистрации для различного количества восстановленных первичных вершин. Графики показывают загрузки, усреднённые по трём слоям дрейфовых трубок для наибольшей и наименьшей измеренной загрузки в баррельных и торцевых частях

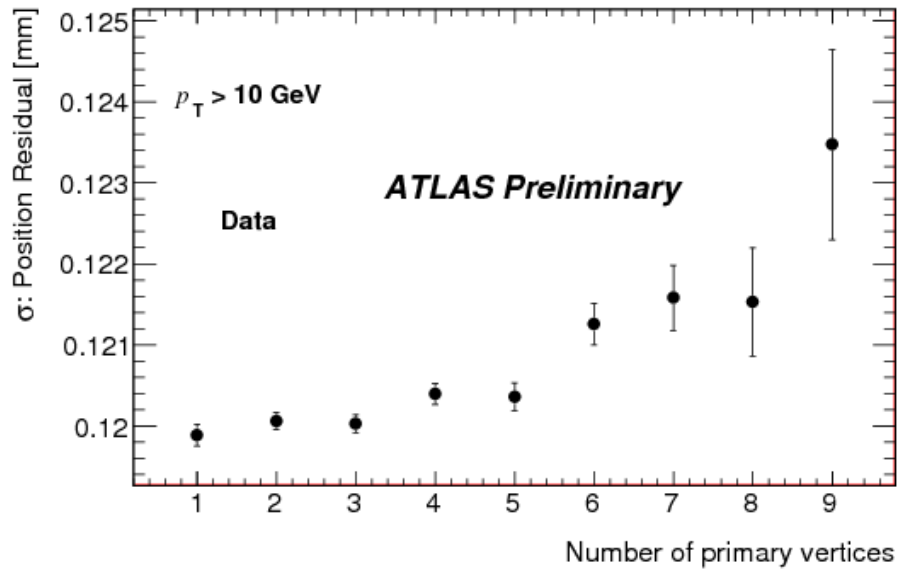
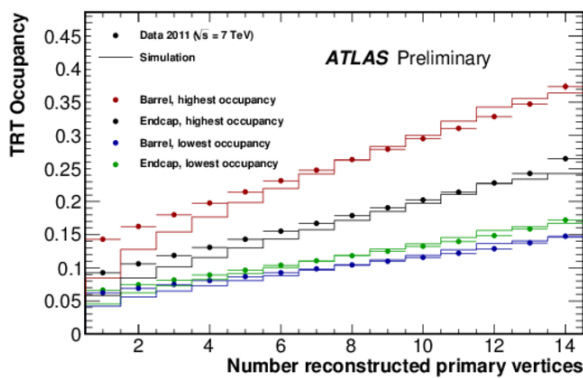
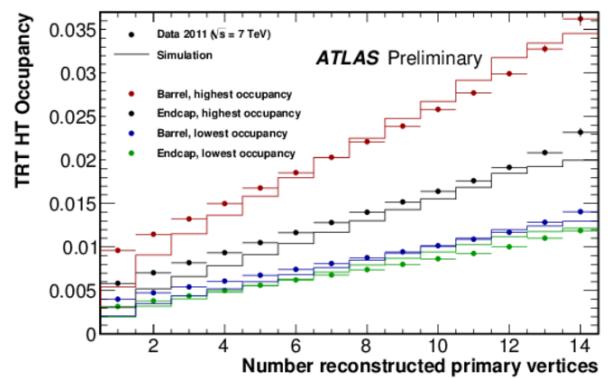


Рисунок 2.6: Ширина среднеквадратичного отклонения координат хитов восстановленного трека в детекторе TRT в зависимости от числа первичных вершин.

детектора. Это иллюстрирует возможный диапазон загрузок. Точки показывают измеренные значения, линии - Монте-Карло моделирование. Наблюдаемое расхождение для барреля может быть объяснено недостаточной точностью восстановления вершин в Minimum Bias процессах (с малым числом первичных вершин).



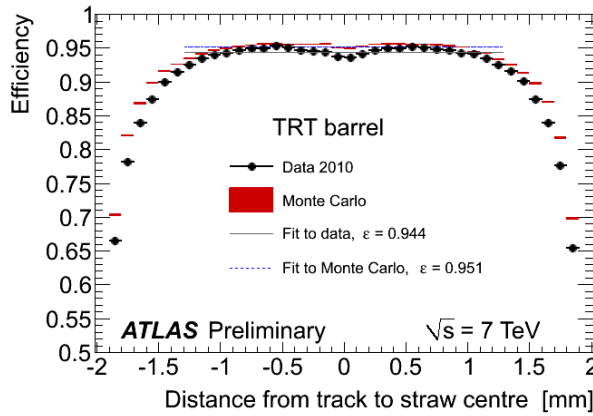
(а)



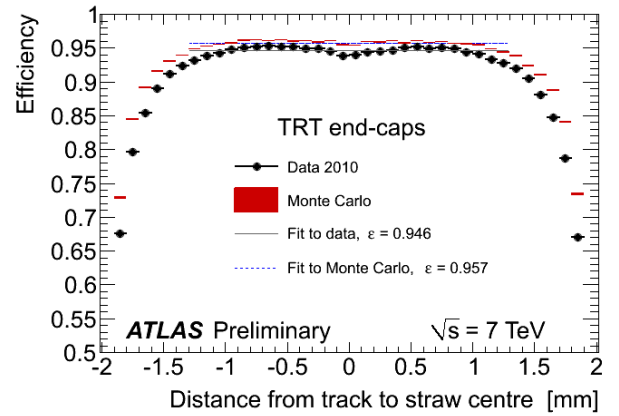
(б)

Рисунок 2.7: Распределение средних загрузок по всем областям детектора TRT в зависимости от числа первичных вершин. (а) - все хиты, (б) - хиты над высоким порогом. Точками показаны данные 2011-го года, линиями - данные Монте-Карло моделирования.

Показанная на Рисунке 2.8 эффективность регистрации хита в дрейфовой трубке определялась как отношение числа дрейфовых трубок с зарегистрированным хитом к общему числу трубок, пересекаемых треком, исключая первую и последнюю дрейфовые трубки. 2% известных нефункционирующих трубок исключались из данного исследования. К трекам применялись ограничения на число хитов: по крайней мере один в пиксельном детекторе, 6 в SCT и 15 в TRT, а также следующие ограничения: $p_T > 1$ ГэВ/с, $|d_0| < 10$ мм, $|z_0| < 300$ мм. Эффективность для данных и Монте-Карло моделирования составила 94% и 95% соответственно. Эффективность в области плато хорошо описывается горизонтальной прямой на указанных уровнях.



(a)



(б)

Рисунок 2.8: Эффективность регистрации хита в зависимости от расстояния между треком и центром дрейфовой трубки: (а) - в баррельной части, (б) - в торцевой части детектора. Точками показаны данные 2011-го года, синей кривой - данные Монте-Карло моделирования.

Характеристики регистрации фотонов переходного излучения показаны на Рисунке 2.9: на рисунке приведено распределение надпорогового времени для кандидатов пионов и электронов, полученное на данных в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Трековый детектор переходного излучения измеряет промежутки времени, когда сигнал превышает HT -порог, и когда сигнал второй раз пересекает порог при своём уменьшении. На рисунке представлено корректи-

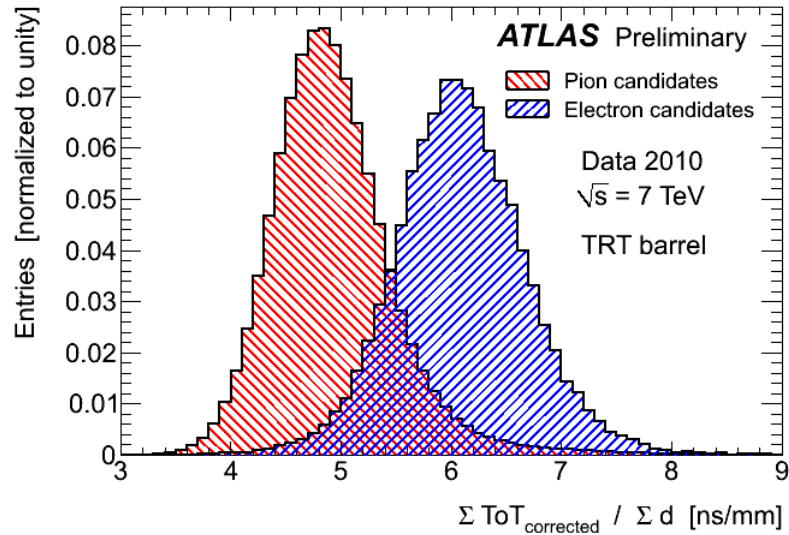


Рисунок 2.9: Величина среднеквадратичных отклонений координат хитов восстановленного трека в детекторе TRT в зависимости от числа первичных вершин.

рованное надпороговое время, то есть делённое на длину пробега частицы в поперечной плоскости.

К кандидатам пионов предъявлялись следующие требования: количество SCT хитов > 3 и количество TRT хитов > 20 . Треки, восстановленные от конверсий, не учитывались. Электронные кандидаты должны быть частью двойной конверсии с точностью построения вершины $\chi^2 < 5$ и числом хитов в кремниевых детекторах > 0 для каждого трека. Хиты с высоким порогом не использовались. Не применялось ограничение на импульс трека. В Монте-Карло моделировании Minimum Bias событиях получены следующие результаты. Для пионного отбора: 80.5% отобранных частиц - пионы, 11.3 - каоны и 1.3% - другие частицы. Для электронного отбора: 99.6% - электроны.

2.3 Управление и контроль работы TRT в течение первого цикла работы Большого Адронного Коллайдера

Автор настоящей диссертационной работы многократно принимал участие в работах по эксплуатации в рамках различных подсистем детектора ATLAS на Большом Адронном Коллайдере. Эксплуатация детектора проводится при осуществлении следующих контрольных функций:

- Главный оператор детектора TRT (“Main TRT Shifter”) — круглосуточный контроль TRT в центре управления ATLAS (2009–2011 гг.);
- Главный оператор детектора TRT (“TRT Super Shifter”) — ежедневный контроль TRT в центре управления ATLAS (с начала 2012 г.);
- Оператор качества данных детектора TRT на Offline-уровне “TRT Offline Data Quality Shifter” — контроль с еженедельным циклом;
- Оператор тестирования программных алгоритмов “TRT Run Time Testing Offline Shifter”;

Главный оператор детектора TRT в центре управления ATLAS осуществляет круглосуточный контроль детектора TRT для следующих подсистем: высокого напряжения (HV), низкого напряжения (LV), газовой системы, системы охлаждения, системы газового усиления и эффектов старения. Главный оператор детектора TRT осуществляет также калибровки детектора и контроль качества собираемых данных.

С начала 2012 г. функции главного оператора TRT переданы эксперту по контролю всего внутреннего детектора, за исключением специальных работ по детектору TRT, которые выполняет “TRT Super Shifter”: калибровки, более детальный контроль качества данных и состояния подсистем, обеспечивающих

сохранность детектора при нарушениях условий эксплуатации (например, в случае внезапного отключения сетевого электропитания).

Контрольные функции оператора качества данных детектора TRT на Offline-уровне осуществлялись с еженедельным циклом, завершающимся отчётами на регулярных совещаниях рабочей группы программного обеспечения детектора TRT.

Для ряда работ по эксплуатации автором были предложены новые параметры мониторинга оборудования при изменившихся условиях (как, например, при повышении энергии с 3.5 до 4 ТэВ в случае “TRT Super Shifter” весной 2012 года).

Качество данных в детекторе ATLAS оценивается на уровнях Online и Offline. Результаты качества данных представляются цветовыми метками:

1. “зелёный” цвет для хороших данных. Означает, что нет никаких проблем с данными. Такие данные в дальнейшем могут быть использованы для любого типа анализа.
2. “жёлтый” цвет показывает, что существует известная проблема в данных, но она, возможно, будет решена. Это могут быть, например, данные от зашумлённого канала, которые могут быть скорректированы при дальнейшей обработке, или данные, полученные после ошибочной калибровки (при повторном проведении калибровки данные можно восстановить). Жёлтый цвет может свидетельствовать о проблеме, связанной с программой реконструкции, которая может быть исправлена в новой версии программного алгоритма. Это увеличивает шансы восстановления каждого возможного блока светимости (Luminosity Block) данных. Все вышеперечисленные причины должны быть рассмотрены до конца подготовки данных, поскольку в окончательном (“frozen”) наборе данных не должно оставаться данных, помеченных как “жёлтые”.

3. “красный” означает, что существует известная проблема с данными и эта проблема не подлежит восстановлению. Проблемы в таких данных могут либо полностью помешать реконструкции данных, либо сделать результаты реконструкции неверными. Таким образом, данные, помеченные “красным” не будут включены ни в один дальнейший этап реконструкции данных. “Красным” должны быть помечены такие и только такие данные, в отношении которых известно, что связанные с ними проблемы не могут быть исправлены. Данные такого типа практически всегда определяются в online-режиме на детекторе (в ATLAS Point 1), и их обнаружение - причина к остановке текущего запуска до выяснения конкретной проблемы. Если этого не произошло, “красные” данные должны быть выявлены в процессе offline-мониторинга.
4. “серый” цвет сигнализирует о том, что решение по качеству данных не может быть достигнуто. Такое может случиться только в тех случаях, когда запуск не был достаточно долгим, чтобы обеспечить достаточную статистику в графиках мониторинга, либо когда произошла ошибка в передаче данных, либо при сбое в системе мониторинга. Запуски с недостаточной статистикой будут редко включаться в GRLBs (Good Runs Luminosity Blocks), поскольку короткие запуски обычно являются тестовыми, или запуск был прерван в связи с глобальной проблемой детектора. Ошибка передачи данных обычно связана с DCS (Detector Control System, Системой Контроля Детектора), но такие ошибки в большинстве случаев кратковременные, или являются причиной более серьезных проблем, которые приведут к остановке текущего запуска. Сбой в системе мониторинга также является редко встречаемой проблемой, при появлении которой следует немедленно связаться с экспертами.

В конечном итоге, цветовые критерии присваиваются наиболее крупным частям детектора переходного излучения, например “Barrel”, “Endcap A”, “Endcap C”.

Контрольные функции “TRT Run Time Testing Offline Shifter”. Run Time Testing (RTT) для TRT использовались на первых этапах сбора данных и были предназначены для моделирования, оцифровки и реконструкции одиночных частиц, проходящих через TRT с помощью тестовых версий программной среды ATHENA (nightly builds). В них создаются гистограммы основных параметров, которые сравниваются с таковыми, произведёнными стабильными (и подтверждёнными) версиями ATHENA. Производятся статистические тесты между текущей и стабильной версиями (совпадение гистограмм “bin-by-bin”, χ^2 -тест и критерий согласия Колмогорова-Смирнова). Задачей проведения дежурств по RTT является поиск параметров, которые нужно внести в программное обеспечение TRT для получения детектором верных результатов.

Поскольку гистограммы в RTT получаются посредством программного пакета TRTDetectorMonitoring, необходимо, чтобы такой пакет также прошёл RTT-проверку (поскольку расхождение с проверочными (референсными) гистограммами может быть вызвано изменением в пакете мониторинга TRT). Это делается с помощью прогонки заранее смоделированных образцов событий с рождением пар $t\bar{t}$ кварков через пакет TRTDetectorMonitoring.

Гистограммы, созданные RTT предназначены для выявления изменений в цепочке sim/digi/reco (моделирования/оцифровки/реконструкции) для моделированных данных (например, изменения некоторых параметров в GEANT4 модели детектора, настройки порогов, удаления выбросов значений). Такие изменения распознаются только в случае изменений соответствующих гистограмм. Поэтому очень важно, что RTT участки перекрывают все возможные наблюдаемые параметры, ведь это в конечном итоге влияет на физические результаты детектора TRT. RTT имеет дело только с моделированными данными.

Другой особенностью RTT является ограничение отведённого на данную систему дискового пространства, что ведёт к невозможности хранения всех текущих параметров и гистограмм. Поэтому сохраняются только интегральные гистограммы, относящиеся к каждому набору данных. Некоторые критерии, не включенные в TRTDetectorMonitoring:

1. графики текущих параметров оборудования (и стабильность этих параметров);
2. графики с зависимостью от времени либо от светимости;
3. графики с зависимостью от ϕ (нет достаточной статистики).

В Таблице 2.1 приведены гистограммы, мониторируемые в RTT. DCube - программное обеспечение для статистического анализа гистограмм и проведения статистических тестов между анализируемыми и проверочными гистограммами.

2.4 Создание и поддержка трековых данных (TrackD3PD) для TRT

Рабочие группы, обслуживающие трековые системы детектора ATLAS, для удобства анализа приняли решение о переходе на единое представление трековых данных - формат файла TrackD3PD (от слов Tracking и Derived Physical Data). Особенности данного формата является n-tuple-представление (которое также применяется в стандартных алгоритмах физического анализа в среде ROOT [47]).

Были созданы программные алгоритмы по производству трековых данных из Analysis Object Data, которые получены из Event Summary Data, созданные из первичных RAW-данных. В результате работы алгоритмов производятся

Гистограмма	Тип	Обеспечено в RTT	DCube
Сигнал на треке	1D	да	да
Восстановленный q/p_T	1D	да	да
Заселённость на номер Барреля	Профиль	да	да
Заселённость на номер Колеса	Профиль	пока нет	да
HL Заселённость на номер Барреля	Профиль	да	да
HL Заселённость на номер Колеса	Профиль	пока нет	да
Время дрейфа	1D	да	да
Расстояние от трека до анода	1D	да	да
Заселённость на событие	1D	да	да
Число сигналов на событие	1D	нет	нет
Число реконструированных треков	1D	да	да
Подпороговое время	1D	да	да
Задний фронт импульса	1D	да	да
Передний фронт импульса	1D	да	да
Расстояние от анода до сигнала	1D	да	да
Радиус дрейфа	2D	да	нет

Таблица 2.1: Гистограммы, используемые в RTT

трековые данные, в которые включена вся трековая информация и (по пользовательскому запросу) дополнительная информация о хитах.

Созданные вышеуказанным образом TrackD3PD-данные могут анализироваться различными пользовательскими алгоритмами. Автором были созданы базовые алгоритмы такого рода, позволяющие получать различные характеристики работы трекового детектора переходного излучения.

Среди результатов работы - алгоритмы по созданию унифицированных (с другими трековыми наборами данных) трековых данных, проверочные (нормировочные) наборы таких данных, программные пакеты для пользователь-

ского анализа TrackD3PD, позволяющие получить основные характеристики треков для любого набора данных, а также документация, расположенная на TWiki-странице¹, доступ к которой предоставлен всем членам коллаборации ATLAS.

На Рисунке 2.10 показано распределение невязок (residuals) для координат хитов восстановленного трека в баррельной (а) и торцевой (б) областях трекового детектора переходного излучения при наложении следующих ограничений: $p_T > 2$ ГэВ/с, $|d_0| < 10$ мм, $|z_0| < 300$ мм, $nTRTHits \geq 15$. Полученная оценка невязки составила $\sigma = 132$ мкм в обеих областях детектора TRT.

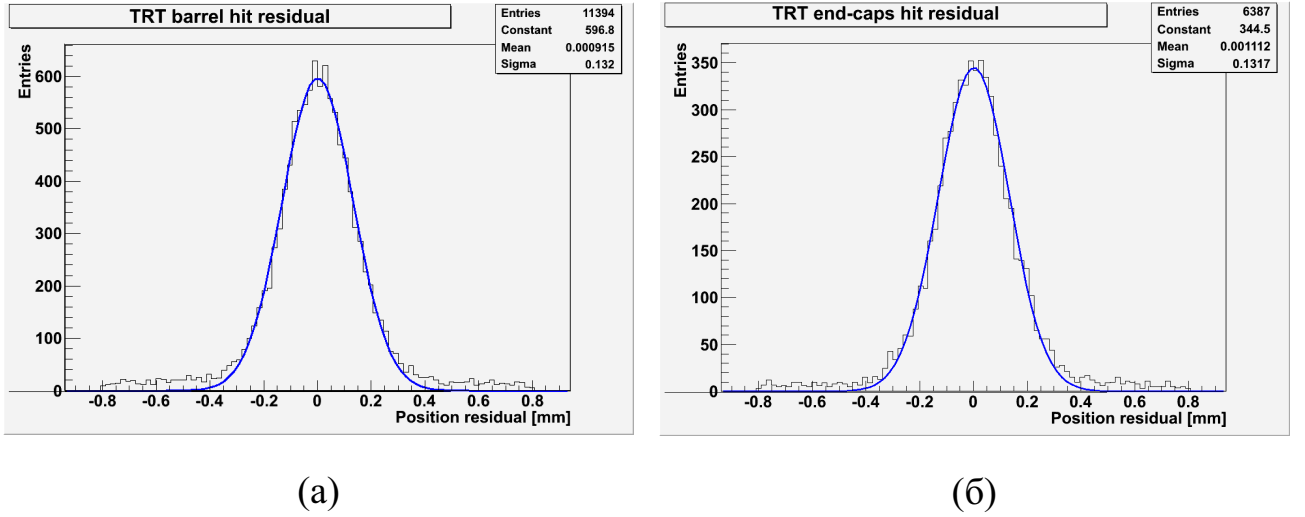


Рисунок 2.10: Распределение отклонения координат хитов относительно восстановленного трека в TRT: (а) - в баррельной части, (б) - в торцевой части детектора, полученные обработкой набора Монте-Карло данных “MC10 7 TeV” при помощи созданного трекового D3PD-анализа.

¹<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/TrackD3PDforTRT> - переместить в ссылки

2.5 Оптимизация состава газовой смеси для работы детектора TRT в цикле набора данных 2013 г.

В сеансе набора данных 2012-го года в нескольких модулях трекового детектора переходного излучения были обнаружены течи рабочей газовой смеси Xe/CO_2 70%/30%. При помощи средств диагностики газовой системы, а также благодаря программным инструментам мониторинга детектора TRT были установлены модули детектора, в которых происходила течь. Хотя течи не оказывали воздействия на производительность и точность детектора, их наличие нежелательно в смысле больших потерь дорогостоящего ксенона, преобладающего в составе рабочей газовой смеси (Xe/CO_2 70%/30% и $Xe/CO_2/O_2$ 70%/29%/1%).

Исследования потоков газовой смеси средствами мониторинга детектора позволили локализовать расположение протекающих элементов газовой системы. Ими оказались подводящие к модулям трубки. Предположительно, основной причиной возникновения дефектов в подводящих трубках стала коррозия в местах напряжений газовых трубок. Трубки изгибались при консолидации детектора для возможности размещения всех элементов TRT. Коррозия возникла вследствие присутствия озона в газовой смеси, образованию которого способствует газовое усиление.

Доступ к компонентам детектора, подверженным течам, не представляется возможным без полной остановки эксперимента и продолжительных детальных исследований. Максимальный размер течей (на осень 2012 г.) составлял 130 л/час. Необходимо упомянуть, что в трековый детектор переходного излучения в качестве проектного значения закладывался номинальный уровень потери газовой смеси 70 л/час (суммарный объём газовой смеси детектора составляет 3 м³). Но, начиная с момента запуска ускорителя вплоть до весны

2012-го года, TRT показывал значительно меньшее количество течей - менее 30 литров в час.

В качестве решения проблемы уменьшения течей для сеанса набора данных в 2013-м году было предложено заменить подачу He/CO_2 на смесь без ксенона, но обладающую аналогичными дрейфовыми свойствами для минимизации последствий на точность восстановления трека. Предыдущие исследования показали [48], что в условиях эксплуатации трекового детектора переходного излучения только ксеноновые газовые смеси позволяют регистрировать переходное излучение, необходимое для идентификации электронов. В качестве компромисса было принято решение разработать конфигурацию использования газовой системы детектора в комбинированном режиме, поскольку газовая система TRT имеет независимые каналы подачи и вывода газовой смеси в разных участках барреля и торцевых колёс. Комбинированный режим означает использование прежней смеси He/CO_2 для бездефектных модулей и использование менее дорогой газовой смеси для протекающих модулей. Для обеспечения этого была поставлена задача выбора газовой смеси, дрейфовые свойства электронов в которой приближены к таковым в газовой смеси He/CO_2 70%/30%.

Был предпринят поиск альтернативных газовых смесей. В качестве предварительного отбора кандидатов компонент газовой смеси использовалась методика, описанная в Разделе 3.2.3 Главы 3. Применялся набор алгоритмов Magboltz [49] для численного решения уравнений переноса Больцмана для дрейфа электронов в газовой смеси, работающий в интерфейсе программного пакета Garfield [50], предназначенного для моделирования дрейфа электронов и ионов в различных конфигурациях электрического и магнитного полей. В результате Монте-Карло моделирования скорости дрейфа и коэффициентов диффузии электронов в газовых смесях, помещённых в электрическое и магнитное поля, соответствующие условиям дрейфовых трубок в трековом детекторе переходного излучения, оказалось, что наиболее близкими к He/CO_2

газовыми смесями в смысле дрейфовых свойств являются смеси Ar/CO_2 и $Ar/CO_2/O_2$. На Рисунке 2.11 представлены результаты моделирования скорости дрейфа и коэффициентов диффузии в зависимости от напряжённости электрического поля.

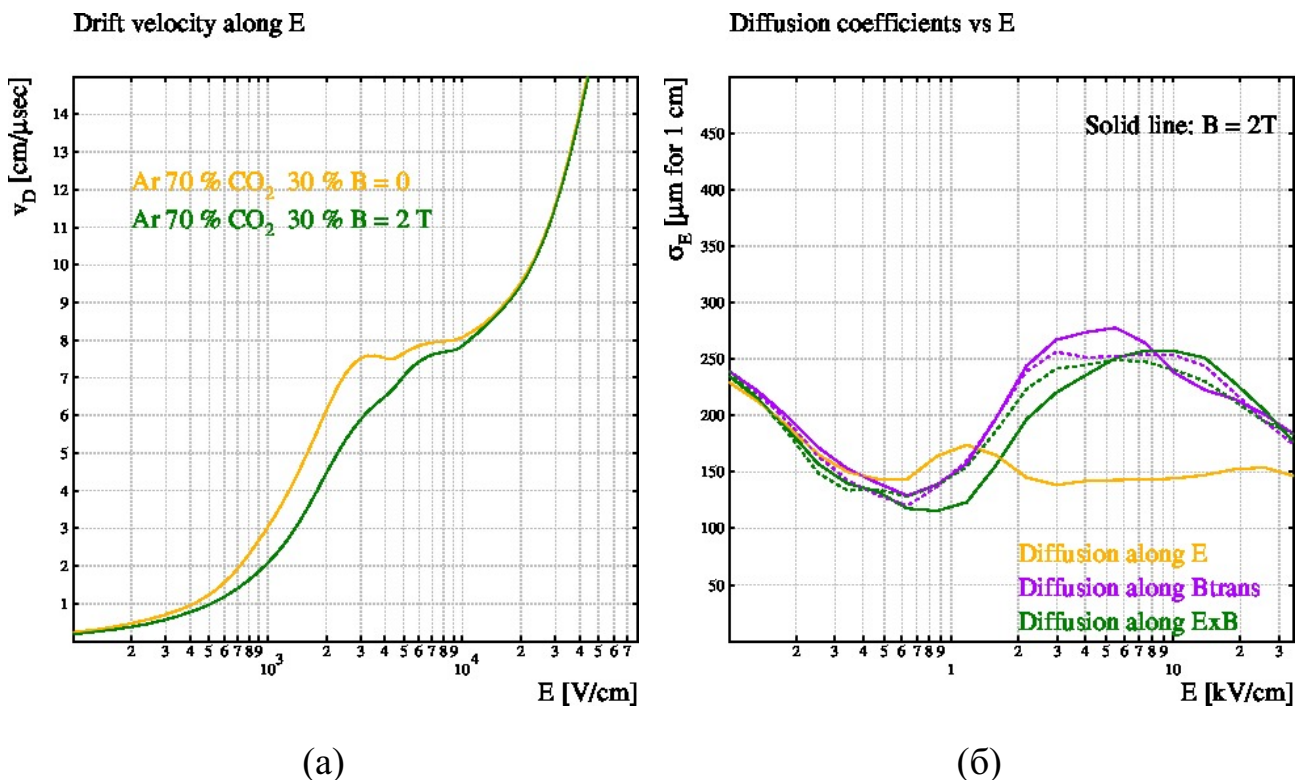


Рисунок 2.11: Моделирование дрейфовых свойств газовой смеси Ar/CO_2 70%/30% в программе Garfield в присутствии магнитного поля ($B = 2$ Тл) и без: (а) - зависимость скорости дрейфа от величины поля усиления, (б) - зависимость коэффициентов диффузии от величины поля усиления.

Был проведён ряд стендовых испытаний по измерению газового усиления, запаса по напряжению до пробоя для одиночных дрейфовых трубок для следующих газовых смесей Ar/CO_2 : 80%/20%, 75%/25%, 70%/30%, 65%/35% и 60%/40%. А также для вышеперечисленных смесей с добавлением 1% и 3% примеси O_2 (смеси $Ar/CO_2/O_2$ с процентным содержанием компонентов соответственно 80%/19%/1%, 80%/17%/3% и т.д.).

Следующим этапом было моделирование прохождения трека через дрейфовую трубку трекового детектора переходного излучения и моделирование получения сигнала, используя функцию отклика электроники каналов считы-

вания TRT. В моделировании прохождения трека использовались измеренные данные газового усиления. Таким образом, окончательное моделирование проводилось только для газовых смесей, участвовавших в стендовых испытаниях по газовому усилению.

Получены следующие результаты моделирования *Ar*-содержащих газовых смесей.

В результате совместных испытаний и моделирования была выбрана газовая смесь *Ar/CO₂* 70%/30%.

В Приложении А приведена утверждённая конфигурация трекового детектора переходного излучения в сеансе набора данных при *p-Pb* соударениях в 2013 г. Данная конфигурация является компромиссом между сохранением информации о переходном излучении - использованием рабочей газовой смеси *He/CO₂* 70%/30% и возможностью уменьшить величину утечек дорогостоящей газовой смеси. Такая конфигурация трекового детектора переходного излучения стала возможна благодаря моделированию трековых свойств дрейфовых трубок при рабочей газовой смеси *Ar/CO₂* 70%/30%.

2.6 Выводы ко второй главе

Коллаборацией TRT эксперимента ATLAS был разработан и создан трековый детектор переходного излучения, который является частью Внутреннего детектора установки ATLAS на Большом Адронном Коллайдере. Трековый детектор переходного излучения позволяет регистрировать треки заряженных частиц с точностью 118 мкм в баррельной и 132 мкм в торцевых областях при 30-ти точках регистрации и производить идентификацию электронов в условиях высокой светимости (до $7.7 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ как при *pp*-соударениях, так и при соударениях тяжёлых ионов).

Для представления данных TRT в унифицированном формате эксперимента ATLAS были разработаны программные алгоритмы создания трековых дан-

ных. С их помощью проведён анализ данных, полученных детектором TRT в 2011 г. Показано удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с расчётами Монте-Карло.

Осуществлён выбор новой газовой смеси - Ar/CO_2 70%/30% для отдельных компонентов детектора TRT, которые используются в сеансе набора данных при $p - Pb$ взаимодействиях.

Глава 3

Проект модернизации Внутреннего детектора ATLAS. Детектор GasPix

3.1 Идея газового пиксельного детектора

При переходе к режимам работы на светимостях $> 2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ детектор TRT не может справляться с нагрузками и будет заменён полупроводниковым детектором. Способность TRT выделения электронов позволяет сильно уменьшать ложные потоки для электронных каналов. Поэтому стоит задача сохранения функций регистрации переходного излучения. Для этой цели разрабатывается газовый пиксельный детектор, имеющий возможность регистрации кластеров переходного излучения.

GasPix — газовый пиксельный детектор, в котором считывающий пиксельный сенсор помещён в объём, заполненный рабочим газом. Электрон-ионные пары образуются в рабочем газе вдоль трека заряженной частицы в дрейфовой области над специальной сеткой Micromegas [51]. Под действием приложенного электрического поля электроны дрейфуют к сетке и фокусируются в её отверстиях (см. Рис. 3.1). К сетке приложено напряжение -400 В по отношению к заземлённому пиксельному сенсору, что создаёт сильное электрическое поле в зазоре 50 мкм над сенсором, где происходит размножение электронной лавины. В результате каждый электрон, пролетающий через отверстие сетки, создаёт лавину, сигнал от которой регистрируется пиксельным сенсором. Определение времени прихода сигнала от лавины позволяет восстановить первоначальное положение электрона над поверхностью сенсора. Таким образом, детектор

GasPix представляет собой время-проекционную камеру, чувствительную к отдельным электронам. Объединяя данные, полученные по нескольким первичным электронам, можно восстановить в пространстве отрезок трека пролетевшей заряженной частицы. Для технической реализации детектора GasPix существенными являются две технологии: защитный слой SiNProt, который предотвращает разрушение пиксельного сенсора при высоковольтных разрядах и InGrid — фотолитографический процесс нанесения сетки Micromegas на сенсор. Снабжённый сеткой Micromegas и защитным слоем SiNProt пиксельный сенсор представляет собой активный считывающий анод, заключённый в дрейфовый объём. Время отклика детектора, определяемое свойствами рабочего газа, величиной зазора усиления и величиной приложенного напряжения обязано соответствовать промежутку между банчами пучка супер-LHC (25 нс).

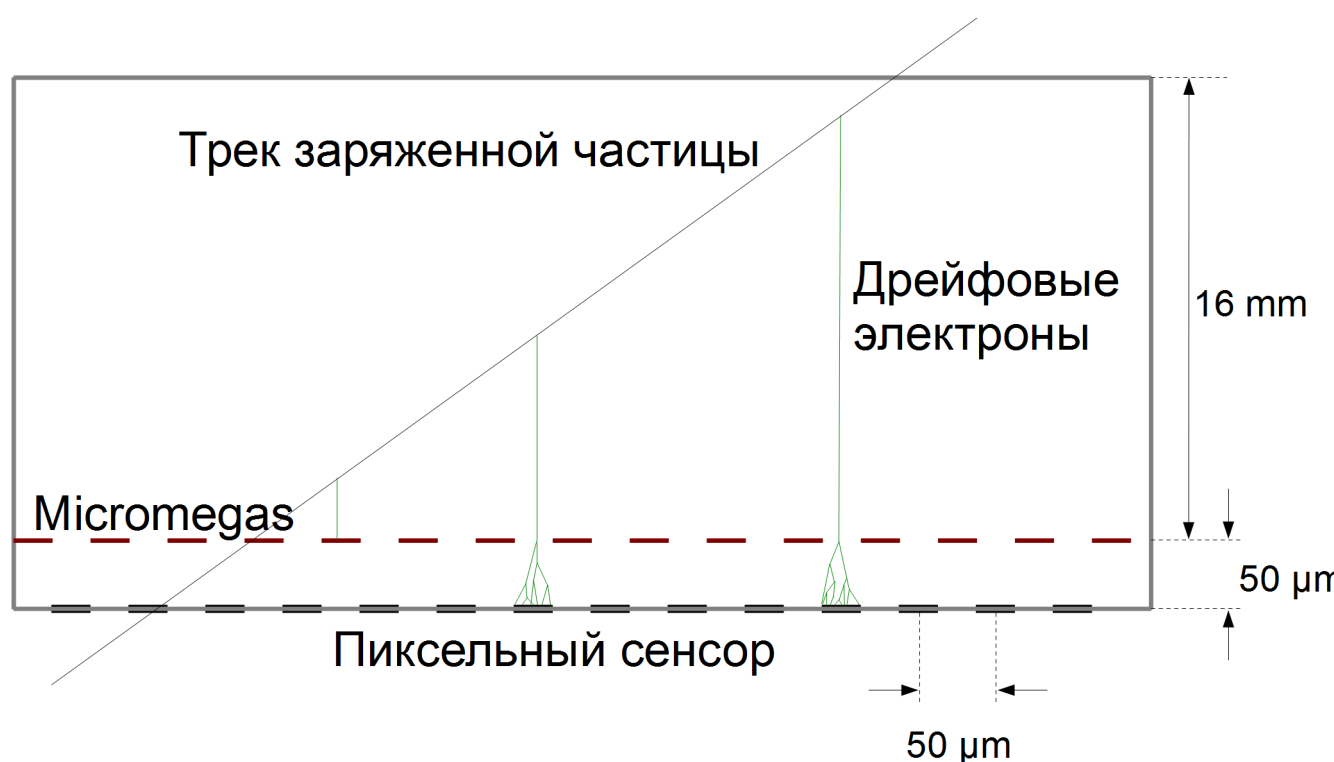


Рисунок 3.1: Схема регистрации заряженной частицы в детекторе GasPix. Показаны трек заряженной частицы, дрейфовый объём, пиксельный чип, Micromegas-сетка и характерные размеры: высота дрейфовой камеры, величина промежутка между пиксельным чипом и Micromegas-сеткой, расстояние между пикселями.

3.2 Моделирование газовых смесей для детектора GasPix

Основными параметрами газовой смеси для предполагаемого варианта геометрии детектора GasPix являются: скорость дрейфа электронов и ионов в газовой среде дрейфовой камеры, величина диффузии в поперечной вектору электрического поля плоскости, значение угла Лоренца, плотность, стабильность усиления, отсутствие радиационного старения и полимеризации. Поставленной задачей было исследование вышеперечисленных свойств для возможных газовых смесей при различных значениях электрического и магнитного полей и окончательный выбор газовой смеси. Исследование проводилось с помощью компьютерного моделирования свойств газовых смесей, а также с помощью программного обеспечения для моделирования дрейфа электронов и ионов в различных конфигурациях электрического и магнитного полей [50].

В процессе моделирования было проведено исследование более 50 различных газовых смесей на основе как органических, так и неорганических соединений. Оказалось, что наиболее подходящие для задач трекинга газовые смеси являются преимущественно легковоспламеняющимися и подпадают под ограничения норм безопасности ЦЕРНа. В числе иных вариантов могут использоваться смеси на основе Ar или Xe с различной долей добавок CO_2 . Их недостатком являются значительно большие значения поперечной диффузии и угла Лоренца, чем у легковоспламеняющихся смесей с органическими добавками. В случае магнитных полей с меньшими, нежели проектная, интенсивностями, для задач трекинга являются удовлетворительными смеси Ar/CO_2 и Xe/CO_2 .

3.2.1 Программное обеспечение

Для предварительного выбора газа в качестве одной из компонент в различных газовых смесях использовалась базы данных сечений электронного рассеяния молекулами данного газа.

Для моделирования свойств газовых смесей использовался программный пакет Magboltz 7.1. Программный пакет Magboltz предназначен для численного решения кинетического уравнения Больцмана для электронов в газовых смесях под воздействием электрического и магнитного полей.

Для детального моделирования дрейфовых свойств электронов и ионов при различных конфигурациях электрического и магнитного полей во время-проекционной камере применялся программный пакет Garfield 9.

3.2.2 Оптимизация свойств газовой смеси

Задача выбора необходимых свойств газовой смеси тесно связана не только с требуемыми параметрами детектора для проведения физического эксперимента (высокая координатная и угловая точность, работа при высоких нагрузках, реализация триггера Внутреннего Детектора), но и с параметрами окружающих газовую смесь элементов детектора: стенок дрейфовой камеры, мембраны-катода, чувствительного элемента и подложки. Более того, такая задача связана с общей конфигурацией (геометрией) детектора, расположения радиатора для переходного излучения. Так, для предложенного варианта геометрии детектора важным является обеспечить минимальные значения угла Лоренца для дрейфовых частиц.

Высокие нагрузки налагают требования на скорость дрейфа электронов, что предотвращает также уширение сигнала, снимаемого с чувствительных элементов. Высота дрейфовой камеры в предполагаемом детекторе составляет 4 мм. Минимальная приемлемая скорость дрейфа, в направлении параллельном вектору электрического поля, составляет 4 см/мкс. Желатель-

но, чтобы газовая смесь обеспечивала стабильность скорости дрейфа при различных внешних параметрах, таких как давление и температура.

На размытие сигнального пятна в чувствительных элементах оказывает значительное влияние величина диффузии газовой смеси в плоскости, перпендикулярной вектору электрического поля. Предельное значение для поперечной диффузии для проектных размеров дрейфовой камеры не должно превышать 200 мкм/см. Оказалось, что величина диффузии в газовой смеси зависит также и от величины и направления магнитного поля. Значение диффузии становится минимальным в направлении, перпендикулярном вектору магнитного поля.

Газовая смесь для детектора GasPix должна обладать усилением 3000 – 5000 в широком диапазоне значений поля усиления. При этом должна быть обеспечена недостижимость разряда в рабочих значениях электрического поля. Зависимость газового усиления смеси не должна превышать усиление для смеси Ar/CO_2 : усиление до 10^4 в диапазоне $70 \text{ кВ/см} < E < 80 \text{ кВ/см}$. Также желательны максимальное значение коэффициента Таунсенда α и минимальное значение коэффициента прилипания электронов η для сохранения максимальной информации о dE/dx ионизации для идентификации частиц.

Необходимо обеспечить высокую ионную подвижность для уменьшения общего времени снятия сигнала.

3.2.3 Определение компонентов газовой смеси

Первоначально поиск производился среди газов, уже использующихся или использовавшихся в физических экспериментах с дрейфовыми и время-проекционными камерами. В них применяется следующий принцип регистрации частиц: частица высокой энергии, попадающая в дрейфовый объём, заполненный газовой смесью, выбивает электроны и ионы из атомов газовой смеси и такие электроны или ионы под действием электрического поля перемещаются к чувствительному элементу.

Чистого однокомпонентного газа, идеального для всех типов дрейфовых камер, не существует. Выбор газовой смеси сильно зависит от множества параметров среды, в которую заключается газ, а также от режима использования детектора на основе сбора дрейфовой информации.

Возможные компоненты можно разделить на следующие группы газов: благородные газы, органические газы, CO_2 , чистые газы из молекул H_2 , N_2 , O_2 , а также фреоны, азотные соединения и силаны.

Благородные газы

Из группы благородных газов (He , Ne , Ar , Kr , Xe , Rn) выбирались газы с большой плотностью, для достижения высокой ионизации, и обладающие большим сечением упругого взаимодействия в диапазоне энергий 1...100 эВ. А также нерадиоактивными и экономически доступными. Таким свойствам более всего удовлетворяет аргон. Использование гелия или неона затруднено вследствие значительного влияния эффекта Пеннинга. Криптон и ксенон в составе смесей позволяют достичь необходимых величин скорости дрейфа (как у аргона), но их высокая стоимость сильно увеличивает общую стоимость установки. Стоит отметить, что при желании сохранить информацию о переходном излучении, ксеноновые смеси являются незаменимыми. Использование радона невозможно из-за его радиоактивности, что не допускает требования безопасности ЦЕРНа. Благодаря крайне низкой химической активности, благородные газы удобны в использовании как в чистом виде, так и в виде основной части газовой смеси.

Органические соединения

Добавки в виде органических соединений традиционно используются в газовых детекторах элементарных частиц благодаря достижению хороших дрейфовых свойств и наличию значительного фотонного поглощения

в таких смесях. Даже незначительные добавки органических компонент сильно меняют кинетические свойства газовой смеси.

Метан широко используется в дрейфовых и время-проекционных камерах, например, в экспериментах ALEPH, STAR, HARP. Наиболее распространена смесь Ar 90% – CH_4 10% (известная как P10). Скорость дрейфа 5 см/мкс в такой смеси достигается уже при напряжённости электрического поля 125 В/см. Использование таких малых электрических полей значительно упрощают конструкцию камеры.

Этан и изобутан использовались в многопроволочных камерах, благодаря достижению при их использовании достаточной скорости дрейфа при значениях электрического поля нескольких кВ/см. Наиболее распространёнными в таких экспериментах являются смеси Ar 50% – C_2H_6 50% и Ar 75% – iC_4H_{10} 25%. Помимо рисков воспламеняемости, этан и изобутан вызывают радиационное старение материалов, используемых в газовой системе, что недопустимо при высокой скорости накопления заряда при рабочих режимах работы ускорителя (несколько Кл/см в год).

Диметиловый эфир (C_2H_6O , DME) имеет хорошие свойства в качестве гасителя благодаря тому, что обладает минимальным сечением электронного рассеяния уже при энергии электронов 0.9 эВ, что обеспечивает быстрые смеси с малой диффузией и малым значением угла Лоренца, но его использование ограничено вследствие его воспламеняемости.

Азот и азотные соединения

Азот ^{14}N может захватить тепловой нейтрон и превратиться в ^{15}N , который может испустить фотон с энергией 10.8 МэВ. Это ведёт к нежелательной чувствительности детектора к фоновым тепловым нейтронам. Различные азотные соединения, такие как NH_3 , NO и N_2O , являются хорошими гасителями, которые не образуют твёрдые полимеры, но, как и чистый азот, являются чувствительными к нейтронам.

Кислород

Кислород даже в концентрациях порядка 10^{-6} , приводит к прилипанию электронов к молекулам газовой смеси. Явление значительно возрастает в присутствии водяного пара. Прилипание электронов уменьшает как пространственное, так и dE/dx разрешение детектора, а также может приводить к газовому разряду.

Фреоны

Фреоны являются очень хорошими гасителями в смесях с инертными газами. Такие смеси обеспечивают высокую скорость дрейфа при низких значениях электрического поля. Но использование фреонов сильно ограничено по экологическим соображениям. К тому же CF_4 вступает в реакцию с алюминием в присутствии воды. Ещё одной причиной отказа от использования фреонов является вызываемые ими потери электронов.

Двуокись углерода

CO_2 является хорошим гасителем. Но использование чистого CO_2 в качестве газовой смеси в дрейфовом объёме предполагает значительные усиливающие поля E из-за того, что сечение электронного рассеяния для CO_2 имеет минимум при энергии электрона 1.9 эВ, что превышает аналогичные положения минимумов в сечениях других смесей.

3.3 Результаты моделирования свойств газовых смесей для детектора GasPix

3.3.1 Скорость дрейфа

Для чистых благородных газов и для большинства других чистых газов скорость дрейфа электронов не достигает желаемых 4 см/мкс при напря-

жённости поля $E < 2.0$ кВ/см. Но при добавлении CO_2 к аргону скорость дрейфа значительно возрастает, что видно на Рис. 3.2. Причина этого заключается в особенностях сечения электронного рассеяния данных газов; при энергиях электронов до 1 эВ сечение для CO_2 на порядок больше сечений для аргона или ксенона. Сечение CO_2 постепенно уменьшается вплоть до энергии электронов 1.9 эВ, в то время как сечение для аргона проходит так называемый Рамзауэровский минимум при 0.23 эВ. Аналогичный минимум для сечения ксенона приходится на 0.65 эВ. Различие в энергии объясняется большей атомной массой Xe , для взаимодействия с атомами которого необходимы электроны с большей кинетической энергией.

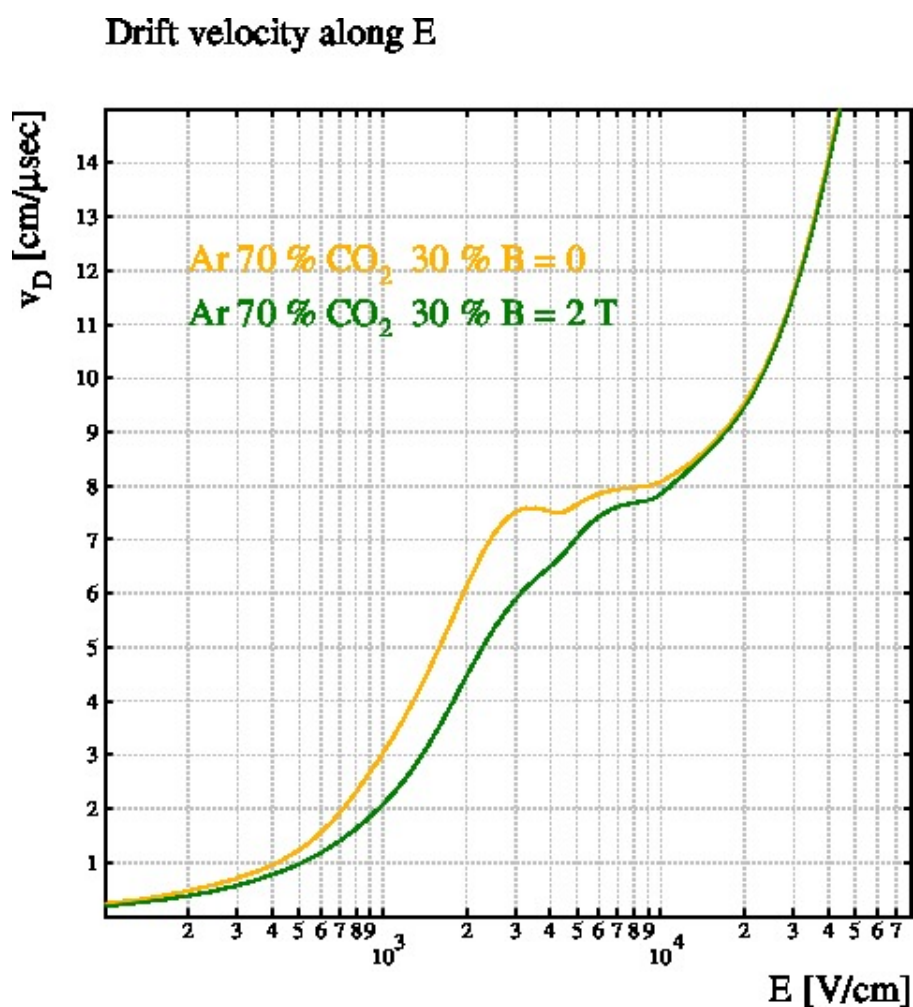


Рисунок 3.2: Зависимость скорости дрейфа от поля усиления для газовой смеси Ar/CO_2 70%/30% в присутствии и без магнитного поля.

При добавлении небольшой доли CO_2 в Ar либо Xe сечение электронного рассеяния существенно возрастает при сдвиге Рамзауэровского минимума к большим энергиям. При постоянном электрическом поле энергия электронов уменьшается вместе с увеличением доли CO_2 . Добавление CO_2 ведёт ко всё меньшему отклонению электронов от их первоначальных траекторий (уменьшению коэффициента диффузии в плоскости, перпендикулярной вектору скорости электронов) и, соответственно, к увеличению их скорости дрейфа.

Величина скорости дрейфа в газовой смеси Ar/CO_2 является неустойчивой в интересующем диапазоне напряжённостей электрического поля (0.5...2 кВ/см).

3.3.2 Коэффициент диффузии в направлении, перпендикулярном магнитному полю

Для высокоточного трекинга необходимо минимальное значение коэффициента диффузии в газовой смеси. Добавление CO_2 в газ является наиболее эффективным способом уменьшить коэффициенты диффузии в данной смеси. На Рис. 3.3 заметно расщепление коэффициентов диффузии в зависимости от направления магнитного поля: штрихованными линиями показана зависимость коэффициента диффузии вдоль вектора поля E при двух значениях магнитного поля (1.4 и 2.0 Тл), сплошными — в плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля (также при 1.4 и 2.0 Тл).

3.3.3 Величина угла Лоренца

Для постоянного магнитного поля максимум угла Лоренца приходится на то же значение величины поля E , что и локальный максимум для скорости дрейфа той же газовой смеси. Большие значения угла Лоренца означают большее время дрейфа при одинаковой скорости дрейфа. Разумным является смещение в область меньших углов Лоренца вплоть до достижения

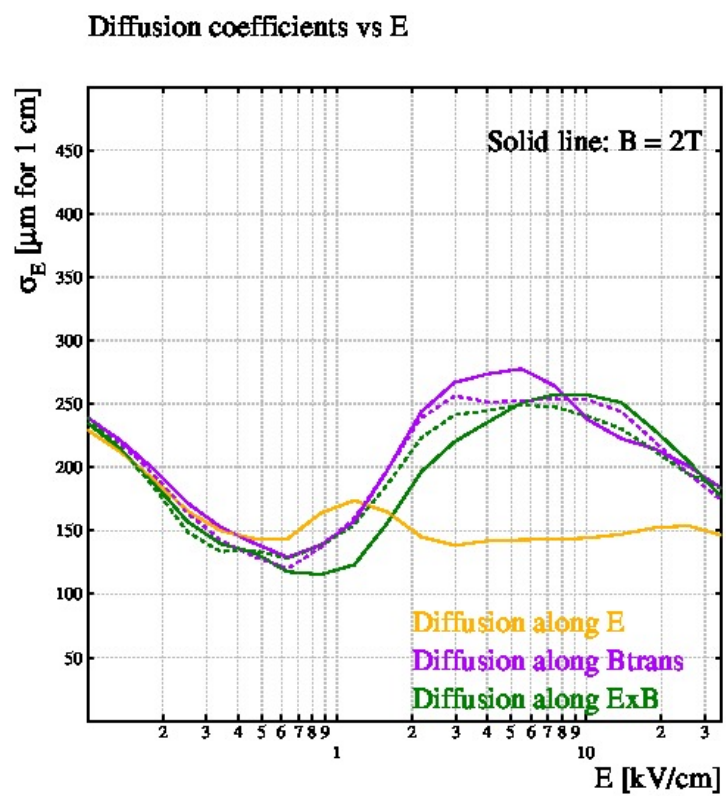


Рисунок 3.3: Зависимость коэффициентов диффузии дрейфовых электронов от поля усиления для газовой смеси Ar/CO_2 70%/30% в присутствии и без магнитного поля.

Lorentz-angle

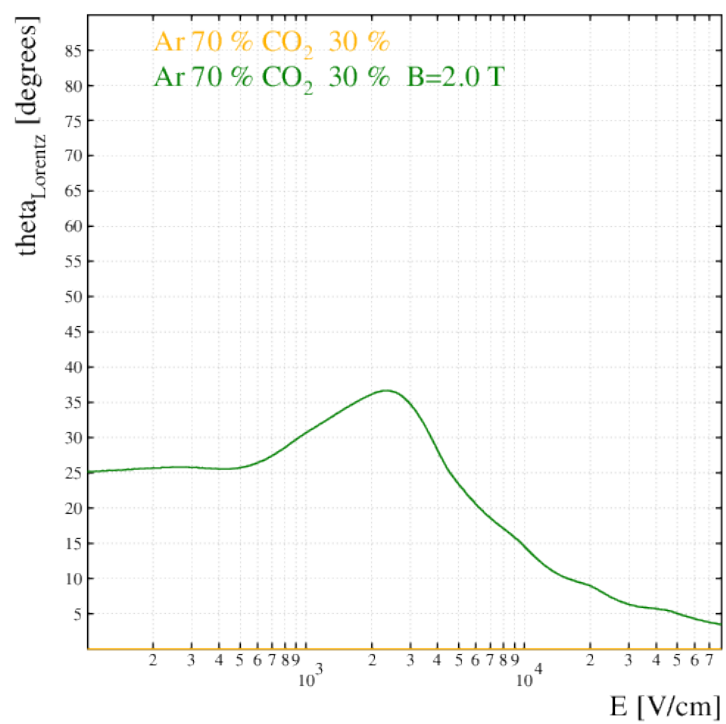


Рисунок 3.4: Зависимость угла Лоренца дрейфовых электронов от поля усиления для газовой смеси Ar/CO_2 70%/30%.

минимально допустимых значений скорости дрейфа. Рис. 3.4 показывает, что при меньших значениях магнитного поля можно достигнуть желаемой величины угла Лоренца при том же значении электрического поля.

3.4 Моделирование трековых параметров детектора GasPix

3.4.1 Используемое программное обеспечение

Моделирование восстановления трека в элементе детектора GasPix имело целью установить влияние различных параметров установки на точность восстановления трека. Монте-Карло моделирование прохождения трека осуществлялось с использованием программы Atlsim, основанной на GEANT3 [52]. Обработка результатов моделирования осуществлялась при помощи PAW [53] (в настоящее время — при помощи ROOT [47]).

3.4.2 Основные параметры моделирования прохождения трека

Для моделирования работы газового пиксельного детектора необходима разработка специального программного обеспечения. Такое программное обеспечение должно обеспечивать реалистичное моделирование физических процессов в детекторе и отклик системы считывания данных. Желательно, чтобы формат данных смоделированных событий был идентичным формату экспериментальных данных детектора.

Группами МИФИ, ФИАН и МГУ велась разработка программного обеспечения для моделирования работы газового пиксельного детектора. Программное обеспечение состоит из двух основных частей: алгоритмов моделирования детекторов с помощью метода Монте-Карло (МС), а также программ для обработки и анализа. Программа моделирования основана

на пакете GEANT3 [52], предназначенном для описания геометрии детектора и основных физических процессов, происходящих в нем при прохождении регистрируемой частицы. Программа позволяет задавать основные параметры газовых пиксельных детекторов: размеры, состав и параметры газовой смеси, размеры и число пикселей и т.д. Кроме собственно газового пиксельного детектора, в программе задаются параметры частицы, проходящей через детектор – её сорт, энергия, координаты и углы прохождения через детектор. Для описания процессов регистрации переходного моделирования в программе моделирования используется программный код ATLAS TRT [54]. На Рис 3.5 показана схема установки для испытания газового пиксельного детектора в пучке ускорителя, полученная с помощью моделирующей программы.

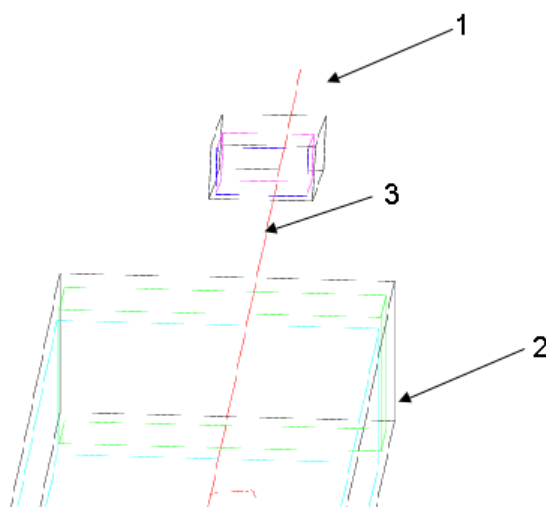


Рисунок 3.5: Изображение одного события, полученное с помощью программы моделирования. 1 – газовый пиксельный детектор, 2 – радиатор переходного излучения, 3 – регистрируемая частица, проходящая через установку.

Такие алгоритмы позволяют детально описать процесс прохождения регистрируемой частицы через детектор, ионизацию в газе, а также процессы рождения и поглощения квантов переходного излучения. Затем следует

моделирование процессов дрейфа электронов ионизации в газе, их размножение вблизи сетки, и регистрация. Для процесса дрейфа учитываются продольная и поперечная диффузия, а также время дрейфа от точки ионизации до сетки. Учитывается эффективность регистрации кластера ионизации, амплитуда и длительность снимаемого с пикселя сигнала.

На Рисунке 3.6 приведен пример смоделированного события для газового пиксельного детектора с размерами пикселей $50 \times 50 \text{ мкм}^2$, величиной газового дрейфового промежутка 16 мм, газовой смесью He/CO_2 70%/30% и порогом срабатывания пикселя 1.35 первичных электронов ионизации.

Во входном конфигурационном файле моделирующей программы можно варьировать следующие параметры:

- число и размер пикселей вдоль осей X и Y;
- высоту дрейфового промежутка детектора, состав газовой смеси и её давление;
- сорт регистрируемой частицы, её энергия, углы падения на детектор;
- параметры радиатора переходного излучения: материал радиатора, длина по направлению падающей частицы, толщина пленок в радиаторе и шаг между ними, эффективность радиатора;
- скорость дрейфа электронов ионизации в газе, коэффициенты продольной и поперечной диффузии;
- режим съема информации с пикселей: измерение времени дрейфа либо времени превышения порога;
- параметры сигнала электроники: время переднего и заднего фронтов, форма сигнала, величина его временной дискретизации;
- эффективность регистрации электронов ионизации, порог регистрации.

Моделирование проводилось при следующем наборе параметров установки: высота дрейфовой камеры – 1 см, давление газовой смеси – 1 атм, углы поворота камеры по отношению к пучку – 20° к оси пучка и 3° по азимуту, тип пучка – пионы 20 ГэВ, количество пикселей – 256×256 . В качестве входных данных моделирования изменялись состав газовой смеси и размер пикселей. Ограничением программы моделирования является использование лишь He/CO_2 либо Ar/CO_2 смесей. В ходе моделирования размер пикселей варьировался от 50 мкм до 300 мкм. Исследовалось прохождение трека как в случае квадратных, так и для прямоугольных пикселей чувствительной матрицы.

Информация, полученная программой моделирования, сохраняется в текстовом файле, состоящем из списка зажжённых пикселей либо в порядке их прихода (временной, или событийный режим), либо накопленных за время экспозиции (непрерывный режим), а также виде гистограмм. При выборе формата файла с моделируемыми данными было желательно обеспечить совместимость с форматом, используемым в системе сбора данных (DAQ) при съёме информации с реального чипа. Однако последний имеет существенный недостаток: в нем применяется хранение информации о каждом событии в отдельном файле. Это крайне неудобно, поскольку приводит к созданию очень большого числа файлов. Кроме того, программы моделирования и обработки тратят слишком много времени на открытие и закрытие этих файлов, что сильно замедляет их работу. Поэтому было решено разработать более удобный формат хранения данных, а для совместимости со старым форматом, применяемым в системе DAQ, создать соответствующие процедуры конвертации.

Экспериментальные или смоделированные данные поступают на вход программы обработки. Программа обработки написана на языке C++ на основе пакета обработки физических данных ROOT [47]. Программа имеет графический пользовательский интерфейс (GUI), показанный на Рисунке 3.7. При запуске программы указываются имя файла с обрабатываемыми

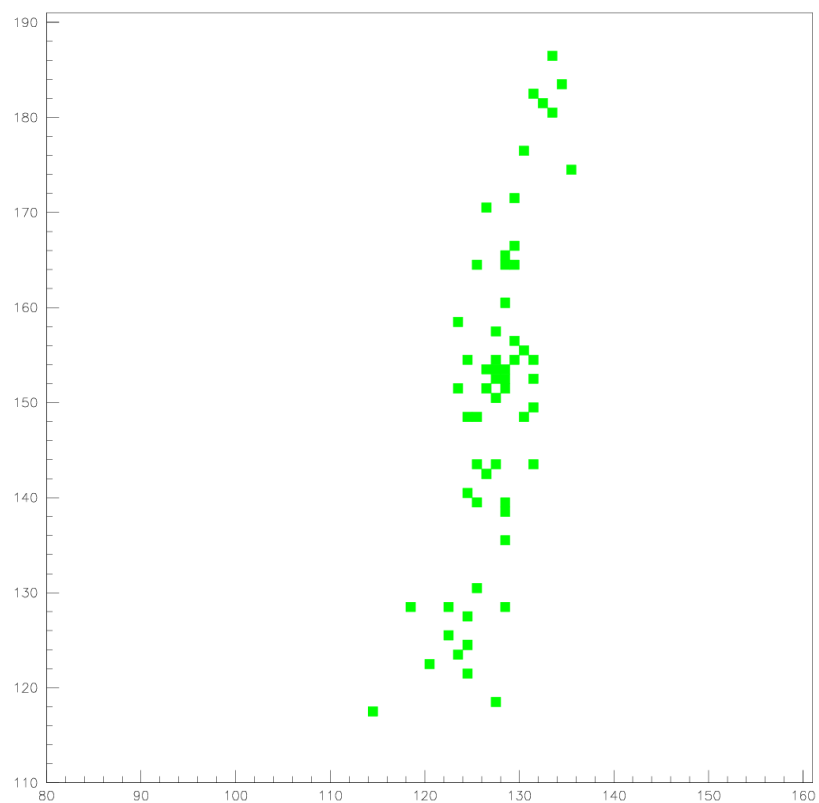


Рисунок 3.6: Пример моделированного события в газовом пиксельном детекторе – проекция на плоскость чипа. Квадратами показаны сработавшие пиксели. По осям отложены номера рядов пикселей в чипе.

данными, а также имя файла с параметрами обработки, если их значения отличны от используемых по умолчанию.

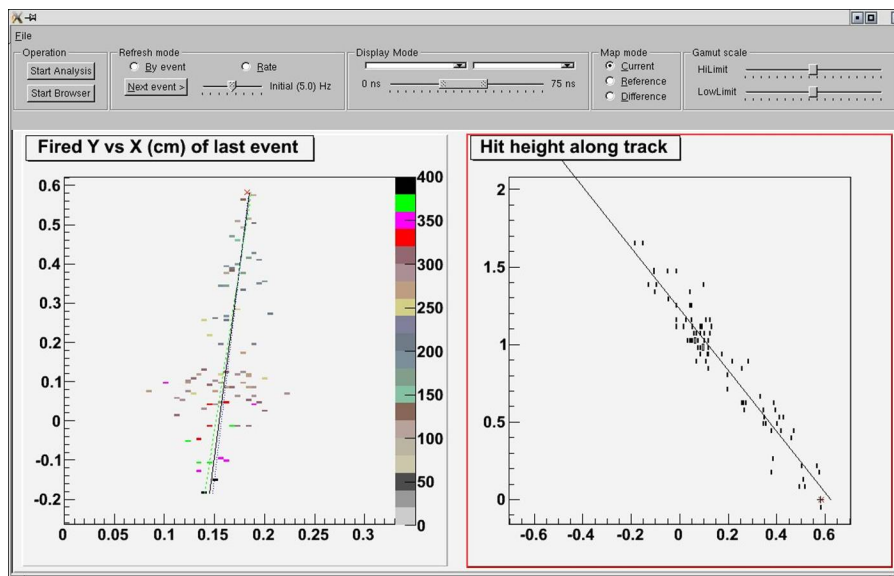


Рисунок 3.7: Изображение одного события, полученное с помощью программы моделирования. 1 – газовый пиксельный детектор, 2 – радиатор переходного излучения, 3 – регистрируемая частица, проходящая через детектор.

Как уже было сказано, предусмотрены два режима обработки данных: пособытийный и непрерывный, когда обрабатываются все данные до конца. Пособытийный режим предназначен главным образом для целей отладки процедур обработки. Он позволяет просмотреть отдельное событие, оценить точность восстановления траектории регистрируемой частицы. На Рисунке 3.6 представлен пример графического отображения одного обработанного события. Слева – в проекции на плоскость чипа, здесь квадратами нарисованы сработавшие пиксели. Справа – в плоскости дрейфа, перпендикулярной плоскости чипа. Здесь координата по горизонтальной оси есть координата зажжённого пикселя, а по вертикальной – вычислена, исходя из измеренного времени дрейфа. На обоих рисунках прямые линии представляют реконструированный трек, а крестиком обозначена истинная точка пересечения частицы с плоскостью чипа, известная при моделировании.

Результаты обработки хранятся в ROOT гистограммах. Пользователь может открыть окно для просмотра накопленных гистограмм во время обработки (Рис. 3.8(а)). По окончании обработки гистограммы сохраняются на диске в ROOT файле и могут затем при необходимости использоваться для просмотра (Рис. 3.8(б)) или дальнейшего анализа.

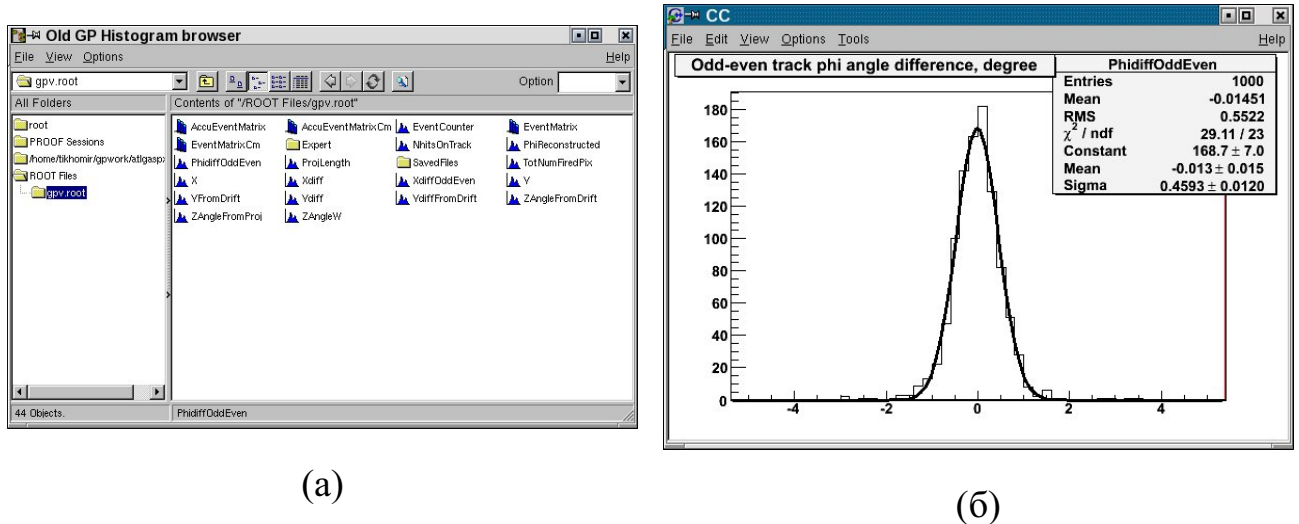


Рисунок 3.8: На рисунке слева – окно программы просмотра гистограмм, справа – гистограмма одной из анализируемой величин вместе с результатом фитирования.

Обработка заключается в восстановлении траектории регистрируемой частицы на основе информации, полученной с пиксельного детектора. Процедура состоит в проведении трека и определения его параметров: углов наклона по отношению к детектору и точки пересечения с плоскостью чипа. Рисунок 3.9 иллюстрирует смысл восстанавливаемых параметров трека в проекции на плоскость чипа. Здесь для поиска трека и определения его параметров используются координаты центров сработавших пикселей. При фитировании трека прямой линией применяются разные веса для пикселей в зависимости от их положения вдоль трека: чем дальше от точки пересечения трека с плоскостью чипа находится пиксель, тем с меньшим весом учитывается его координата. Таким образом учитывается разное “размытие” участков трека из-за поперечной диффузии в процессе дрейфа кластеров ионизации к чипу.

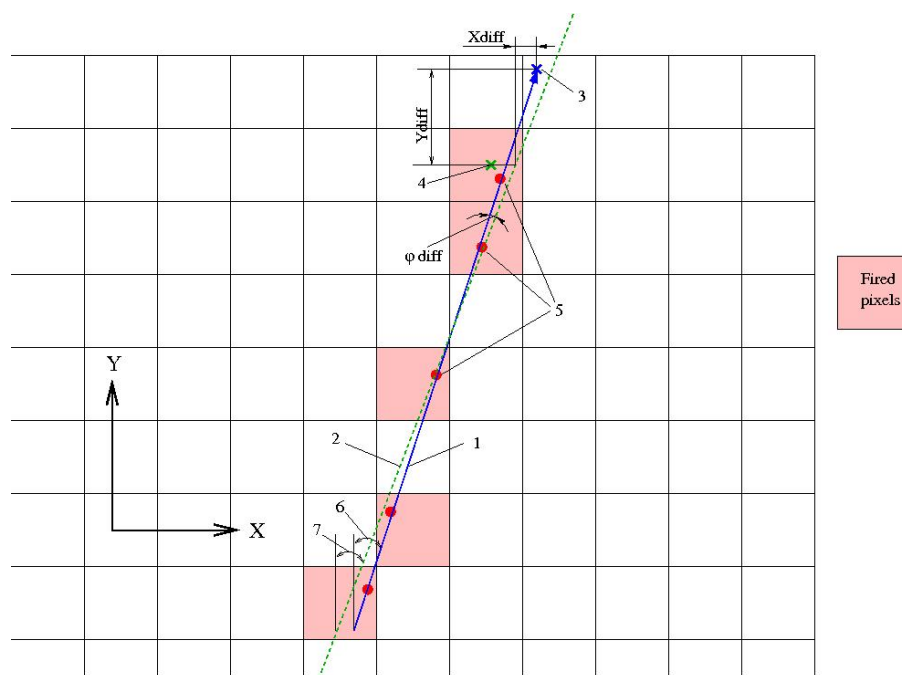


Рисунок 3.9: Восстановление проекции трека в плоскости чипа. Обозначены: 1 – истинная проекция трека на плоскость чипа; 2 – реконструированный трек; 3 – точка пересечения истинного трека с чипом; 4 – центр последнего по треку “зажжённого” пикселя; 5 – проекция кластеров ионизации на плоскость чипа; 6 – истинный азимутальный угол проекции трека; 7 – восстановленный азимутальный угол; φ_{diff} – разность восстановленного и истинного азимутального угла; X_{diff} – разность восстановленной и истинной X координаты конца трека; Y_{diff} – разность восстановленной и истинной Y координаты конца трека.

Используя информацию о времени дрейфа кластеров первичной ионизации к чипу, возможно восстановить проекцию трека в плоскости дрейфа, которая перпендикулярна плоскости чипа, как показано на Рисунке 3.10. Здесь при фитировании прямой линией одной из координат служит координата сработавшего чипа, а другая (величина Z на Рис. 3.10) вычисляется, исходя из измеренного времени дрейфа и известной в данных условиях скорости дрейфа. Одновременное восстановление двух проекций трека дает его полное трёхмерное изображение.

Заметим, что прямым образом точность восстановления трека может быть вычислена только для смоделированных событий путем сравнения с известными истинными параметрами трека. Для реальных событий ситуация сложнее. В тестовых измерениях в пучке мы можем не иметь внешних детекторов, которые определяли бы истинное положение регистрируемой частицы с точностью, намного лучшей точности испытуемого газового пиксельного детектора. Таким образом, у нас может не быть образца для сравнения. В этом случае предлагается использовать так называемую технику чётно-нечётного трека. В данной процедуре предполагается определение параметров двух треков. В реконструкции одного из них принимает участие только половина из сработавших пикселей (скажем, лежащих в четных рядах матрицы), а при реконструкции второго трека – другая половина пикселей, лежащих в нечетных рядах. Оценкой точности является разность соответствующих углов или координат этих двух реконструированных треков, деленная на два, как видно на Рисунке 3.11.

Одним из важнейших критериев для оценки правильности моделирования служат размеры и форма области, создаваемой сработавшими пикселями в плоскости чипа при прохождении через детектор заряженной частицы. На Рисунке 3.12 приведено сравнение между экспериментом и МС моделированием “профилей” трека на плоскости чипа, т.е. расстояний от центров сработавших пикселей до реконструированной проекции трека. Как можно

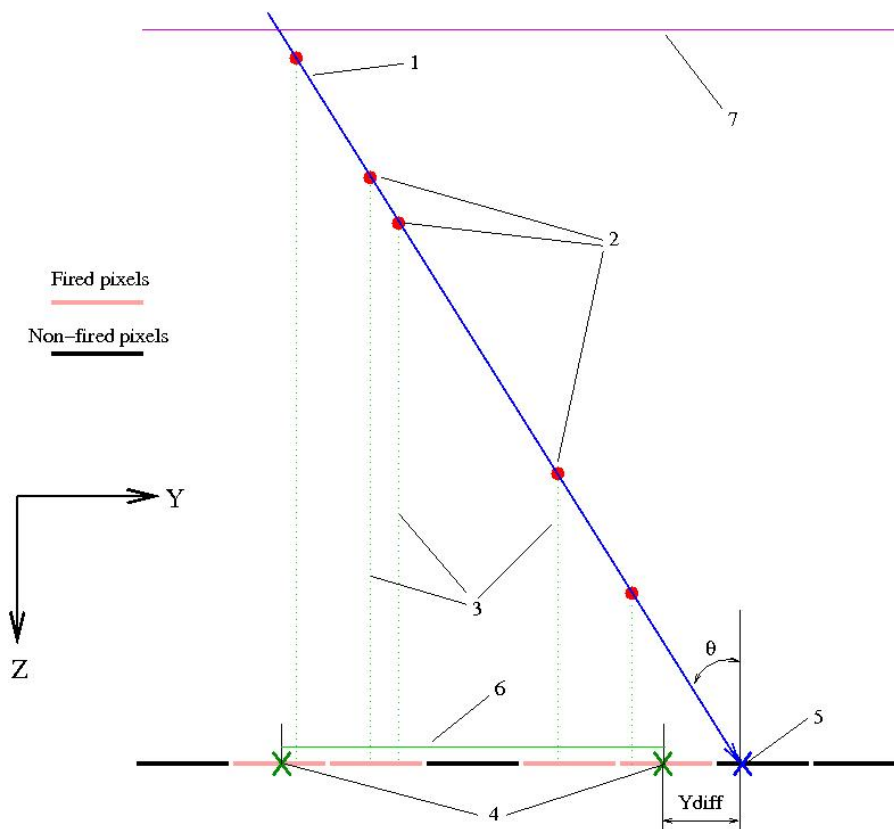


Рисунок 3.10: Восстановление трека в плоскости дрейфа. Здесь обозначены: 1 – истинный трек в газовом дрейфовом объеме; 2 – хиты первичной ионизации на треке; 3 – траектории дрейфа хитов к плоскости чипа; 4 – центры первого и последнего по треку “зажженных” пикселей; 5 – точка пересечения истинного трека с чипом; 6 – восстановленная в плоскости чипа проекция трека; 7 – граница газового дрейфового объема; Θ – истинный полярный угол трека; Y_{diff} – разность восстановленной и истинной Y координаты конца трека.

видеть, наблюдаемая форма “пятна” в плоскости чипа хорошо описывается программой моделирования.

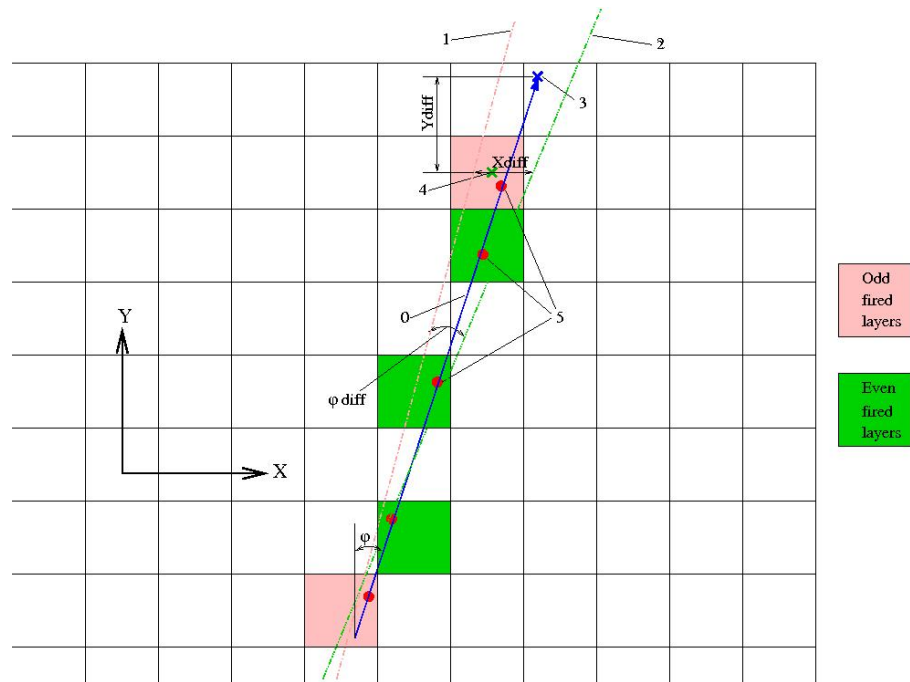


Рисунок 3.11: Разность углов двух восстановленных треков. Обозначены: 0 – истинная проекция трека на плоскость чипа; 1 – трек, реконструированный по нечётным слоям пикселей; 2 – трек, реконструированный по четным слоям; 3 – точка пересечения истинного трека с чипом; 4 – центр последнего “зажжённого” пикселя в треке; 5 – проекция кластеров ионизации на плоскость чипа; ϕ_{diff} – разность восстановленного азимутального угла “чётного” и “нечётного” треков; X_{diff} – разность восстановленной X координаты концов “чётного” и “нечётного” треков; Y_{diff} – разность истинной и восстановленной Y координаты конца трека.

3.5 Результаты моделирования прохождения трека

Количественным критерием согласия реальных и смоделированных данных могут служить координатные и угловые точности восстановления трека. В Таблице 3.1 приведено сравнение для проекций треков в плоскости чипа. Здесь слова “полный” относятся к треку, восстановлен-

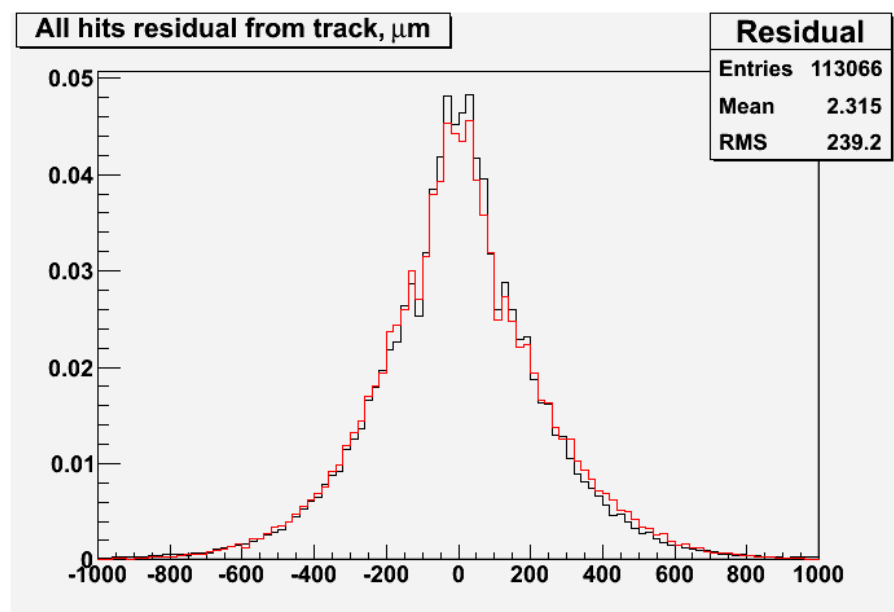


Рисунок 3.12: Распределение расстояний (в мкм) между каждым из зажжённых пикселей и реконструированным треком в плоскости чипа. Красная гистограмма - экспериментальные данные, черная - Монте-Карло моделирование.

ному по всем сработавшим пикселям (Рис. 3.9), а “чётно-нечётный” – к двум трекам, реконструированным по чётным и нечётным рядам пикселей (Рис. 3.11). Как можно видеть из таблицы, наблюдается прекрасное согласие между экспериментом и Монте-Карло моделированием. Некоторое различие в точности восстановления угла глобального трека можно объяснить наличием в тестовых измерениях собственной угловой расходимости пучка, величина которой точно неизвестна.

3.6 Тестовые испытания прототипов детектора (ноябрь 2012 г.)

Тестовые испытания прототипов газовых пиксельных детекторов GasPix производились в ЦЕРН на пучке SPS H4 в ноябре 2012-го года. Совместно с прототипами детекторов GasPix испытывались прототипы детекторов Gossip - детекторов, построенных на основе тех же пиксельных чипов, но оборудованных дрейфовыми камерами высотой 1 мм. Нижесле-

	Полный трек		Чётно-нечётный трек	
	Коорд. точность по X, мкм	Точность азимутального угла, (°)	Коорд. точность по X, мкм	Точность азимутального угла, (°)
Эксп-ые данные	-	0.72	19.4	0.47
Монте-Карло моделирование	21.6	0.5	20.3	0.46

Таблица 3.1: Сравнение экспериментальных и моделированных координатных и угловых точностей восстановления проекции трека в плоскости чипа.

дующее описание тестовых испытаний касается исключительно детекторов GasPix, если не указано иное. В тестовых испытаниях применялись идентичные прототипы детекторов и рабочие газовые смеси DME/CO_2 и Ar/CO_2 . Всего в тестовых испытаниях было использовано 7 прототипов детектора GasPix, четыре из которых (с идентификаторами M06, K06, C06, B06) показали устойчивую работу в течение по крайней мере нескольких запусков. Прототип M06 показал бесперебойную работу в течение всех тестовых испытаний. Три устойчивых прототипа вышли из строя: K06 – вследствие пробоя между защитной сеткой и Micromegas-сеткой, C06 и B06 через какое-то время начали показывать неустраняемые структуры в записываемых данных.

На Рисунке 3.13 изображена принципиальная схема установки для тестирования прототипов детекторов GasPix и Gossip. Видно, что все прототипы детекторов закреплены на пьедесталах вдоль одной прямой параллельно оси пучка. Перед первым и за последним прототипами детекторов установлены сцинтилляционные счётчики, образующие вместе с быстрыми детекторами Gossip триггерную систему. Пьедесталы позволяют фикси-

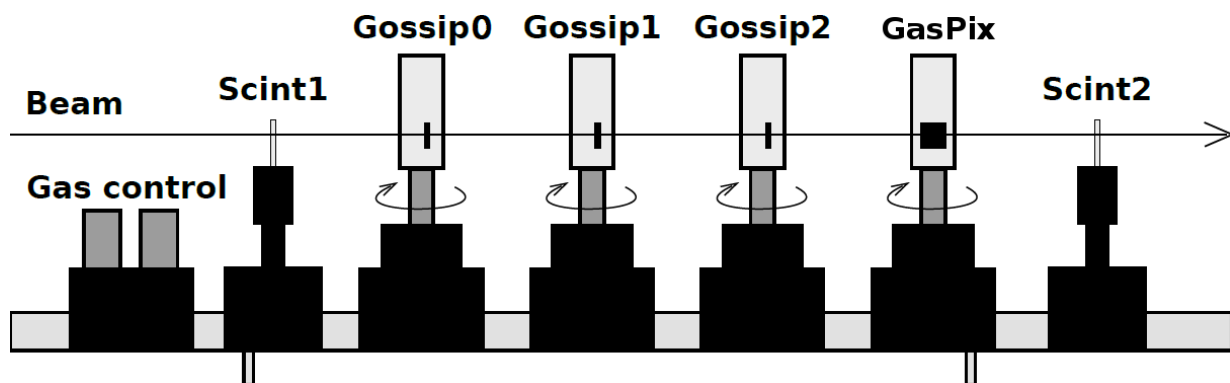


Рисунок 3.13: Схема оптической скамьи для тестовых испытаний прототипов газовых пиксельных детекторов GasPix и Gossip.

ровать угол поворота детектора в горизонтальной плоскости относительно направления пучка.

На Рисунке 3.14 изображены два прототипа (модуля) детектора GasPix, использовавшиеся во время тестовых испытаний в ноябре 2012 г.. Видно, что модули повёрнуты относительно оси пучка и находятся в рабочем режиме (вращаются вентиляторы активного охлаждения интегрированной платы считывания). С верхней стороны каждого модуля видны подключённые кабели сбора данных и управления. Справа от каждого модуля видны подводящие и отводящие газовую смесь трубки.

Процесс установки прототипа детектора GasPix во время тестовых испытаний на пучке SPS H4 в ноябре 2012-го года показан на Рисунке 3.15. Видна оптическая скамья с четырьмя пьедесталами, три из которых заняты установленными прототипами детекторов GasPix и Gossip. На заднем плане видно окно выхода пучка H4 ускорителя ЦЕРН SPS. К каждому модулю, установленному на пьедестале, подведены: питающее высокое напряжение, управляющий кабель и кабели схемы совпадений, считывающие каналы, подводящие и отводящие трубки газовой системы.

Программа, управляющая многоканальным высоковольтным блоком питания, позволяет устанавливать напряжение на Micromegas-сетке (“ V_{grid} ”), напряжение на защитной сетке (“ V_{guard} ”), напряжение на катоде (“ V_{cath} ”) и соответствующие им пороговые значения тока. Программа

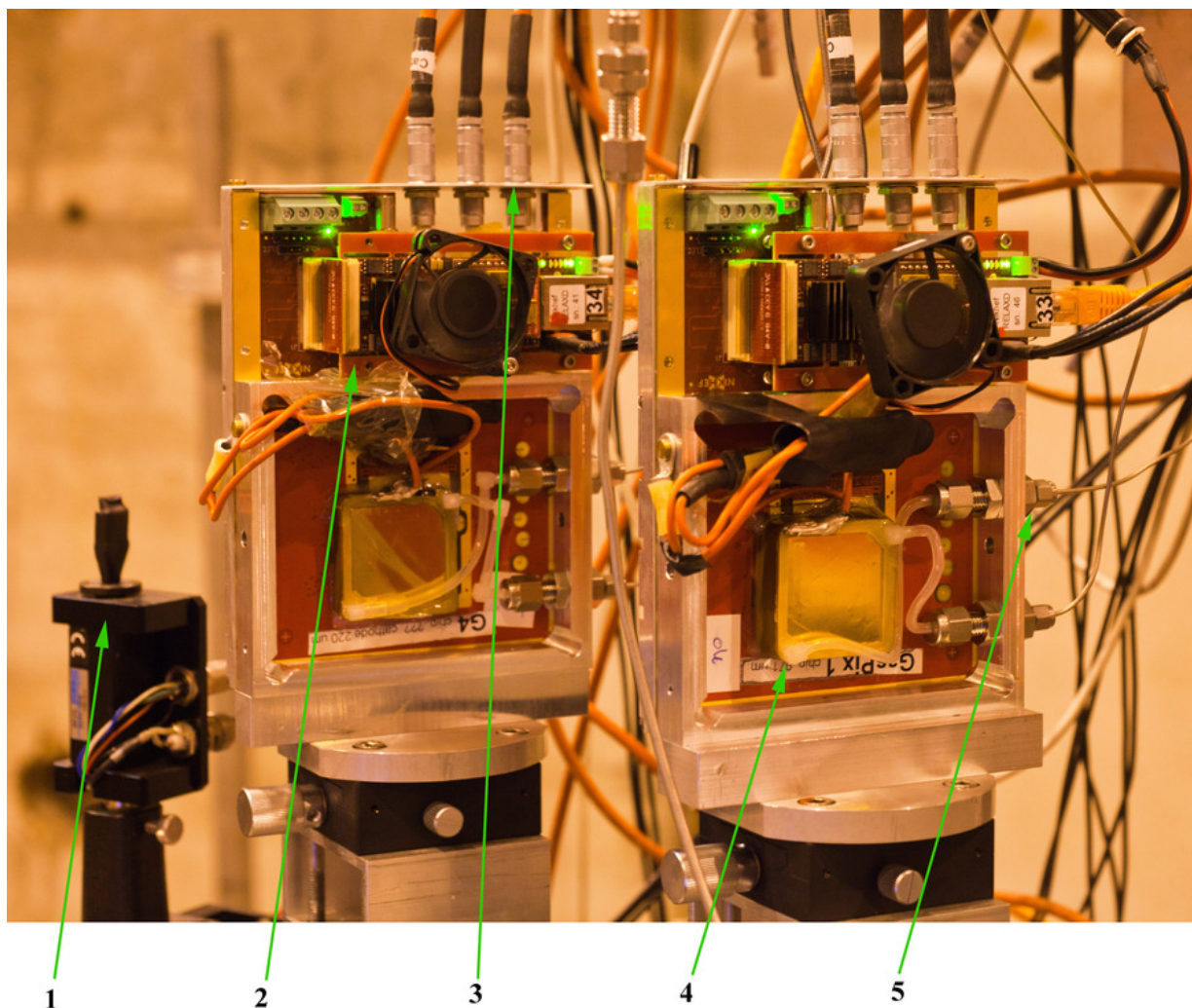


Рисунок 3.14: Фотография двух прототипов детектора GasPix во время тестовых испытаний в ЦЕРН на пучке SPS H4 в ноябре 2012 г.: 1 - сцинтилляционный счётчик схемы совпадений, 2 - плата считывания с активным воздушным охлаждением, 3 - подключённые сигнальные и управляющие кабели, 4 - считывающая матрица с дрейфовой камерой, 5 - подводящие и отводящие трубки газовой системы.

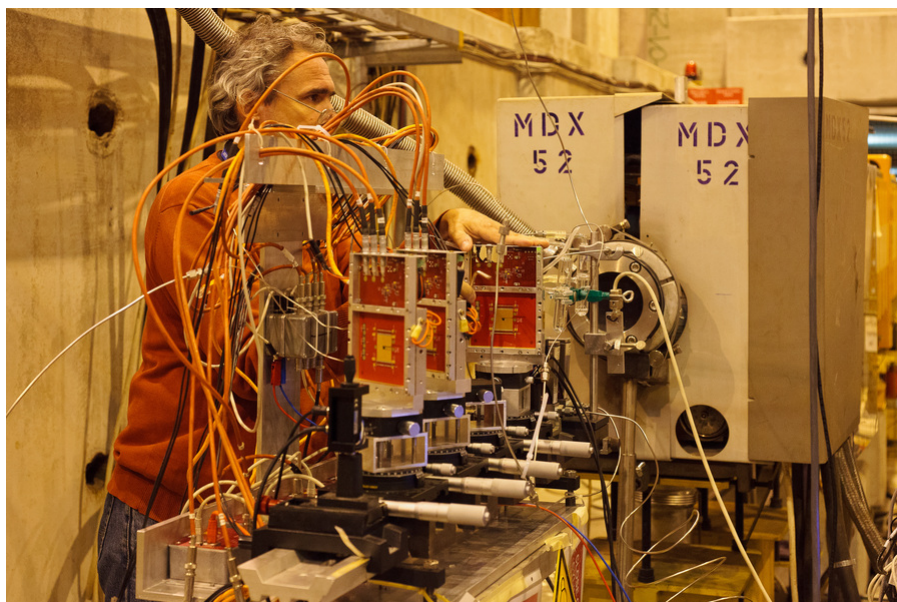


Рисунок 3.15: Фотография процесса установки прототипа детектора GasPix на оптическую скамью в ноябре 2012 г. На заднем плане видно окно выхода пучка H4 ускорителя ЦЕРН SPS.

записывает все вышеперечисленные значения с заданной периодичностью в журнал и передаёт текущие показания на управляющий тестовыми испытаниями персональный компьютер.

Считывание данных осуществлялось при помощи интегрированной системы сбора данных Relaxd, разработанной производителем прототипов GasPix - группой из института NikHEF, Нидерланды. Система позволяет производить сканирование и калибровку пиксельного чипа детектора. Сбор данных может осуществляться в двух режимах - временном (TRX), когда пиксельный чип считывает время прихода каждого дрейфового электрона, и надпороговом (ToT), когда записываются все события, зарегистрированные пиксельным чипом за время экспозиции. Интерфейс программы приведён в иллюстрациях Приложения В.1.

В тестовых испытаниях использовались легковоспламеняющиеся газовые смеси (содержащие диметилэтан), поэтому газовая смесь была предварительно подготовлена и заправлена в баллоны для сжиженных газов, хотя все смеси были только в газообразном агрегатном состоянии под давле-

нием 7 атм. Из баллона после редуктора газовая смесь поступала на цифровой массовой регулятор расхода газа типа INFLOW фирмы Bronkhorst. Выходящий газ после барботирования также проверялся цифровым массовым регулятором расхода газа. Общий поток для смеси DME/CO_2 50/50 выставлялся на уровне 51.6 мл/мин.

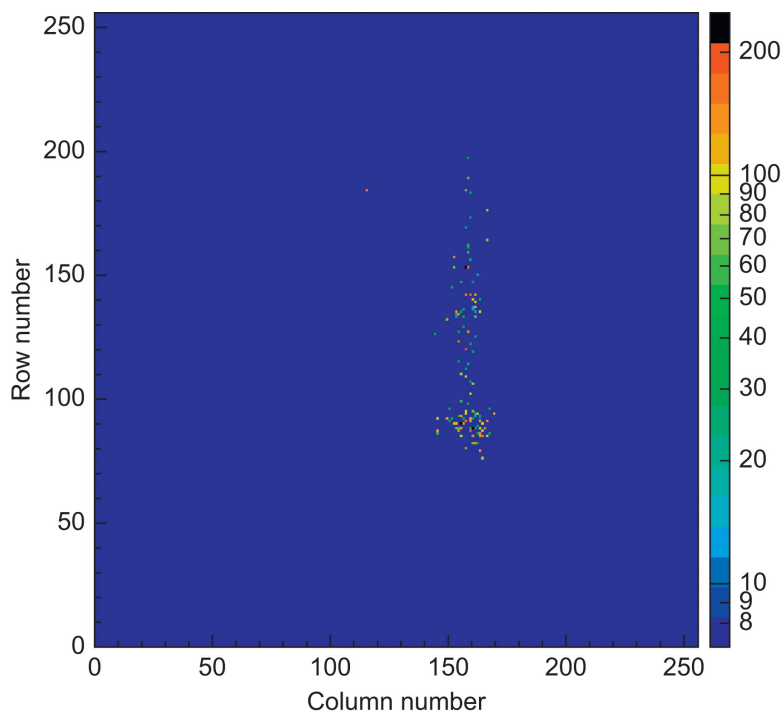


Рисунок 3.16: Изображение трека на пиксельной плоскости для пиона. Цвет соответствует значению надпорогового времени.

Четыре детектора были подключены к продуваемой газовой смеси последовательно. Использовались трубки диаметром 1/32" (0.794 мм), при котором наибольший газовый поток составлял 3 мл/мин (0.18 л/ч). В тестовых испытаниях применялись прототипы с разным объёмом дрейфовой камеры - от 1.5 до 15 мл. При максимальном значении газового потока требовалось около 3 минут для снижения уровня кислорода в детекторах до приемлемого уровня для работы CO_2 -содержащих газовых смесей.

Цифровые массовые регуляторы расхода газа удалённо управлялись с персонального компьютера при помощи программы, написанной на платформе LabVIEW группой из института NikHEF. Изображение интерфейса программы приведено в Приложении В.1. Программа управляет и измеряет

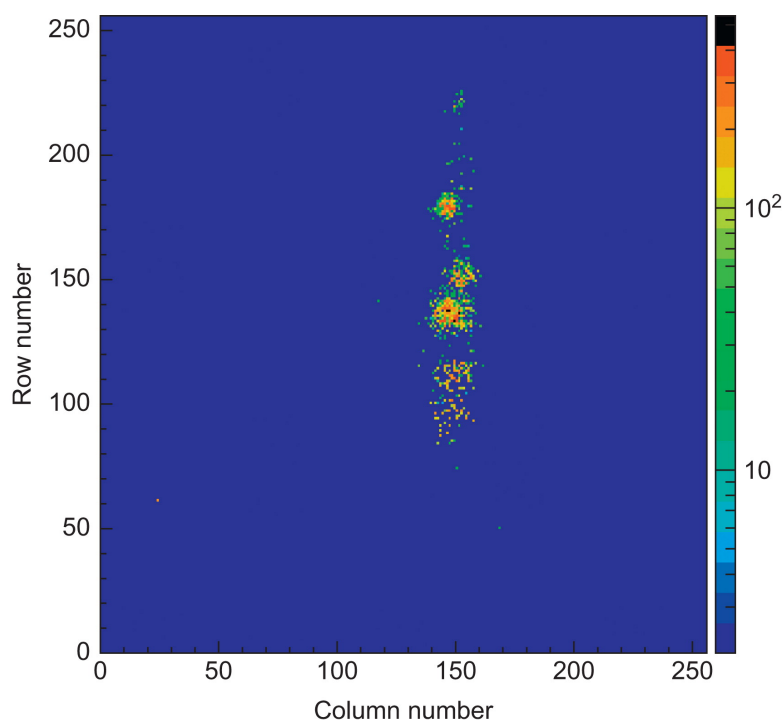


Рисунок 3.17: Изображение трека на пиксельной плоскости для электрона. Цвет соответствует значению надпорогового времени.

текущие значения входящего и исходящего газовых потоков. Эти значения автоматически записываются каждую минуту. Газовая система настроена таким образом, что даже при завершении работы управляющей программы газовый поток не прекращается. Газовый поток перекрывается только в случае отключения глобального электропитания. В случае превышения порогового значения разности входящего и исходящего газовых потоков в журнал программы заносится соответствующая запись. Надпороговые значения разности потоков интегрируются по времени. В случае, когда такой интеграл разности газовых потоков достигает значения 40 мл, на управляющий тестовыми испытаниями персональный компьютер выдаётся предупреждение об утечке газа и, одновременно, сбрасывается питающее высокое напряжение. Также в программе существует специальный стартовый режим, при котором продуваются дрейфовые камеры в случаях повторных запусков и/или смены газовой смеси.

На Рисунках 3.16 и 3.17 изображены типичные события с треками пиона и электрона соответственно.

Сводная таблица основных параметров установки в ходе тестовых испытаний детектора GasPix приведена в Приложении В.2.

3.7 Выводы к третьей главе

Выбраны оптимальные составы газовой смеси для работы детектора GasPix исходя из значений времени дрейфа, диффузии, угла Лоренца, стабильности газового усиления. Наиболее подходящими кандидатами являются газовые смеси DME/CO_2 50/50 и Ar/CO_2 70/30, которые были использованы в тестовых испытаниях детектора GasPix.

Проведены тестовые испытания прототипов детектора GasPix, изготовленные группой NikHEF на пучке SPH H4, ЦЕРН. В ходе испытаний были получены координатные и угловые точности восстановления треков в детекторе GasPix в зависимости от величины напряжённости дрейфового поля и угла падения пучка на камеру. Первые результаты обработки тестовых данных показывают, что достигается координатная точность 19.4 мкм и точность определения азимутального угла 0.47° для угла 20° . Координатная точность превышает точность детектора TRT более чем в 6 раз и является сравнимой с собственным координатным разрешением детекторов Pixel (10 мкм по $R-\phi$) и SCT (17 мкм по $R-\phi$).

Глава 4

B-физика в эксперименте ATLAS

4.1 Введение

B-физика является одной из наиболее важных областей, которая изучается на первых данных работы установки ATLAS. До сих пор основную информацию о получении *B*-мезонов предоставляли *B*-фабрики, электрон-позитронные, электрон-протонные и протон-антипротонные коллайдеры. Протон-протонные соударения на Большом Адронном Коллайдере являются следующим шагом в изучении *B*-мезона в адронных взаимодействиях с большим сечением рождения *b*-кварка и высокой светимостью. Трековые и триггерные параметры экспериментальной установки ATLAS позволяют реконструировать эксклюзивные распады *B*-мезонов. Важным элементом анализа *B*-адронов является подсистема триггера.

4.2 Процессы рождения и корреляции *b*-кварков

Первые измерения множественностей заряженных частиц по псевдобыстроте $|\eta|$ в соударениях протонов на Большом Адронном Коллайдере при энергии 900 ГэВ продемонстрировали заметное различие наблюдаемых значений и результатов моделирования. Последующие измерения множественностей [55] в соударениях при энергиях 2.36 и 7 ТэВ в системе центра масс показали, что степень различия возрастает с ростом энергии пучков протонов. Эти различия делают актуальным более детальный ана-

лиз характеристик событий и их сопоставление с теоретическими и модельными предсказаниями.

Особый интерес для анализа представляют процессы рождения b -кварков в протонных соударениях. Возможности исследования B -адронов (адронов, имеющих в своем составе b -кварк) в центральной области pp -взаимодействий при 14 ТэВ в эксперименте ATLAS представлены в [11]. Эксперимент LHCb, специально предназначенный для измерений B -адронов, опубликовал первые измерения сечения рождения b -кварков в pp -взаимодействиях при энергии 7 ТэВ для кинематической области $2 < \eta < 6$ [56]. Предварительные результаты для сечений рождения b -струй получены в эксперименте CMS при энергии 7 ТэВ для центральной области быстрот $|y| < 2.0$ [57].

Начало исследований рождения b -кварков в адронных взаимодействиях было положено экспериментом UA1 в соударениях протонов с антипротонами при энергии 630 ГэВ [58, 59]. В последующие двадцать лет такие исследования проводились на коллайдере Tevatron при энергиях соударений 1.8 и 1.96 ТэВ [60–62]. В течение долгого времени актуальным оставалось достижение согласия измеряемых на коллайдере Tevatron спектров B -адронов (b -кварков) и их теоретического описания. Последние измерения дифференциальных сечений b -кварков в эксперименте CDF находятся в согласии с расчетами в пертурбативной квантовой хромодинамике в следующем за лидирующим порядке (NLO) по константе сильного взаимодействия α_S .

Возникли и другие подходы к описанию процессов рождения b -кварков, в частности, использующие k_T -факторизацию и включение полужестких процессов.

Азимутальные корреляции в парном рождении b -кварков, измеренные CDF [63], описываются с помощью генераторов событий PYTHIA [15] и HERWIG [37]. Моделирование событий в этих генераторах осуществляется в лидирующем порядке (LO) КХД. Включение механизмов партонных лив-

ней и расщепления глюонов позволяет эффективно учесть в этих генераторах вклады более высоких порядков КХД и описать спектры рожденных на Теватроне b -кварков.

Первые результаты измерений сечения рождения b -кварков при 7 ТэВ находятся в удовлетворительном согласии с расчетами NLO и версией генератора PYTHIA 6.4 [15]. Последняя является базовой для моделирования pp -взаимодействий в экспериментах LHC. Ее основным отличием от предыдущих версий является усовершенствованный подход к описанию партонного ливня (PS) и многопартонных взаимодействий (MPI). Настройки генератора обеспечивают описание характеристик сопутствующих событий (underlying events), измеренных в эксперименте CDF. Представляет интерес проверить, в какой степени PYTHIA 6.4 описывает данные CDF по рождению b -кварков.

Первые результаты измерений сопутствующих событий в эксперименте ATLAS при 7 ТэВ [64] показали, что плотность заряженных частиц по псевдобыстроте в них вдвое превышает соответствующую плотность в событиях с минимальными условиями на отбор и выше предсказаний генератора PYTHIA 6.4. Анализ сопровождающих частиц в событиях с рождением b -кварков может прояснить источники таких различий.

4.2.1 Корреляции в рождении b -кварков

Важную информацию о процессах рождения b -кварков содержат корреляции в их парном рождении. Методы измерения азимутальных корреляций в парах b -кварков, использованные в экспериментах на Теватроне [63], могут быть применены в экспериментах LHC. В работе [65], в частности, показана возможность измерения азимутальных корреляций в парном рождении b -кварков при реконструкции J/ψ -мезонов от распада одного из B -адронов и регистрации мюона от распада второго парного B -адрона в эксперименте ATLAS для центральной области pp -взаимодействий. В дан-

ном разделе приведены результаты расчета корреляций с версией генератора PYTHIA 6.4.

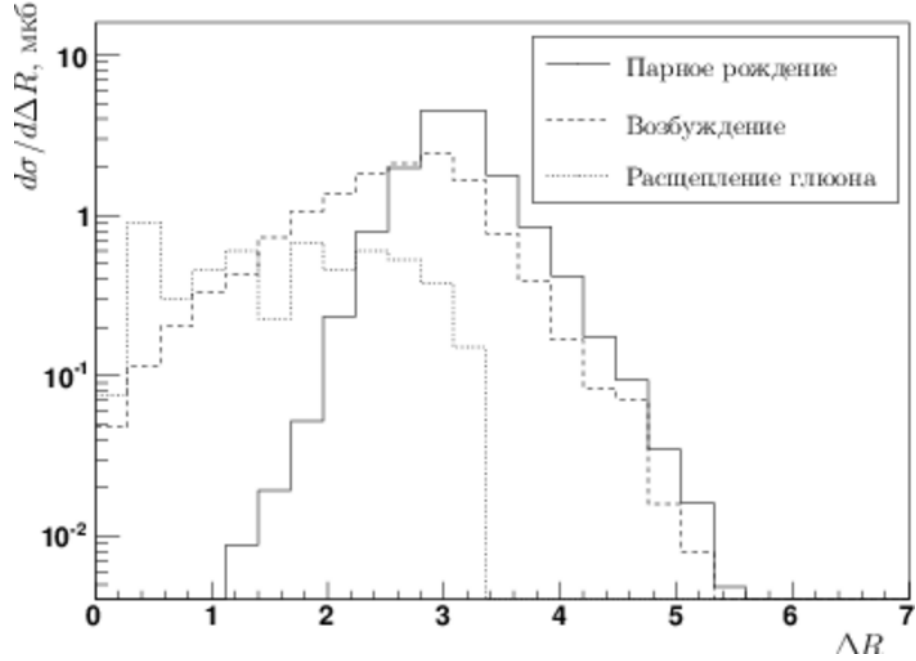


Рисунок 4.1: Распределение углового радиуса R между направлениями вылета b и $\bar{b}$, оба кварка с $p_T > 10$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$ ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ).

Результаты расчетов азимутальных углов разлета $\Delta\phi$ в парах b -кварков для pp -взаимодействий при энергии 7 ТэВ показаны на рис. 4.2. В расчетах учитывались b -кварки с поперечным импульсом выше 10 ГэВ/с и в области псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$. Показаны вклады разных механизмов рождения b -кварков. Видно, что при $\Delta\phi < 1.5$ рад примерно в равной пропорции присутствуют вклады нелидирующих механизмов FE и GS. При больших значениях $\Delta\phi$ доминирует вклад механизма лидирующего порядка FC. Соответствующие сечения парного рождения для разных механизмов рождения b -кварков приведены в Таблице 4.1. Видно, что при регистрации таких пар существенно увеличивается относительный вклад механизма FC.

Дополнительную возможность разделения вкладов различных механизмов могут дать распределения полного углового расстояния между кварками, определяемого величиной $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$. Это распределение для пар b -кварков в pp -взаимодействиях при 7 ТэВ показано на рис. 4.1.

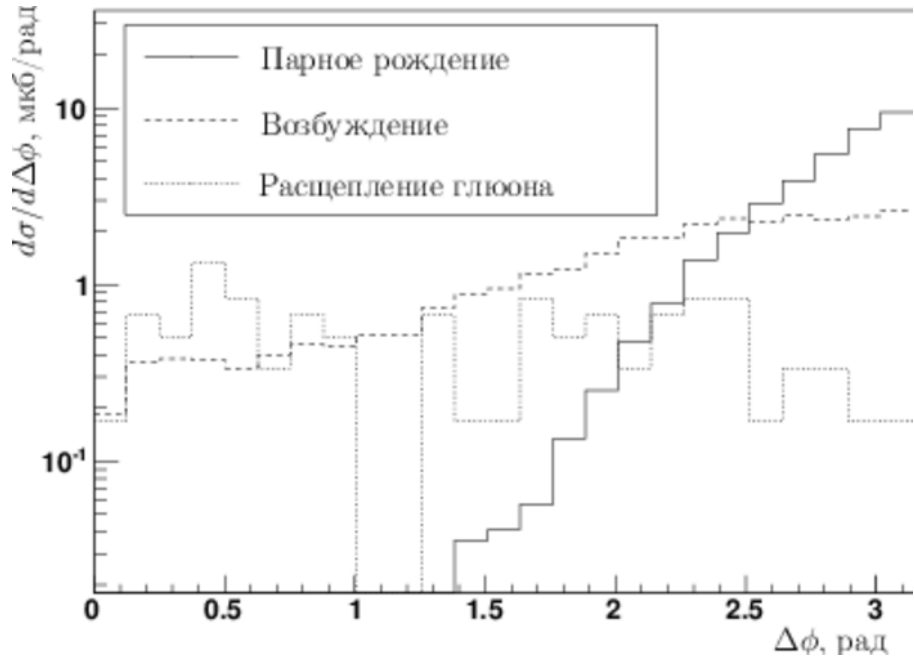


Рисунок 4.2: Распределение разности азимутальных углов вылета b и $\bar{b}$, оба кварка с $p_T > 10$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$ ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ).

Механизм	Сечение, мкб
Парное рождение	4.34 ± 0.03
Возбуждение	3.87 ± 0.07
Расщепление глюона	1.50 ± 0.18

Таблица 4.1: Сечения механизмов при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Оба b -кварка имеют $p_T > 10$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$.

Из него следует, что сечения пар с большими ΔR ($\Delta R > 3.4$) определяются только механизмами рождения аромата FC и возбуждения b -кварка FE. Механизм расщепления глюона не дает вклада в эту область значений ΔR . Таким образом, возникает возможность независимого измерения вкладов двух из трех механизмов и выделения для анализа событий с разными механизмами рождения b -кварков.

4.2.2 Характеристики заряженных частиц в событиях с рождением b -кварков.

Для прецизионных измерений процессов Стандартной модели и поиска Новой физики важно понимание и возможность модельного описания не только жестких процессов, к которым относится рождение b -кварков, но и других взаимодействий. Такие взаимодействия включают адронизацию непровзаимодействовавших структурных составляющих протонов, многопартонные соударения (MPI), отвечающие полужестким процессам, излучение глюонов в начальном и конечном состояниях. При измерении отдельных событий выделить вклад различных механизмов взаимодействия невозможно. Метод измерения частиц от непровзаимодействовавших структурных составляющих протонов, или сопутствующих событий, предложен в эксперименте CDF. Он предполагает измерение множественности и поперечных импульсов заряженных частиц в области азимутальных углов, перпендикулярной направлению лидирующей струи в событии. Направление струи определяет ось жесткого рассеяния. Структура областей азимутальных углов относительно направления лидирующей струи показана на Рис. 4.3. К сопутствующим событиям относят азимутальные углы поперечной области $60^\circ < |\Delta\phi_B| < 120^\circ$, где $\Delta\phi_B$ соответствует разности азимутального угла лидирующей струи и вторичной частицы. По направлению струи выделяется область сопровождающих частиц, в противоположном направлении – область частиц, компенсирующих поперечный импульс лидирующей струи. В эксперименте CDF измерялись заряженные частицы с $|\eta| < 1.0$ и поперечными импульсами $p_T > 0.5$ ГэВ/с. Анализ показал, что помимо сопутствующих событий в характеристики частиц в поперечной области вносят вклад многопартонные взаимодействия. Учет этих взаимодействий включен в генератор PYTHIA. Моделирование в помощью этого генератора описывает характеристики заряженных частиц в эксперименте CDF при 1.96 ТэВ для всех трех областей, представленных на Рис. 4.3, в зависимости от величины поперечного импульса жесткой струи, а также в

событиях с рождением двух мюонов в процессе Дрелла-Яна. Первые результаты измерений заряженных частиц в поперечной области по отношению к лидирующей заряженной частице или струе частиц в экспериментах ATLAS и CMS при 0.9 и 7 ТэВ показали необходимость усовершенствования модельного описания. В анализе рассматривались частицы в поперечным импульсом $p_T > 0.5$ ГэВ/с в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$ и 2.0 в ATLAS и CMS, соответственно. Наибольшие различия экспериментальных данных и модельных расчетов наблюдаются для угловых распределений заряженных частиц относительно направления лидирующего адрона.

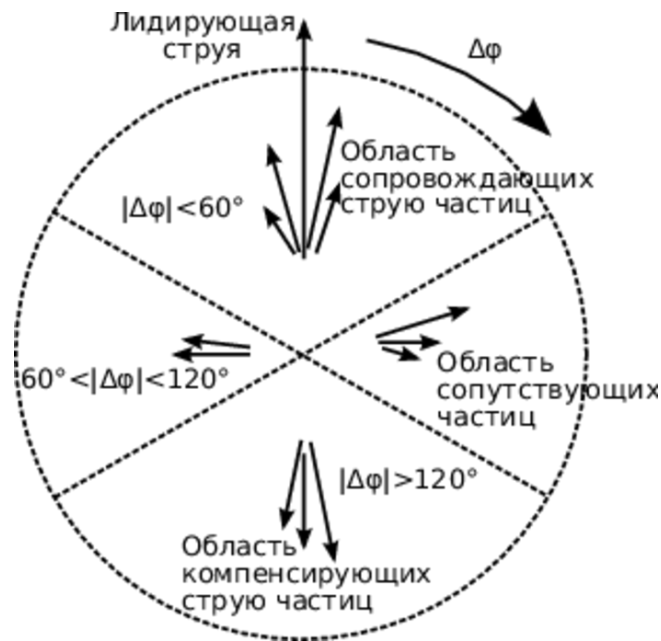


Рисунок 4.3: Структура событий с образованием лидирующей струи.

Для выяснения роли различных процессов в характеристиках сопутствующих частиц с помощью PYTHIA 6.4 проведено моделирование угловых распределений заряженных частиц отдельно для событий с разными механизмами рождения b -кварков в pp -взаимодействиях при энергии 7 ТэВ. Результаты моделирования представлены в данном разделе. В распределениях использовались заряженные частицы с $p_T > 0.5$ ГэВ/с в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$.

На рис. 4.4 приведены распределения азимутальных углов $\Delta\phi_B$ заряженных частиц относительно направления вылета b -кварка, определяюще-

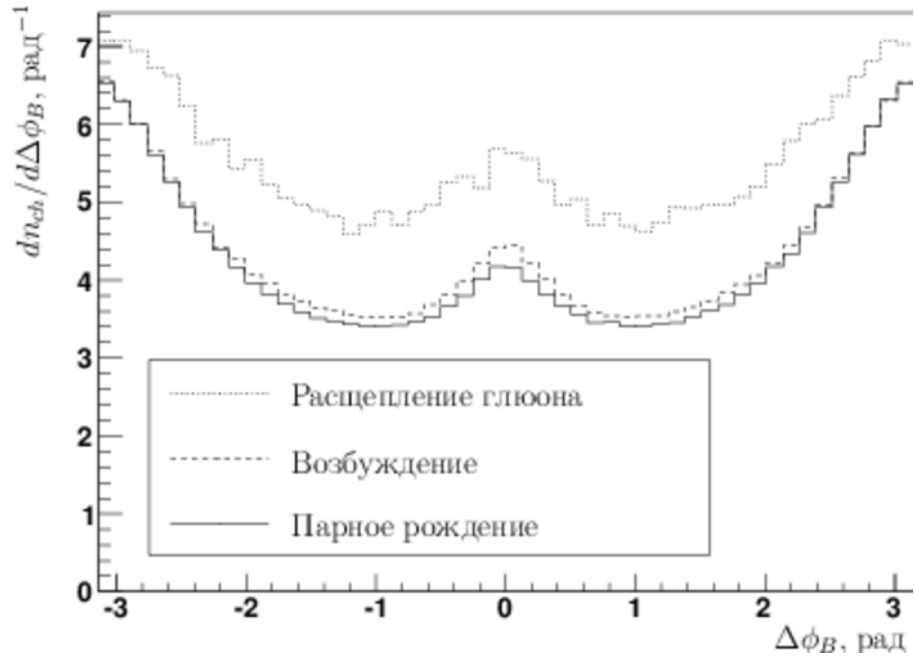


Рисунок 4.4: Распределение числа n_{ch} заряженных частиц, имеющих $p_T > 0.5$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$ по азимутальному углу в событиях с B -мезоном с $p_T > 10$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$ ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ). $\Delta\phi_B$ отсчитывается от лидирующей струи B -мезона, продукты его распада исключены.

го ось жесткого рассеяния, для разных механизмов рождения b -кварка, нормированные на одно событие. Предполагалось, что b -кварк может быть зарегистрирован по реконструированному эксклюзивному распаду B -мезона [11]. Рассматривались события, в которых B -адрон имеет поперечный импульс выше 10 ГэВ/с и псевдобыстроту $|\eta| < 2.5$. Анализ показал, что среднеквадратичное отклонение направления вылета B -адрона относительно направления b -кварка составляет менее 4° , или 0.07 рад. Частицы от распада B -адрона исключены из анализа. Распределения на рис. 4.4 показывают, что для механизма расщепления глюона GS плотность частиц значительно превышает плотности при других механизмах рождения b -кварков для всех значений $\Delta\phi_B$. Все распределения симметричны относительно значения $\Delta\phi_B = 0$. При углах $\Delta\phi_B \approx 0$ в распределениях присутствует максимум. Частицы сопровождения в этой области определяются процессом адронизации b -кварка, их состав зависит от типа B -адрона. Область $|\Delta\phi_B| > 120^\circ$ по определению должна соответствовать частицам,

компенсирующим поперечный импульс b -кварка. Учитывая, что при механизме GS b -кварки могут разлетаться при любых значениях азимутального угла в паре и продукты распада второго b -кварка присутствуют во всей области азимутальных углов $\Delta\phi_B$, а не только в области с компенсирующими частицами при $\Delta\phi_B \approx \pi$, следует рассмотреть отдельно события с разными азимутальными углами разлета b -кварков.

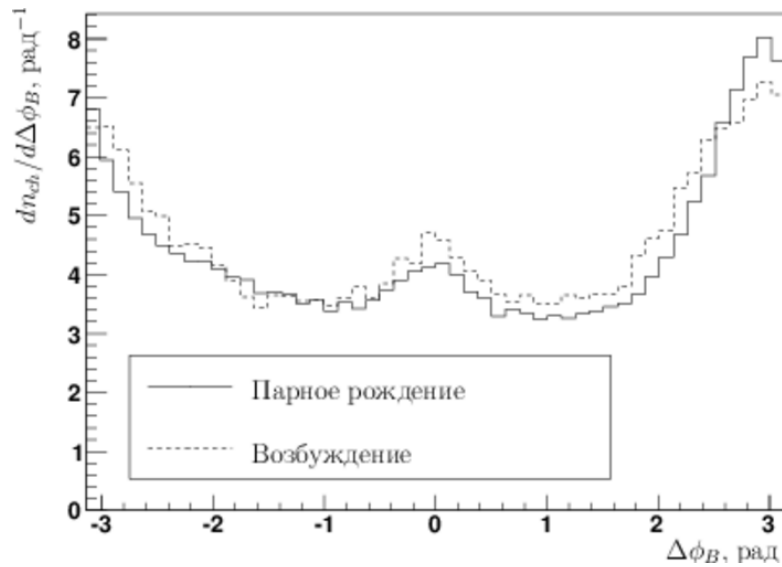


Рисунок 4.5: Распределение числа n_{ch} заряженных частиц по азимутальному углу в событиях с B -мезоном с $p_T > 10$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$ и вторым b -кварком с $|\Delta\phi_B| > 2.8$ ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ). Продукты распада B -мезона исключены. Для каждого события шкала $\Delta\phi_B$ разворачивалась так, чтобы второму b -кварку соответствовало положительное значение.

Минимальный вклад механизма рождения b -кварка на характеристики сопутствующих событий следует ожидать в случае разлета b -кварков в противоположных направлениях, когда их поперечные импульсы максимально компенсируют друг друга. На Рис. 4.5 приведены плотности заряженных частиц в событиях с углами разлета b -кварков $\Delta\phi_B > 2.8$ для механизмов рождения аромата FC и возбуждения кварка FE, где преимущественно рождаются такие пары. Выполнялось условие, что второй b -кварк вылетает при положительном значении $\Delta\phi_B$, т.е. вносит вклад в правую часть распределения. Из рисунка видно, что для поперечной области в левой части Рис. 4.5 отсутствует различие плотности частиц для этих механизмов.

Учитывая, что вклад b -кварков от расщепления глюона GS для этой группы событий пренебрежимо мал, можно предположить, что выделяя такие события с парным рождением b -кварков в эксперименте можно определить плотность частиц сопутствующих событий с минимальными искажениями. Расчетные значения этой плотности примерно вдвое превышают соответствующую величину, измеренную для событий pp -соударений с минимальными условиями на отбор при энергии 7 ТэВ.

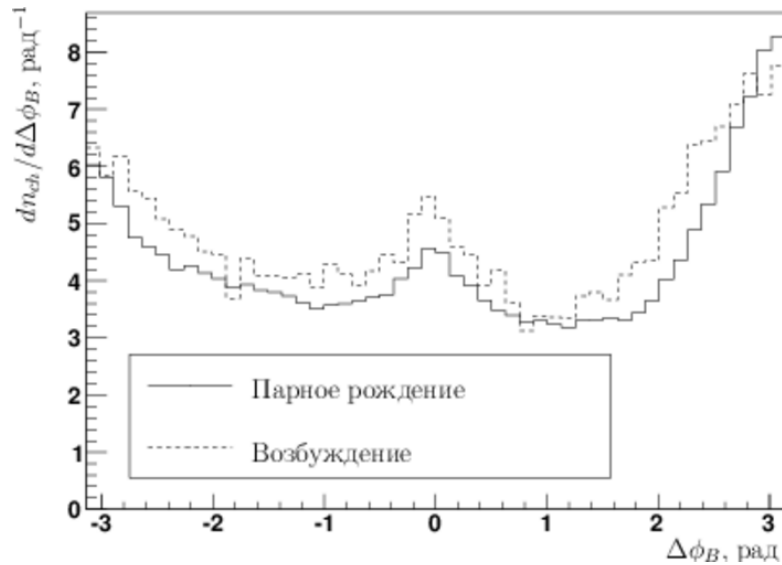


Рисунок 4.6: Распределение числа n_{ch} заряженных частиц по азимутальному углу в событиях с B -мезоном с $p_T > 10$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$ и мюоном с $p_T > 4$ ГэВ/с, $|\Delta\phi_B| > 2.8$ ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ). Продукты распада B -мезона исключены. Для каждого события шкала $\Delta\phi_B$ разворачивалась так, чтобы мюону соответствовало положительное значение.

В эксперименте направление вылета второго b -кварка, как правило, определяется по мюону от распада этого кварка. На Рис. 4.6 приведены плотности заряженных частиц, аналогичные Рис. 4.5, но при условии, что направление второго b -кварка определяется по мюону от его распада. Видно, что в этом случае в левой части рисунка плотность частиц для механизма возбуждения кварка оказывается несколько выше, чем для механизма с рождением аромата. Различия между событиями разных механизмов возникают и в правой части рисунка. Можно заключить, что эти различия связаны с тем, что направление вылета мюона отличается от направления

второго b -кварка. В таком отборе присутствует вклад событий, в которых b -кварки разлетаются под меньшими углами и возникает необходимость компенсации их суммарного поперечного импульса, что приводит к увеличению множественности частиц. Таким образом, неполная информация о втором b -кварке в эксперименте и отсутствие скомпенсированности их поперечных импульсов вносят искажения при измерении плотности частиц сопутствующих событий и приводят к увеличению ее величины.

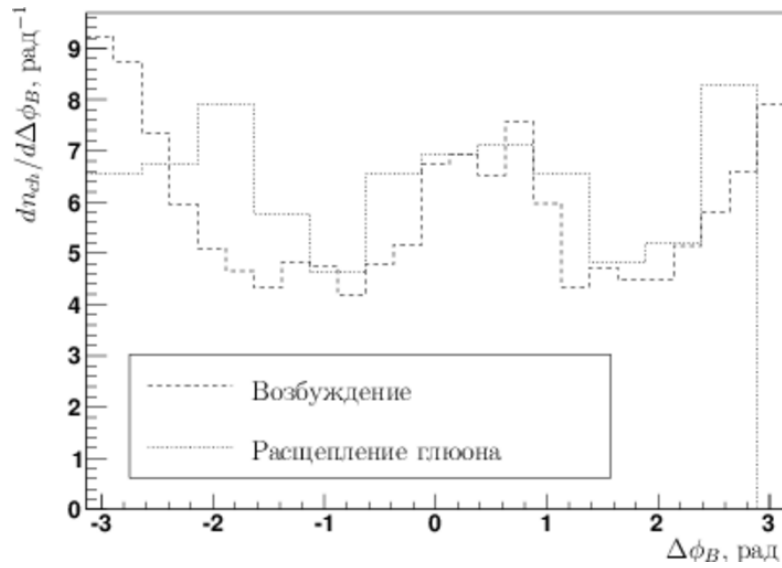


Рисунок 4.7: Распределение числа n_{ch} заряженных частиц по азимутальному углу в событиях с B -мезоном с $p_T > 10$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.5$ и мюоном $p_T > 4$ ГэВ/с, $|\Delta\phi_B| < 1.57$ ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ). Продукты распада B -мезона исключены. Для каждого события шкала $\Delta\phi_B$ разворачивалась так, чтобы мюону соответствовало положительное значение.

Образование пар b -кварков при малых азимутальных углах $\Delta\phi_B < 1.5$ обусловлено механизмами рождения b -кварков нелидирующих порядков NLO. На Рис. 4.7 показаны плотности заряженных частиц в событиях с рождением таких пар. Моделирование событий осуществлялось с механизмами возбуждения кварка FE и расщепления глюона GS, и требовалось, чтобы второй b -кварк вылетал при положительном значении $\Delta\phi$, определенном по мюону от его распада. Из рисунка видно, что плотности частиц сопутствующих событий в левой части Рис. 4.7 заметно превышают соответствующие величины на Рис. 4.5. Это показывает, что характери-

ки сопутствующих событий зависят от механизма жесткого рассеяния. Для механизмов нелидирующего порядка эти плотности значительно выше, чем в событиях с жестким рассеянием в лидирующем порядке (Рис. 4.5).

4.3 Моделирование рождения B -мезонов

Приведены результаты моделирования характеристик событий с рождением B^+ -мезона, выполненные с учётом моделирования процессов регистрации в детекторе ATLAS. Созданы наборы MC-моделирования для демонстрации готовности эксперимента ATLAS к выполнению физического анализа в различных областях, в том числе для B -физики. Использована программная модель детектора на основе GEANT4 [21].

Одним из первых полученных результатов анализа стандартных в ATLAS наборов Монте-Карло моделирования рождения B -мезонов было обнаружение асимметрии в азимутальных распределениях вторичных частиц, сопровождающих рождение B^+ -мезона. [1] В результате анализа смоделированных событий с рождением B^+ -мезонов наблюдалась резкая анизотропия вылета частиц в азимутальной плоскости. Обнаружены частицы, принадлежащие струе b -кварка, сопровождающие рождение B^+ -мезона. Данный эффект обусловлен видом функций фрагментации b -кварков при малых поперечных импульсах b -струй (10–40 ГэВ/с).

Как видно на Рисунке 4.8, распределение частиц (за исключением самого B^+ -мезона) по переменной $\Delta\varphi = \varphi_{B^+} + \varphi_{track}$ демонстрирует повышенную активность в направлениях по и против вылета B^+ -мезона. Также видно, что для частиц с большим значением p_T асимметрия возрастает.

На Рисунке 4.9 показано распределение заряженных частиц в событиях с B^+ -мезоном в координатах $\Delta\eta$ - $\Delta\varphi$. Были наложены дополнительные ограничения $(\eta_{B^+} + \eta_{track}) < 2.4$, $\Delta\eta < 2$. Отбирались все треки с $p_T > 20$ ГэВ/с. Видно сопровождение заряженных частиц в узком конусе вокруг направления вылета B^+ -мезона. Отсутствует структура локальной компен-

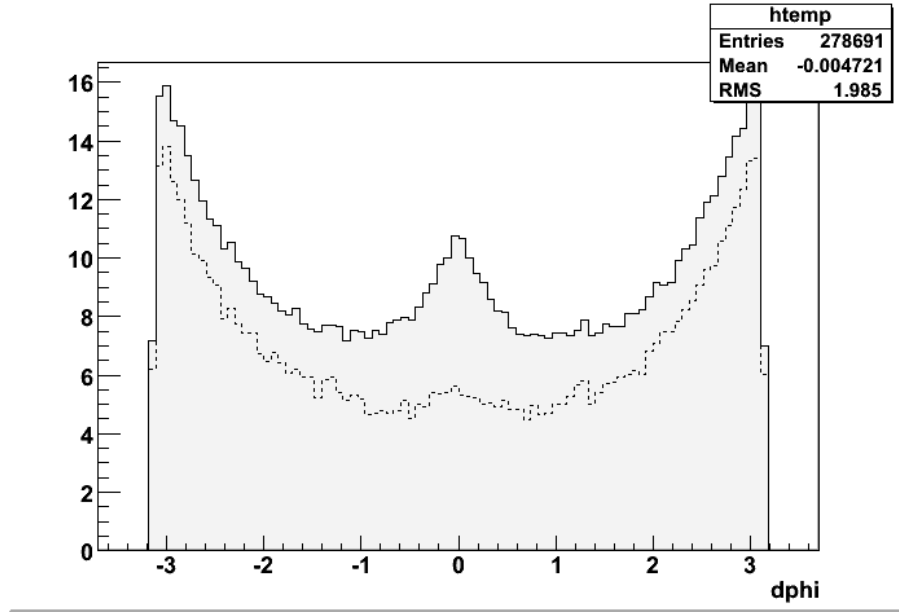


Рисунок 4.8: Распределение заряженных частиц в событиях с B^+ -мезоном по переменной $\Delta\varphi = \varphi_{B^+} + \varphi_{track}$ (сам B^+ -мезон не показан) при наложении ограничения $p_T > 20$ ГэВ/с. Пунктирная линия показывает аналогичное распределение со всеми возможными поперечными импульсами.

сацией p_T B^+ -мезона. Также видно, что для всех $\Delta\eta$ наблюдается избыток частиц при больших значениях $\Delta\varphi$.

4.4 Наблюдение эксклюзивных распадов B -мезонов

В период с начала запуска ускорителя LHC до конца 2011-го года детектором ATLAS было зарегистрировано около 5 fb^{-1} эксклюзивных распадов B -мезонов с $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ в конечном состоянии. Измерение масс и времён жизни таких состояний является прецизионной калибровкой точности определения поперечных импульсов в области с низким p_T , а также проверкой выстроенности всего детектора и тестом для алгоритмов восстановления вершин треков. Процедура реконструкции эксклюзивных распадов B -мезонов требует наличия треков двух мюонных кандидатов, исходящих из одной вершины и обладающих инвариантной массой совпадающей

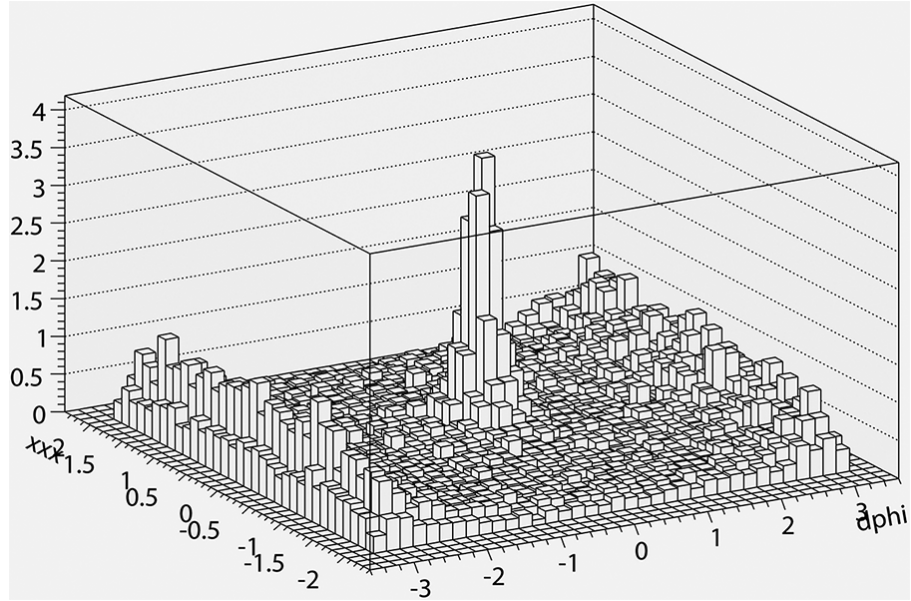


Рисунок 4.9: Распределение заряженных частиц в событиях с B^+ -мезоном в координатах $\Delta\eta$ - $\Delta\varphi$ при следующих наложенных ограничениях: $(\eta_{B^+} + \eta_{track}) < 2.4$, $\Delta\eta < 2$, $p_T > 20$ ГэВ/с.

с массой J/ψ (270, 360 или 480 МэВ в случае, когда 0, 1 или 2 мюона обладают псевдобыстротой $|\eta| > 1,5$). Дополнительные треки (пионов, каонов в зависимости от распада) объединяются с полученным J/ψ -кандидатом в полностью реконструированный B -адрон.

На Рисунке 4.10 показаны два примера распределений инвариантной массы для кандидатов $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ (а) и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ (б), полученные с первыми данными при 7 ТэВ (40 пб^{-1} в 2010 г.). Для распада B^0 , K^{*0} восстановлен по своей моде распада на $K^\pm \pi^\mp$ с помощью выбора двух немюонных разноимённо заряженных треков с $p_T > 0,5$ ГэВ/с, которым назначаются массы каона и пиона с теми требованиями, чтобы их инвариантная масса была в промежутке (847–946 МэВ) и поперечный импульс K^{*0} -кандидата был выше 2,5 ГэВ/с. Треки двух мюонов от J/ψ -кандидата плюс два дополнительных заряженных трека образуют четырёхтрековую вершину B^0 . В примере на Рисунке 4.10, показано дополнительное ограничение ($> 0,35$ пс) на время пробега B^0 -кандидата. ϕ от распада B_s^0 восстановлен по своей моде распада на $K^+ K^-$ с помощью выбора двух немю-

онных разноимённо заряженных треков с $p_T > 1$ ГэВ/с, которым назначаются массы каонов с требованием, чтобы их инвариантная масса лежала в диапазоне 1009–1031 МэВ. Четырёхтрековая вершина B_s^0 образуется аналогичным с предыдущим примером способом. Дополнительным ограничением также является время пробега B_s^0 -кандидата $> 0,4$ пс, как показано в распределении инвариантных масс на Рисунке 4.10. Фитирование распределения инвариантных масс даёт значения $(5279,6 \pm 0,9)$ МэВ для B^0 и $(5364,0 \pm 1,4)$ МэВ B_s^0 соответственно, которые находятся в хорошем согласии с ожидаемыми значениями [66]. Другим интересным распадом является $B_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^\pm$. Исследование B_c -мезона (как связанного состояния b и c кварков) представляет собой проверку нерелятивистских потенциальных моделей, пертурбативной и решёточной КХД. Для этого случая необходимо потребовать нахождение инвариантной массы пары мюонов в интервале ± 180 МэВ вокруг массы J/ψ и сопоставить дополнительному заряженному треку массу пиона. На Рисунке 4.10 (в) показано распределение инвариантной массы $(J/\psi \pi)$, принадлежащей требуемому диапазону 5770–6820 МэВ. Распределение инвариантных масс получено для $4,3 \text{ фб}^{-1}$ данных при энергии 7 ТэВ. Пик распределения, соответствующий массе $B_c^\pm$ (6282 ± 7) МэВ находится в хорошем согласии с (6277 ± 6) МэВ с данными Particle Data Group [66].

4.4.1 Наблюдение канала распада $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$

Заряженные B -мезоны, возникающие в $b\bar{b}$ парах, которые рождаются в столкновениях на Большом Адронном Коллайдере, могут быть реконструированы эксклюзивно по их распаду в $J/\psi K^\pm$ (относительная парциальная ширина 0.1% [67]) используя распад J/ψ на двухмюонное конечное состояние (относительная парциальная ширина 6%). ATLAS может с высокой эффективностью реконструировать $B^\pm$ -мезоны, распадающиеся на конечное состояние $J/\psi(\mu^+ \mu^-) K^\pm$.

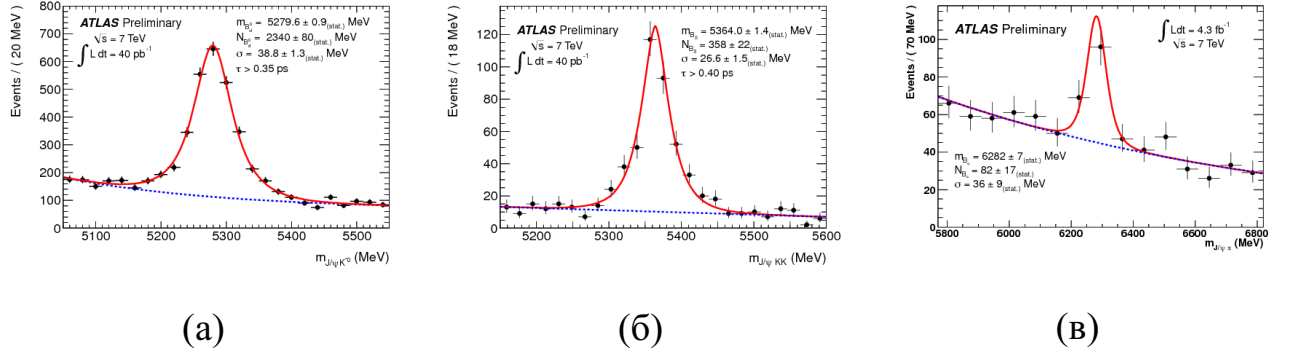


Рисунок 4.10: Распределение инвариантной массы для восстановленных кандидатов B -адронов. Точки с погрешностями показывают данные. Сплошные линии соответствуют результату фитирования методом максимального правдоподобия для всех кандидатов в диапазоне вокруг массы J/ψ . Пунктирные линии соответствуют фону. Представлены следующие распределения: (а) для $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$. (б) для $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. (в) для $B_c^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$.

Канал $B^\pm \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^\pm$ является нормировочным для различных высокоточных измерений B -физики, таких как определение верхнего предела относительной парциальной ширины редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Канал $B^\pm \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^\pm$ будет использоваться как инструмент калибровки для тагирования (tagging) аромата, необходимого в исследованиях CP-нарушения. Измерения массы и времени жизни также является проверкой работы Внутреннего детектора в значении его выстроенности (alignment).

В анализе использовалось приблизительно 3.4 пб^{-1} данных, собранных детектором ATLAS в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Также был использован Монте-Карло набор данных, содержащий 500000 событий $B^\pm \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^\pm$, необходимых для сравнения значений масс $B^\pm$ -мезонов и оценок их разрешения. Для получения Монте-Карло набора данных применялся генератор PYTHIA 6.4 [15] с настройками ATLAS MC09 [68]. Каждое событие содержало по крайней мере один экземпляр сигнального события. Смоделированные события подвергались такому ограничению, чтобы поперечный импульс обоих мюонов от J/ψ был $p_T > 2.5$. Использовалась GEANT4 [21] модель детектора ATLAS затем, чтобы промоделированные

события можно было подвергнуть алгоритмам анализа, аналогичным тем, что используются для данных, собранных в детекторе.

Детектор ATLAS, благодаря многим слоям трековых детекторов, калориметров и мюонных камер, практически покрывает полный телесный угол вокруг точки столкновения пучков. Для реконструкции $B^\pm$ кандидатов особенно важна информация, получаемая в мюонных и трековых системах. В данном анализе использовались только данные, собранные при совместной работе мюонных камер и Внутреннего детектора в условиях стабильного пучка. Данные были собраны в условиях постоянного роста текущей светимости LHC, так что условия работы триггера постоянно изменялись. Соответственно в анализе использовалось множество триггерных конфигураций для собранных данных. В случае, когда триггер верхнего уровня (HLT) был неактивен, использовались одномюонные и двухмюонные триггеры первого уровня (Level 1) с наименьшим значением p_T . Для периодов сбора данных с активным HLT, события проходили различные одномюонные и двухмюонные триггеры верхнего уровня с порогами по p_T от 4 до 10 ГэВ/с. Во время сбора данных при большой текущей светимости одномюонные триггеры были подавлены (prescaled) с различными множителями. Тем не менее, события прошедшие такие триггеры, были также использованы. С учётом вышеописанных требований по качеству данных и триггерным конфигурациям, в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ за период с 24-го июня по 29-е августа 2010-го года было собрано 3.4 пб^{-1} данных с неопределённостью 11% [69].

Идентификация мюонов в детекторе ATLAS простирается в диапазоне $|\eta| < 2.7$ для частиц с $p_T > 1$ ГэВ/с. Выделяются три категории реконструированных мюонов:

- Мюоны индивидуальной реконструкции. Реконструкция отдельно зарегистрированных мюонов полностью основана на треках, восстановленных в Мюонном Спектрометре (MS). Параметры трека определяются в MS и экстраполируются в точку взаимодействия при учё-

те множественного рассеяния и энергетических потерь в материале конструкций детектора. Реконструкция отдельно зарегистрированных мюонов покрывает диапазон $|\eta| < 2.7$.

- Мюоны совместной реконструкции. Совместная реконструкция основана на объединении треков, восстановленных в MS и Внутреннем детекторе. Из-за меньшей области покрытия по псевдобыстроте у Внутреннего детектора, совместная реконструкция покрывает диапазон $|\eta| < 2.5$.
- Тагированные во Внутреннем детекторе мюоны. Тагированный (меченый) мюонный трек образуется группой хитов в мюонных детекторах, которые не ассоциированы с треком MS, но которые совпадают с продолжением трека, восстановленном во Внутреннем детекторе. Реконструкция тагированных мюонов в частности применима для мюонов с p_T 3–8 ГэВ/с, которые необходимы для анализа мюонов от J/ψ -распадов. Из-за малости их поперечного импульса, такие мюоны не всегда полностью реконструируются в MS, так как не достигают наиболее удалённые мюонные камеры. Тагированные во Внутреннем детекторе мюоны покрывают диапазон $|\eta| < 2$.

В настоящем анализе использовались исключительно мюоны совместной реконструкции и тагированные во Внутреннем детекторе. Мюонная пара должна содержать по крайней мере один мюон совместной реконструкции.

При отборе $B^\pm$ кандидатов накладывались следующие ограничения на события:

- Событие должно содержать по крайней мере одну восстановленную первичную вершину с не менее, чем тремя треками во Внутреннем детекторе.
- Отбирались треки, которые содержали один и более хит в пиксельном детекторе и по крайней мере 6 хитов в кремниевом трекаре.

- Событие должно содержать по крайней мере одну пару противоположно заряженных мюонных кандидатов (с критериями, указанными выше). Мюоны не обязательно должны быть ассоциированы с объектами триггера. В данном анализе использовались мюоны с малыми p_T , соответствующие треку, восстановленному во Внутреннем детекторе.

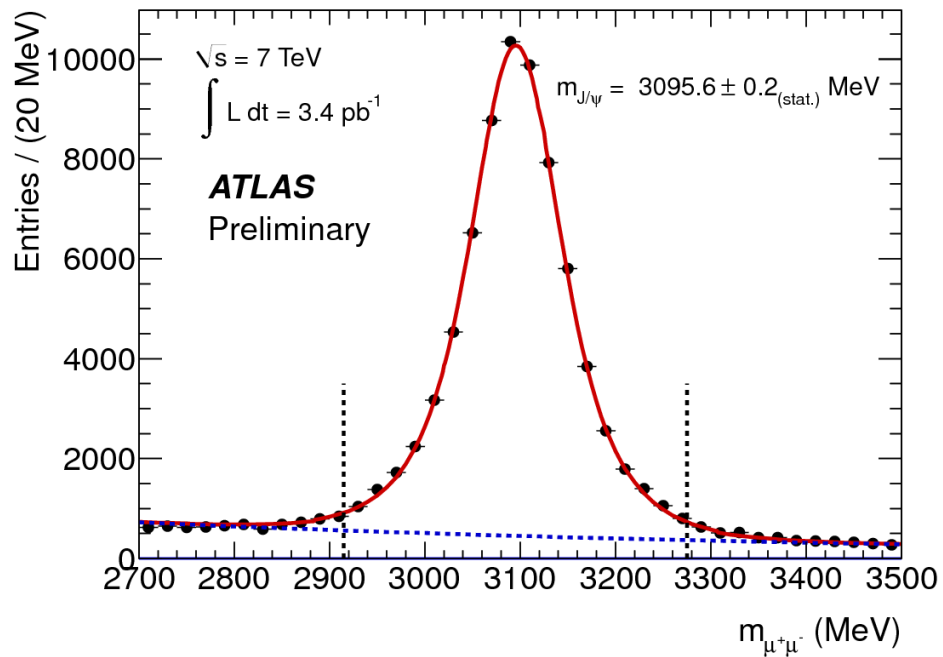


Рисунок 4.11: $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидаты, прошедшие отбор J/ψ . Вертикальными пунктирными линиями обозначено окно поиска $B^\pm$ кандидатов. Точки с погрешностями показывают данные. Сплошные линии соответствуют результату фитирования методом максимального правдоподобия для всех кандидатов в диапазоне вокруг массы $J/\psi K^\pm$: от 5000 до 5600 МэВ. Пунктирные линии соответствуют фону.

Пары мюонов принадлежали $J/\psi\mu^+\mu^-$ кандидату, если

- мюонные кандидаты в паре имели общую вершину с $\chi^2/(\text{ст. свободы}) < 10$;
- мюон с наибольшим импульсом обладал p_T по крайней мере 4 ГэВ/с, а оставшийся 2.5 ГэВ/с;

- их инвариантная масса (рассчитанная по характеристикам трека с помощью алгоритма восстановления вершин VKalVrt [70]) лежала в $\pm 3\sigma$ в окне ± 180 МэВ от их построенного среднего (диапазон масс 2915–3275 МэВ, как показано на Рисунке 4.11). Для построения массы J/ψ использовался метод максимального правдоподобия. Сигнал описывается функцией Гаусса с наопределённостями для каждого кандидата и линейной оценкой фона [71]

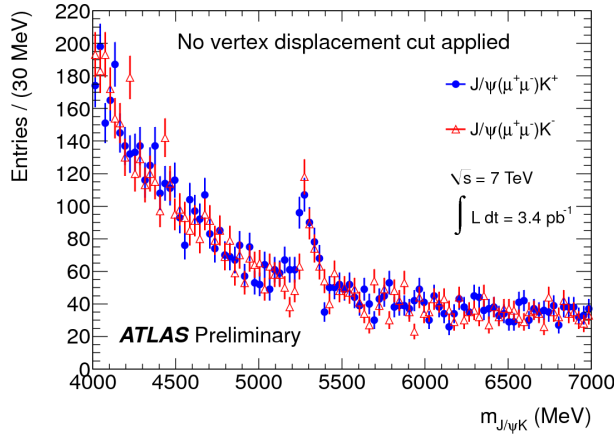
Всего, подходящие под вышеуказанные ограничения, было отобрано около 75000 J/ψ кандидатов.

Для двухмюонных пар треков, объединённых в J/ψ кандидаты, искался третий трек с $p_T > 2.5$ ГэВ/с, имеющий общую с ними вершину. Построение трёхтрековой вершины осуществлялось согласием массы пары треков со среднемировым значением массы J/ψ , а третьего трека - с массой каона. Построенные триплеты считались соответствующими распаду $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ при следующих условиях:

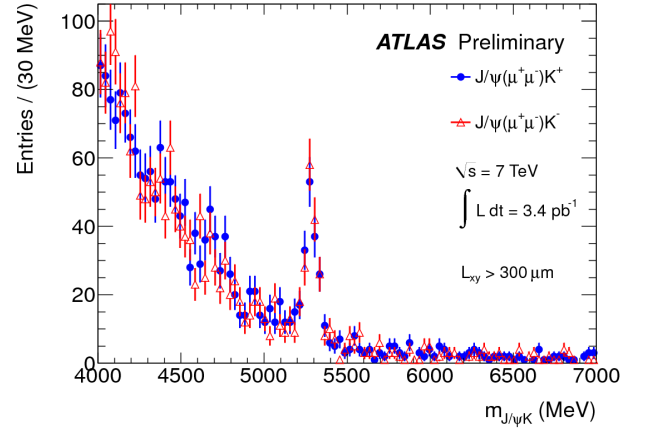
- $\chi^2/(\text{ст. свободы}) < 6$ для трёхтрековой вершины;
- суммарный поперечный импульс трёхтрековой комбинации > 10 ГэВ/с.

Было отобрано 13000 кандидатов в широком диапазоне инвариантных масс 4000–7000 МэВ. Рисунок 4.12(а) показывает распределение инвариантных масс отобранных кандидатов, отдельное для каждого знака заряда.

Для уменьшения фона было применено ограничение по длине пробега в поперечной плоскости $B^\pm$, которая определяется как знаковая проекция свободного пробега $\vec{L}$ на направление поперечного импульса $\vec{p}_T(B)$: $L_{xy} \equiv \vec{L} \frac{\vec{p}_T(B)}{|\vec{p}_T(B)|}$, где $\vec{L}$ лежит на прямой, проходящей через первичную вершину и распадную вершину $B^\pm$. Пересечение протонных банчей в ЛНС может содержать несколько первичных вершин, соответствующих множественным pp -взаимодействиям. Если в событие содержится две и более



(a)



(б)

Рисунок 4.12: Распределение инвариантной массы для восстановленных $J/\psi K^\pm$ кандидатов (а) и аналогичное распределение при $L_{xy} > 300$ мкм (б).

первичных вершины, то должны быть выполнены следующие условия для верного измерения L_{xy} :

- Если оба трека от распада J/ψ -кандидата были использованы для восстановления одной первичной вершины, то такая первичная вершина используется для измерения L_{xy} .
- В случае, когда ни один из участвующих треков не используется для восстановления первичной вершины, то она восстанавливается для трека с большим Σp_T^2 .
- Если один трек используется в восстановлении первичной вершины, а другой не используется, то такая первичная вершина годна для L_{xy} .
- Когда оба трека от распада J/ψ кандидата были использованы для восстановления разных первичных вершин, такое событие отвергается. По оценке только около 0.1% отобранных событий составляют J/ψ кандидаты, мюоны которых образовались в разных первичных вершинах.

Во всех случаях первичная вершина переопределяется после удаления треков от системы $J/\psi K^\pm$ и переопределённая вершина используется для вычисления L_{xy} .

При наложении на данные ограничения $L_{xy} > 300$ мкм фактор подавления фона составляет 6, и одновременно теряется около 13% сигнала, исходя из сопоставления с Монте-Карло набором сигнальных событий. В широком массовом окне 4000–7000 МэВ остаются 3800 кандидатов, прошедшие ограничение по длине пробега. Рисунок 4.12(б) показывает распределение инвариантных масс $J/\psi K^\pm$ для таких кандидатов, отдельное для каждого знака заряда.

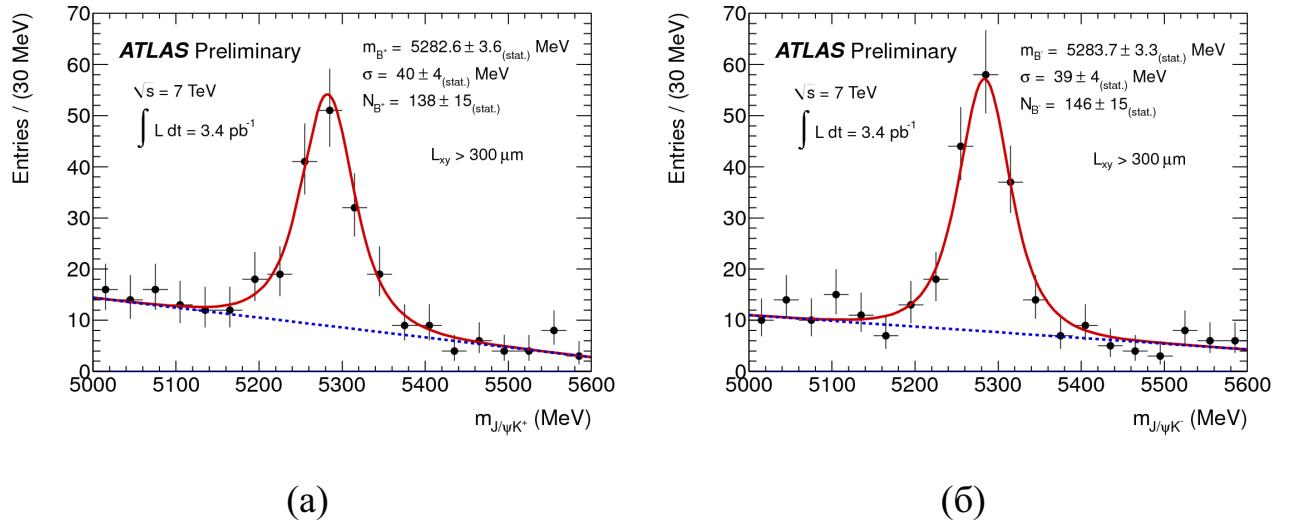


Рисунок 4.13: Распределение инвариантной массы для восстановленных кандидатов B^+ -мезонов (а) и B^- -мезонов (б). Точки с погрешностями показывают данные. Сплошные линии соответствуют результату фитирования методом максимального правдоподобия для всех кандидатов в диапазоне вокруг массы $J/\psi K^\pm$: от 5000 до 5600 МэВ. Пунктирные линии соответствуют фону.

На Рисунке 4.13 показаны распределения инвариантных масс отдельно для B^+ и B^- кандидатов. Числа B^+ и B^- кандидатов и их реконструированные массы эквивалентны в значении статистической точности данных. Массовое разрешение находится в хорошем согласии с Монте-Карло моделированием.

	m_B , МэВ	σ_m , МэВ	N_{sig}	N_{bkg}	S
$B^\pm$	5283.2 ± 2.5	39 ± 3	283 ± 22	131 ± 13	1.09 ± 0.07
B^+	5282.6 ± 3.6	40 ± 4	138 ± 15	70 ± 11	1.12 ± 0.11
B^-	5283.7 ± 3.3	39 ± 4	146 ± 15	61 ± 8	1.06 ± 0.10
MC	5281.8 ± 3.3	39.8 ± 0.2	–	–	1.100 ± 0.003

Таблица 4.2: Данные построения масс для $B^\pm$, B^+ , B^- кандидатов. Число фоновых событий в диапазоне $m_B \pm 3\sigma$. Аналогичный анализ применён для MC набора данных.

Показаны только статистические ошибки.

В таблице 4.2 приведены измеренные массы $B^\pm$ -мезонов на экспериментальных данных, собранных детектором ATLAS в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, соответствующих интегральной светимости 3.4 пб^{-1} с данными Монте-Карло моделирования. S обозначает масштабный фактор для сигнала $B^\pm$, B^+ , B^- для данных и для MC. Массовое разрешение находится в хорошем согласии с Монте-Карло моделированием.

4.5 Выводы к четвёртой главе

Получены результаты моделирования рождения b -кварков в pp -взаимодействиях при энергии 7 ТэВ с использованием генератора событий PYTHIA 6.4, который является одним из базовых для экспериментов LHC. Показано, что плотности заряженных частиц сопутствующих событий при рождении b -кварков зависят от механизма рождения. Множественность сопутствующих событий выше для механизмов рождения, отвечающих нелидирующим порядкам КХД. Эти результаты согласуются со смоделированными событиями рождения B -мезонов с учётом характеристик детектора на стандартных наборах MC данных.

Получены первые измерения инвариантных масс $B^\pm$ -мезонов в эксперименте ATLAS. Распределение инвариантных масс получено для $3,4 \text{ пб}^{-1}$

данных при энергии 7 ТэВ. Всего наблюдалось 283 ± 22 (стат.) сигнальных кандидата. Пик распределения, соответствующий массе $B^\pm$ (5283.2 ± 2.5 (стат.)) МэВ, находится в согласии с (5279.15 ± 0.26) МэВ с данными Particle Data Group [66].

Глава 5

Поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

5.1 Введение

Процессы со сменой ароматов кварков посредством нейтральных токов в Стандартной модели элементарных частиц являются сильно подавленными из-за того, что они соответствуют исключительно петлевым диаграммам Фейнмана высших порядков. Также присутствует дополнительный запрет из-за киральной асимметрии таких распадов. Стандартная модель предсказывает очень малую относительную парциальную ширину для канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$: $(3, 2 \pm 0, 2) \times 10^{-9}$ [72, 73]; настолько малая величина относительной парциальной ширины позволяет полноправно называть подобные каналы распада редкими. Но в различных расширениях Стандартной модели, например в MSSM (Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели), такие процессы могут иметь значительно большую вероятность благодаря взаимодействию с тяжёлыми частицами, не принадлежащим Стандартной модели. Верхние пределы на такую относительную парциальную ширину для канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ были опубликованы коллаборациями DØ [74], CDF [75], CMS [76] и LHCb [77], и лежат в диапазоне $(0,45-5,1) \times 10^{-8}$. В настоящей работе приведены результаты поиска редкого канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в детекторе ATLAS при pp -соударениях на Большом Адронном Коллайдере в период набора данных ускорителя в первой половине 2011 г.

Физический анализ распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ использует события, отобранные с помощью димьюонного триггера и восстановленные в трековой систе-

ме Внутреннего Детектора и в мюонном спектрометре экспериментальной установки ATLAS [11].

При изучении редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ использовался так называемый “слепой анализ”, при котором область инвариантных масс от 5066 до 5666 МэВ (сигнальная область) была полностью исключена из анализа до окончательного выбора критериев отбора физических данных и методов подавления фоновых событий для данного канала распада. Такой подход позволяет насколько это возможно минимизировать влияние предвзятости при выборе частных методов во время наблюдения промежуточных результатов.

Совместно с каналом распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ был исследован родственный ему канал распада $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Согласно предсказанием Стандартной модели, величина относительной парциальной ширины канала распада $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ приблизительно в 30 раз ниже $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ и составляет $(1,0 \pm 0,1) \times 10^{-10}$ [72].

В настоящей работе приведены первые результаты по поиску редкого распада в эксперименте ATLAS.

5.2 Предварительный отбор данных

Данный анализ был выполнен при использовании набора данных pp -соударений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, собранных детектором ATLAS в период Апрель–Август 2011 г. Следует обратить внимание на то, что после августа 2011-го года изменились условия работы системы триггера и параметры наложения событий. Этот факт означает необходимость нового анализа для оставшейся части данных 2011-го и 2012-го года. Качество данных для анализа требовало наличие стабильного пучка и совместной работы Внутреннего детектора и Мюонного спектрометра. Всего было собрано 2.4 фб^{-1} . В среднем множественность достигала около 5 первичных вершин на одно событие от протон-протонных взаимодействий.

Для отбора событий использовался мюонный триггер. Данные, содержащие события, прошедшие через димюонный триггер второго уровня, который требовал (актуальное значение составляет $p_T > 12$ ГэВ/с) величину поперечного импульса $p_T > 4$ ГэВ/с для каждого мюонного кандидата. Полная реконструкция трека для мюонных кандидатов происходила в алгоритмах триггера второго и третьего уровней, где накладывались дополнительные ограничения на инвариантную массу $m_{\mu^+\mu^-}$ димюонов, тем самым предварительно отбирая события, совместимые с J/ψ (от 2500 до 4300 МэВ) и B_s^0 (от 4000 до 8500 МэВ) распадами на мюонную пару.

В данном анализе использовались данные с событиями, содержащие кандидаты для следующих каналов распада: $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \rightarrow \mu^+\mu^- K^\pm$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow \mu^+\mu^- K^+ K^-$.

Канал распада	Сигнальная область	Боковые области
$B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	[5066,5666] МэВ	[4766,5066] МэВ [5666,5966] МэВ
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$	[5180,5380] МэВ	[4930,5130] МэВ [5430,5630] МэВ

Таблица 5.1: Определение сигнальной и боковой областей, используемые в данном анализе.

5.3 Метод нормировочного канала

Относительная парциальная ширина канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ измерялась относительно нормировочного канала распада $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ с целью минимизации систематических неопределённостей при определении эффективностей и акцептанса экспериментальной установки. Относительная парциальная ширина $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$ вычислялась посредством измерения относительной парциальной ширины другого канала распада, назы-

ваемого нормировочным. В этой терминологии искомый канал называется сигнальным. В данном анализе нормировочным каналом распада был выбран канал распада $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$. Распад $B^\pm$ на J/ψ и $K^\pm$ с распадом J/ψ на два мюона использован в качестве нормировочного во всех экспериментах (LHCb, CMS, ATLAS), занимающихся поиском канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Относительная парциальная ширина сигнального канала распада

$$\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \text{BR}(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \rightarrow \mu^+ \mu^- K^\pm) \times \frac{f_u}{f_s} \times \frac{N_{\mu^+ \mu^-}}{N_{J/\psi K^\pm}} \times \frac{A_{J/\psi K^\pm}}{A_{\mu^+ \mu^-}} \frac{\epsilon_{J/\psi K^\pm}}{\epsilon_{\mu^+ \mu^-}}, \quad (5.1)$$

где $\text{BR}(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm \rightarrow \mu^+ \mu^- K^\pm)$ - измеряемая относительная парциальная ширина нормировочного канала, $\frac{f_u}{f_s}$ - относительная вероятность рождения $B^\pm$ и B_s^0 -мезонов (была получена из измерений [67, 78, 79]), $\frac{N_{\mu^+ \mu^-}}{N_{J/\psi K^\pm}}$ - количество событий после отсеечения фона, $\frac{A_{J/\psi K^\pm}}{A_{\mu^+ \mu^-}}$ - отношение акцептансов и $\frac{\epsilon_{J/\psi K^\pm}}{\epsilon_{\mu^+ \mu^-}}$ - отношение эффективностей для соответствующих каналов. Для сигнального и нормировочного каналов распада в Таблице 5.1 определяются три специальные области инвариантного массового спектра: одна “сигнальная” и две, окружающие её, – “боковые”. В данном анализе поиск событий происходит только в указанных областях.

Чувствительность к одному событию (SES, Single Event Sensitivity) соответствует относительной парциальной ширине, при которой регистрируется одно событие:

$$\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = N_{\mu^+ \mu^-} \times \text{SES}, \quad (5.2)$$

где $N_{\mu^+ \mu^-}$ - число событий.

5.4 Состав фона и выбор сигнальных событий

Физический анализ, применяемый для поиска редкого канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, требует надежного выделения сигнальных событий совместно с максимальным подавлением числа фоновых событий.

Фоновые события в области поиска канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ можно разбить на два класса - комбинаторный фон и пиковый фон.

Комбинаторный фон содержит все несвязанные пары мюонов (димюоны), попавшие в кинематическую область. Такие димюоны могут образовываться, например, от распадов двух b -адронов. Обычно таким событиям соответствует плохо восстановленная вторичная вершина, имеющая недостаточную точность расположения относительно точки соударения (первичной вершины), а также практически изотропное распределение импульса димюона. В случае сигнального события, вторичная вершина чаще всего восстановлена с хорошей координатной точностью, а импульс димюона лежит вдоль прямой, соединяющей первичную и вторичную вершины. Количественной оценкой качества восстановления вершины принято считать значение χ^2 . Анализ точности расположения вторичной вершины и распределение импульса димюона позволяют отделять сигнальные события от комбинаторного фона. В методе “слепого анализа” возможно эффективно выделить комбинаторный фон, благодаря тому, что распределение инвариантных масс димюонов в нём является непрерывным: для оценки числа фоновых событий в сигнальной области достаточно экстраполировать распределение инвариантных масс димюонов с “открытых” боковых областей.

Пиковый (или резонансный) фон образован ложной идентификацией немюонных двухчастичных связанных состояний как димюонов. Такими состояниями могут быть $K^+ K^-$, $\pi^+ \pi^-$ и $K^\pm \pi^\mp$ от распадов нейтральных B -мезонов. Ложная идентификация частиц как мюонов в детекторе может произойти в двух случаях: при распаде пиона либо каона в полёте, когда распадный мюон уносит большую часть импульса начальной частицы,

либо при долёте адрона до удалённого мюонного спектрометра и последующей регистрации в нём. Если оба адрона от распада B^0 -мезона ложно идентифицируются в детекторе как мюоны, то образуемый ими “димюон” полностью неотличим от сигнального события, так как в обоих случаях одинакова топология процесса, а массы мюона, пиона и каона близки между собой. По этой причине пиковый фон принципиально не уменьшаем, и остаётся возможным только оценить его вклад в сигнальную область. Для оценки пикового фона необходимо знание вероятностей ложной идентификации других частиц в детекторе как мюонов. В данном анализе такие вероятности получены из Монте-Карло моделирования.

Кандидаты сигнальных событий были получены комбинированием всевозможных пар мюонных треков, исходящих из общей вторичной вершины. Среди них производился отбор событий, состоящий из двух стадий. На первой стадии применялись ограничения на импульс мюонного трека и на качество восстановления B -вершины. Это отсекало значительную часть комбинаторных событий и наименьшим образом затрагивало сигнальные события. Второй стадией отбора являлось использование метода многофакторного анализа под названием BDT (Boosted Decision Trees, усиленные деревья принятия решений) [80]. Метод предполагает *тренировку* алгоритма, называемого классификатором BDT. На этом шаге используются два набора событий, в первом из которых содержатся исключительно сигнальные события, а во втором - только фоновые (например, полученные методом Монте-Карло). Затем определяется набор *входных переменных* для BDT. Такими переменными могут являться любые параметры событий, с тем условием, чтобы параметры были различными для сигнала и фона. Процедура тренировки заключается в поиске функции от входных переменных, называемой *выходом классификатора*, удовлетворяющей минимальному наложению распределения выхода классификатора для сигнальных и фоновых событий. На следующем шаге, называемом *применением классификатора*, на вход такой функции подаются события из реально-

го набора физических событий. После этого, зная распределения выхода классификатора для сигнала и фона, можно применить единый отбор к физическим событиям, основанный на параметрах входных переменных BDT. Обычно такой подход даёт лучшее подавление фона по сравнению с традиционными методами, основанными на наложении ограничений на конкретные переменные.

В эксперименте ATLAS тренировка BDT производилась с помощью двух наборов данных - реальных физических данных в качестве фонового набора, и промоделированного методом Монте-Карло распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в качестве сигнального набора. Всего в качестве входных для BDT-классификатора было определено 14 переменных, определяющих свойства продуктов распада, свойства восстановленных вершин, импульс B -кандидата и свойства дополнительных треков от Underlying Events - части всех событий за исключением продуктов жёсткого взаимодействия партонов. В число входных переменных намеренно не включались переменные, связанные с инвариантной массой ди-мюонов и B -кандидатов, чтобы избежать любых систематических ошибок, связанных с инвариантными массами.

При помощи процедуры последовательного подбора весовых коэффициентов был получен набор Монте-Карло распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ насколько это возможно совпадающий с набором реальных физических данных. Весовые коэффициенты определялись путём сравнения спектров поперечных импульсов и псевдобыстрот смоделированных B -мезонов и полученных из реальных данных B^+ -мезонов в канале распада $J/\psi(\mu^+ \mu^-)K^+$. Для процедуры подбора весовых коэффициентов использовалась половина реальных физических данных (события с нечётным номером), в то время как оставшаяся половина данных (события с чётным номером) применялась для определения выхода нормировочного канала¹. Остаточные расхожде-

¹ см. раздел “Определение выхода нормировочного канала” настоящей Главы

ния между данными и Монте-Карло наборами впоследствии трактовались как источники систематических неопределённостей.

Данные “боковых” областей также разделились на два равных набора событий. Первый (содержащий события с нечётным номером) использовался для тренировки BDT-классификатора; такие события применялись для оптимизации отбора. Для определения ожидаемого вклада комбинаторного фона в сигнальной области использовались события с чётным номером. В данном случае метод разделения данных на два набора обусловлен исключением систематических ошибок, которые могли возникать в случае использования одних и тех же входных значений для тренировки BDT-классификатора и для оптимизации отбора.

На Рис. 5.1 показаны распределения выхода классификатора для физических данных “боковых” областей и сигнального Монте-Карло набора данных.

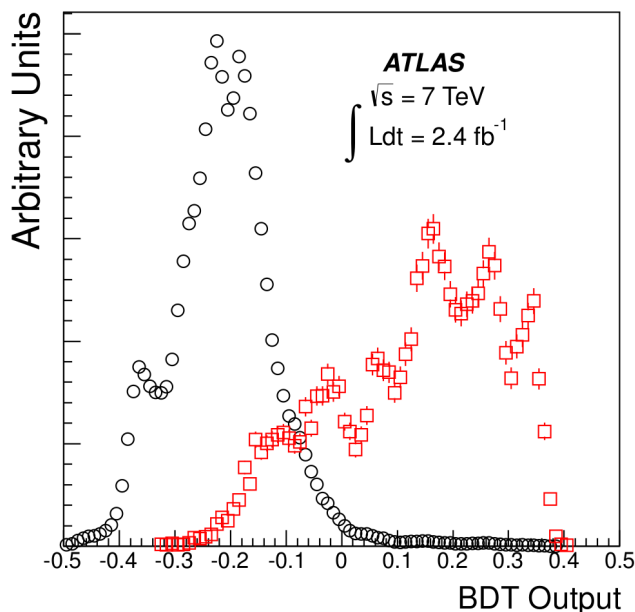


Рисунок 5.1: Распределения выхода BDT-классификатора для набора Монте-Карло данных канала $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (квадраты) и для “боковых” областей физических данных (круги).

Дальнейший отбор событий состоял в установлении пороговых значений для выхода классификатора и определении массового окна для поиска

сигнала. Поэтому эффективность отбора сигнальных событий зависит от точности определения инвариантной массы димюонов в детекторе, которая различна в разных областях псевдобыстрот (в основном из-за влияния магнитной системы детектора ATLAS). Для достижения максимального соотношения сигнал/шум набор данных был разделён на три группы по псевдобыстроте в соответствии с точностью определения инвариантной массы: лучшее разрешение достигается в диапазоне $|\eta|_{max} \in [0, 1]$, хуже разрешение при $|\eta|_{max} \in [1, 1.5]$ и худшее разрешение при $|\eta|_{max} \in [1.5, 2.5]$.

Оптимизация отбора событий производилась при достижении максимума оценочной функции:

$$P = \frac{\varepsilon_{sig}}{a/2 + \sqrt{N_{bkg}}}, \quad (5.3)$$

где ε_{sig} - сигнальная эффективность, N_{bkg} - ожидаемый выход фоновых событий для заданных ограничений, a - параметр, связанный с уровнем статистической значимости (C.L.) таким образом, чтобы при $a = 2$ достигался 95% C.L. Вид оценочной функции определялся для оптимизации быстроедействия в данном анализе. Оптимизация производилась в шестимерном пространстве Δm и по пороговому значению выхода BDT-классификатора для каждой группы по точности определения инвариантной массы димюона. В таблице 5.2 представлены данные максимизации оценочной функции P .

Диапазон $ \eta _{max}$	[0, 1]	[1, 1.5]	[1.5, 2.5]
Полуширина массового окна Δm	± 116	± 133	± 171
Порог выхода классификатора	0.234	0.245	0.270

Таблица 5.2: Оптимизированные значения полуширины массового окна и порогового значения выхода классификатора BDT.

5.5 Определение выхода нормировочного канала

Выход нормировочного канала N_B^+ необходим для получения относительной парциальной ширины канала распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ согласно формуле 5.1.

Настройки BDT классификатора для отбора событий канала распада $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)K^+$ в экспериментальных данных использовались те же, что и в предыдущем разделе настоящей главы. Выход событий описывался при помощи построения (фитирования) функции распределения инвариантной массы побиновым методом максимального правдоподобия. Использовались только события с чётными номерами. Сигнал B^+ был построен двумя функциями Гаусса с равными средними значениями. Фон для нормировочного канала состоял из трёх компонентов. Во-первых, комбинаторный фон, описываемый спадающей экспонентой. Во-вторых, фон от частично реконструируемых распадов, таких как $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)K^*(K^+ \pi^-)$, также описываемый экспонентой, но помноженной на дополнительную функцию ошибок. И в-третьих, вклад от распада $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$, где пион рассматривался как каон при моделировании с дополнительной функцией Гаусса.

На Рисунке 5.2 показаны результаты фитирования для всех B^+ -кандидатов от событий с чётными номерами. Аналогичное фитирование использовалось для определения выхода B^+ в каждой группе разрешения инвариантных масс в трёх диапазонах по переменной $|\eta|$, о чём было упомянуто в предыдущем разделе настоящей главы.

5.6 Определение верхнего предела относительной парциальной ширины

После окончательного утверждения анализа, согласно “слепому” методу, сигнальная область массового спектра была открыта и методы отбора, описанные выше, были применены к событиям внутри её. На Рисунке 5.3

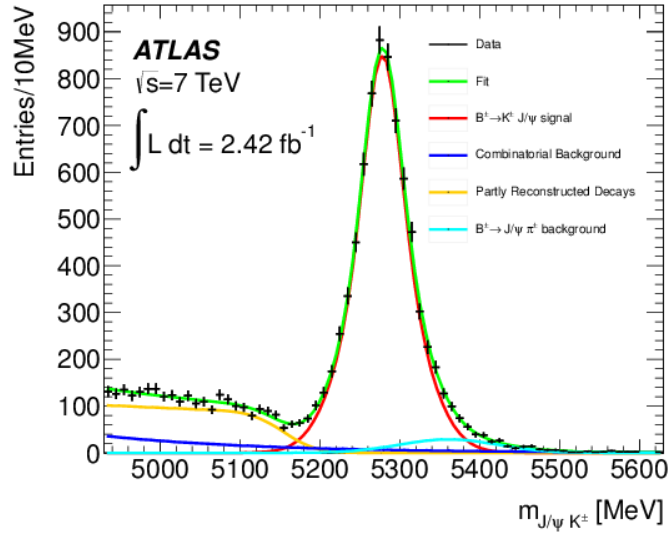


Рисунок 5.2: Фитирование распределения инвариантной массы $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$ для всех B^+ -кандидатов от событий с чётными номерами, прошедших отбор. Линии показывают вклад разных компонент.

показаны распределения инвариантной массы для димюонных кандидатов в каждой группе разрешения инвариантных масс. Можно видеть два кандидата в сигнальной области массового окна в диапазоне $|\eta|_{max} < 1$, один кандидат в диапазоне $1 < |\eta|_{max} < 1.5$ и ни одного кандидата в диапазоне $1.5 < |\eta|_{max} < 2.5$.

Для нахождения верхнего предела относительной парциальной ширины сигнального канала распада использовался модифицированный частотный метод (CL_s). В ходе данного метода измеряется соответствие наблюдаемого числа событий в каждой группе разрешения инвариантных масс с числом событий в наборе данных с сигналом вместе с предполагаемым фоном (CL_{s+b}) и только с фоном (CL_b). Все величины доверительных уровней определялись из специального упрощённого Монте-Карло моделирования. Для оценки комбинаторного фона в таких наборах смоделированных событий использовались экспериментальные данные с событиями с чётными номерами из “боковых” областей.

Для установления верхнего предела относительной парциальной ширины использовалось отношение доверительных уровней: $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$.

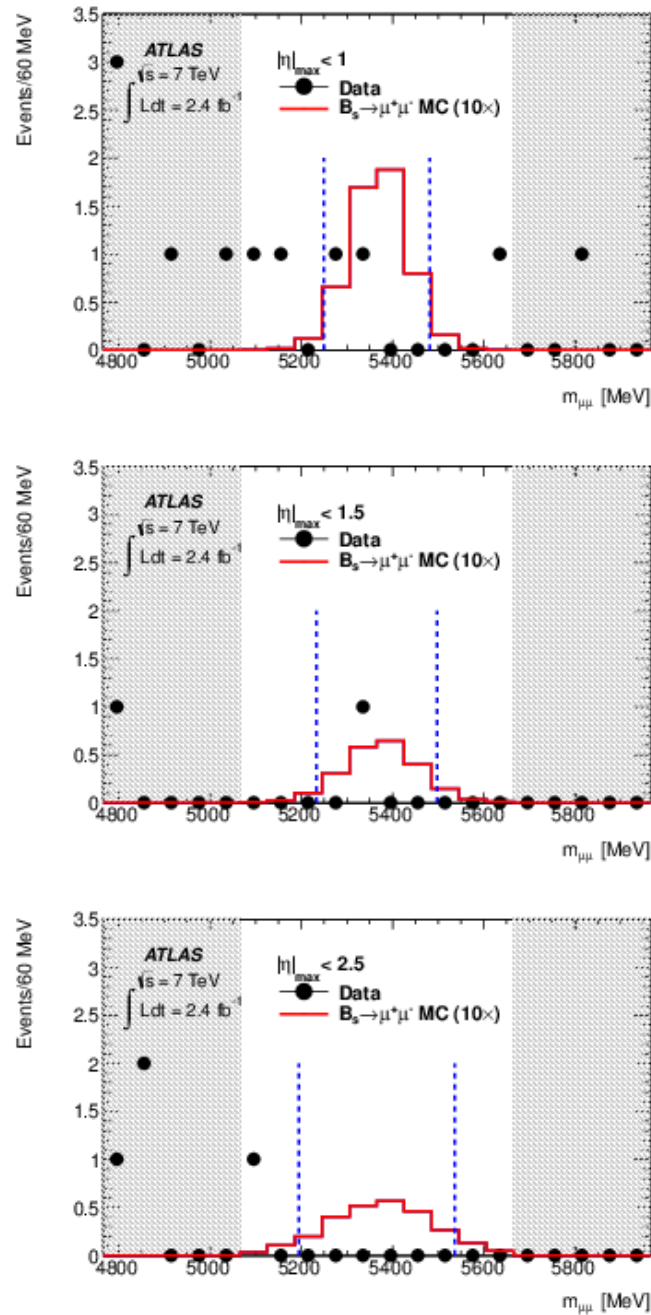


Рисунок 5.3: Распределение инвариантной массы для димюонных кандидатов в физических данных в каждой группе разрешения инвариантных масс. Точки соответствуют выбранным кандидатам в физических данных, сплошные линии показывают Монте-Карло моделирование сигнала в предположении $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = 3.5 \times 10^{-8}$. Пунктирными линиями показаны оптимизированные границы массового окна. Серые области обозначают “боковые” области массового спектра.

Такой подход предотвращает фоновую флуктуацию, которая может вызывать недооценку уровня сигнала.

Рисунок 5.4 показывает зависимость отношения доверительных уровней CL_s от величины относительной парциальной ширины канала $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Каждой точке соответствует 300000 упрощённых Монте-Карло вычислений. В результате был установлен верхний предел относительной парциальной ширины канала $2.2(1.9) \times 10^{-8}$ при 95% (90%) CL.

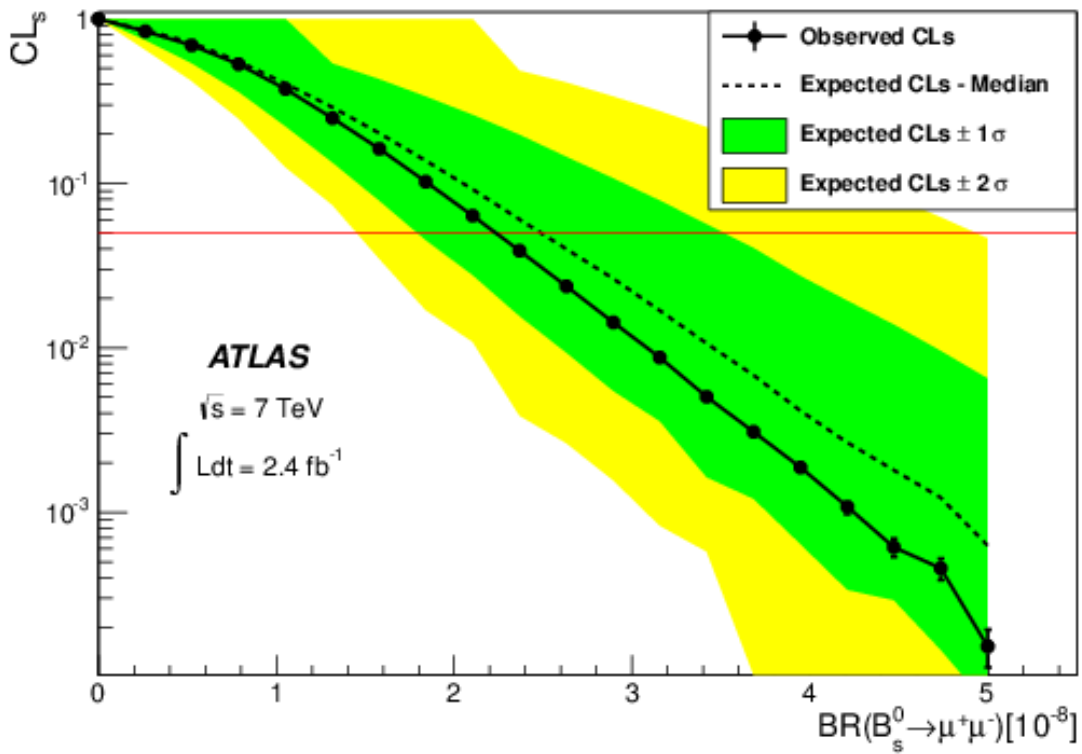


Рисунок 5.4: Наблюдаемые значения доверительных уровней (круги) и пунктирная линия в предположении $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 3.5 \times 10^{-8}$. Горизонтальная линия отмечает 95%-ный доверительный уровень. Тёмная (зелёная) и светлая (жёлтая) области соответствуют отклонениям $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ соответственно.

Было произведено несколько проверок использованного метода анализа. В одной из них проверялось утверждение, что разбиение данных на три группы по массовому разрешению позволяет увеличить сигнальную чувствительность. Для этого производился полный анализ, но без разбиения по массовому разрешению. Результат такого анализа показал ухудшение

точности значения верхнего предела парциальной ширины на 25% по сравнению с оригинальным анализом. Другой проверкой оценивалась величина систематических ошибок, в случае если для оптимизации отбора событий и определения выхода ожидаемого комбинаторного фона использовались одни и те же события. Когда был повторён полный анализ, в котором для оптимизации отбора событий и определения выхода ожидаемого комбинаторного фона брались события только с нечётным номером, результат показал 30%-ное уменьшение значений верхнего предела парциальной ширины. Это согласуется с результатами специального моделирования подобной систематики.

5.7 Выводы к пятой главе

Установлен верхний предел относительной парциальной ширины канала $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ используя 2.4 фб⁻¹ интегральной светимости собранных детектором ATLAS в 2011-м году. Для нормировки интегральной светимости, аксептанса и эффективности использовался канал $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, в котором $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Отбор событий основывался на многофакторном анализе, произведённом над данными, разделёнными на три группы согласно массовому разрешению. Полученное значение верхнего предела относительной парциальной ширины канала $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ составляет $2.2 (1.9) \times 10^{-8}$ при 95% (90%) CL.

Заключение

Диссертация посвящена исследованию распадов B -мезонов на начальном этапе работы LHC в условиях оптимизации трековых детекторов в эксперименте ATLAS. Актуальность темы диссертации обусловлена тем, что такие измерения обеспечивают настройку компонентов Внутреннего детектора установки ATLAS и Монте-Карло генераторов событий pp -соударений для моделирования неупругих pp -взаимодействий. Определение относительных парциальных ширин редких распадов B -мезонов является одной из приоритетных задач проверки Стандартной модели при планировании и проведении экспериментов на Большом Адронном Коллайдере.

Основные результаты, полученные в диссертационной работе, могут быть сформулированы следующим образом:

1. осуществлен запуск и контроль качества работы трекового детектора переходного излучения (TRT) ATLAS, получены первые характеристики его работы, путем моделирования определены варианты замены состава рабочей газовой смеси детектора в случае большой утечки ксенона в процессе эксплуатации;
2. созданы программы для представления данных TRT в универсальном для эксперимента ATLAS формате TrackD3PD и получены значения среднего пространственного разрешения трека: 120 мкм в баррельной и 135 мкм в торцевых частях детектора при 30-ти координатах регистрации (хитов) на трек; а также характеристики загрузок детектора в зависимости от числа первичных вершин в одном акте pp -соударения: показано, что при светимости коллайдера $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ загрузки не превышают значение 0.35 в барреле и 0.24 в торцевых частях, что

обеспечивает хорошее качество данных при достигнутой светимости как в pp -, так и в соударениях с тяжёлыми ионами;

3. в результате проведенного моделирования определены варианты газовой смеси и координатное разрешение газового пиксельного детектора GasPix, показано соответствие расчетных и тестовых результатов разрешения детектора, полученных в испытаниях на пучке. Это показывает хорошую перспективу использования детектора этого типа для модернизации внутреннего детектора установки ATLAS;
4. проведено моделирование процессов рождения B -мезонов в pp -взаимодействиях на LHC и реконструкции распадов B^+ -мезонов, выполнен анализ характеристик событий с рождением B -мезонов, показано присутствие корреляций в вылете заряженных частиц относительно направления B -мезона;
5. выполнено моделирование эффективности триггера редких распадов B -мезонов и получены первые результаты поиска редкого распада B -мезонов $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в эксперименте ATLAS на интегральной светимости 2.4 фб^{-1} . Найденное значение верхней границы относительной парциальной ширины этого распада 2.2×10^{-8} находится в согласии с предсказаниями Стандартной модели и результатами экспериментов CMS и LHCb.

В результатах любого исследования принято приводить слова о его возможных (пусть и отдалённых) применениях. Пример четырёх больших (и множества меньших) экспериментов на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРНе показателен в таком отношении: при неизменной высокой цели - исследовании фундаментальных свойств природы, попутно создаётся столь большое число сложнейших технологий (достаточно упомянуть ГРИД, мюонную томографию, использование сверхпроводящих линий в промышленном масштабе), что нет ни единого сомнения в том, что, если бы такие технологии создавались целенаправленно, в рамках науки прикладной, то

их разработка заняла бы существенно больше средств и времени, чем вся реализация физических экспериментов на LHC.

Литература

1. А.С. Болдырев. Азимутальная асимметрия в событиях с рождением B^+ -мезона в протонных соударениях в рамках эксперимента ATLAS на Большом Адронном Коллайдере. Материалы докладов XIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных “Ломоносов”, Издательство МГУ, Москва, 2009.
2. G. Aad,...,A. Boldyrev,... [ATLAS Collaboration]. Charged-particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 900$ GeV measured with the ATLAS detector at the LHC. Phys.Lett. B, 688, 2010, cc. 21-42
3. L. Smirnova, A. Boldyrev. Physics with B-mesons in ATLAS. Nonlinear Phenomena in Complex Systems, 13, 2, 2010, cc. 132-135
4. А.С. Болдырев. Мониторинг детектора переходного излучения на установке ATLAS. Материалы Международного научного форума “Ломоносов-2010”, издательство МАКС ПРЕСС, Москва, 2010.
5. А.С. Болдырев, А.А. Мартынов, С.Ю. Сивоклоков, Л.Н. Смирнова, С.М. Турчихин. Процессы рождения и корреляции b -кварков при энергиях LHC. ЯФ, Т. 74, 12, 2011, cc. 1712-1720
6. A.S. Boldyrev, S.Yu Lobanov, A.S. Maevsky, L.N. Smirnova, S.M. Turchikhin. Measurements and simulations of b and c -quark production at hadron colliders. Nonlinear Dynamics and Applications. T. 18, 2011, cc. 216-223
7. Л.Н. Смирнова, С.Ю. Сивоклоков, С.М. Турчихин, А.С. Болдырев. Мюонный триггер эксперимента ATLAS для pp соударений при 7 ТэВ. Те-

зисы докладов международной сессии – конференции Секции ядерной физики ОФН РАН, Москва, 12-16 ноября 2012 г., с. 128.

8. А.С. Болдырев, В.Г. Бондаренко, В.Н. Бычков, Б.А. Долгошеин [и др.]. Трековый детектор переходного излучения эксперимента ATLAS. Приборы и техника эксперимента, Т. 3, Май-Июнь 2012 г., сс. 27-39
9. С.М. Турчихин, А.С. Болдырев, С.Ю. Лобанов, С.Ю. Сивоклоков, Л.Н. Смирнова. Поиск редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в эксперименте ATLAS. Тезисы докладов международной сессии – конференции Секции ядерной физики ОФН РАН, Москва, 12-16 ноября 2012 г., с. 140.
10. A.S. Boldyrev, S.Yu. Lobanov, L.N. Smirnova, S.M. Turchikhin, S.Yu. Sivoklov. Recent results on the search of $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ rare decay from the ATLAS experiment. Nonlinear Dynamics and Applications. Т. 19, 2012, сс. 26-36
11. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / The ATLAS Collaboration, G Aad, E Abat [и др.] // Journal of Instrumentation. 2008. Т. 3, № 08. с. S08003.
12. Aamodt K [и др.]. Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC // Phys.Lett. 2010. Т. B693. С. 53–68.
13. Albajar C. [и др.]. A Study of the General Characteristics of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 0.2$ -TeV to 0.9-TeV // Nucl.Phys. 1990. Т. B335. с. 261.
14. Skands P., Wicke D. Non-perturbative QCD effects and the top mass at the Tevatron // The European Physical Journal C-Particles and Fields. 2007. Т. 52, № 1. С. 133–140.
15. Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z. PYTHIA 6.4 Physics and Manual // JHEP. 2006. Т. 0605. с. 026.

16. ATLAS Monte Carlo tunes for MC09: Tech. Rep.: ATL-PHYS-PUB-2010-002. Geneva: CERN, 2010. Mar.
17. Sherstnev A., Thorne R.S. Parton Distributions for LO Generators // Eur.Phys.J. 2008. T. C55. C. 553–575.
18. Aaltonen T. [и др.]. Measurement of Particle Production and Inclusive Differential Cross Sections in p anti-p Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{-TeV}$ // Phys.Rev. 2009. T. D79. c. 112005.
19. Skands Peter Z. The Perugia Tunes. 2009. C. 284–297.
20. Marshall Z. The ATLAS Simulation Software: Tech. Rep.: ATL-SOFT-PROC-2008-001. ATL-COM-SOFT-2008-015. Geneva: CERN, 2008. Oct.
21. S. Agostinelli et al. GEANT4 Collaboration. GEANT4: A simulation toolkit // Nucl. Instr. Meth. 2003. T. A506. c. 250303.
22. The new ATLAS track reconstruction (NEWT) / T Cornelissen, M Elsing, I Gavrilenko [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. 2008. T. 119, № 3. c. 032014. URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=3/a=032014>.
23. Piacquadio G, Prokofiev K, Wildauer A. Primary vertex reconstruction in the ATLAS experiment at LHC // J. Phys.: Conf. Ser. 2008. T. 119. c. 032033.
24. Evans Lyndon, Bryant Philip. LHC Machine // Journal of Instrumentation. 2008. T. 3, № 08. c. S08001. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
25. Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond with Gfitter / Henning Flacher, Martin Goebel, Johannes Haller [и др.] // Eur.Phys.J. 2009. T. C60. C. 543–583.

26. Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott [и др.] // Physical Review D. 2012. T. 86, № 3. с. 032003.
27. Search for neutral Higgs bosons decaying to tau pairs in pp collisions at / S. Chatrchyan, V. Khachatryan, AM Sirunyan [и др.] // Physics Letters B. 2012.
28. Aaltonen T. [и др.]. Combined search for the standard model Higgs boson decaying to a bb pair using the full CDF data set // Phys.Rev.Lett. 2012. T. 109. с. 111802.
29. Abazov Victor Mukhamedovich [и др.]. Combined search for the standard model Higgs boson decaying to $b\bar{b}$ using the D0 Run II data set // Phys.Rev.Lett. 2012. T. 109. с. 121802.
30. Aaltonen T. [и др.]. Combination of the top-quark mass measurements from the Tevatron collider // Phys.Rev. 2012. T. D86. с. 092003.
31. Dittmaier S. [и др.]. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables. 2011.
32. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions / S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti [и др.]. 2012.
33. MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation / Johan Alwall, Pavel Demin, Simon de Visscher [и др.] // JHEP. 2007. T. 0709. с. 028.
34. ff vv ll, jj at al. // Journal of High Energy Physics. 2011. Vol. 2011. P. 1–40. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06>
35. Kersevan Borut Paul, Richter-Was Elzbieta. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004.

36. Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comput.Phys.Commun. 2008. T. 178. C. 852–867.
37. HERWIG 6.5 release note / G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini [и др.] // arXiv preprint hep-ph/0210213. 2002.
38. Butterworth J.M., Forshaw Jeffrey R., Seymour M.H. Multiparton interactions in photoproduction at HERA // Z.Phys. 1996. T. C72. C. 637–646.
39. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss [и др.] // JHEP. 2009. T. 0902. с. 007.
40. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross [и др.] // The European Physical Journal C-Particles and Fields. 2011. T. 71, № 2. C. 1–19.
41. Read A.L. Presentation of search results: the CLs technique // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2002. T. 28, № 10. с. 2693.
42. Gross E., Vitells O. Trial factors for the look elsewhere effect in high energy physics // The European Physical Journal C-Particles and Fields. 2010. T. 70, № 1. C. 525–530.
43. New parton distributions for collider physics / H.L. Lai, M. Guzzi, J. Huston [и др.] // Physical Review D. 2010. T. 82, № 7. с. 074024.
44. Combined Standard Model Higgs boson searches with up to 2.3 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV at the LHC. 2011.
45. Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. 2010.
46. Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics / G Aad, E Abat, B Abbott [и др.]. Geneva: CERN, 2009.

47. Brun Rene, Rademakers Fons. ROOT — An object oriented data analysis framework // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1997. T. 389, № 1–2. C. 81 – 86. <ce:title>New Computing Techniques in Physics Research V</ce:title>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>.
48. The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance / The ATLAS TRT collaboration, E Abat, T N Addy [и др.] // Journal of Instrumentation. 2008. T. 3, № 02. с. P02013.
49. Biagi S F. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A. 1999. T. 421, № 1-2. C. 234–240.
50. Veenhof Rob. Garfield, recent developments // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1998. T. 419, № 2–3. C. 726 – 730.
51. Recent GridPix results: An integrated Micromegas grid and an ageing test of a Micromegas chamber / H. van der Graaf, AA Aarts, M. Chefdeville [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2006. T. 566, № 1. C. 62–65.
52. geant3 / R. Brun, F. Bruyant, M. Maire [и др.] // CERN Data Handling Division, Geneva. 1987. C. 84–1.
53. PAW–Physics Analysis Workstation, The Complete Reference / R. Brun, O. Couet, C. Vandoni [и др.] // CERN Computer centre Program Library Writeup Entry Q. 1989. T. 121.

54. Nevski P. Advances in the simulation of Transition Radiation Detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2004. T. 522, № 1. C. 116–121.
55. Aad G. [и др.]. Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC // New J.Phys. 2011. T. 13. с. 053033.
56. Aaij R. [и др.]. Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region // Phys.Lett. 2010. T. B694. C. 209–216.
57. Open beauty production cross section with muons in pp collisions at a center-of-mass energy of 7TeV. 2010.
58. Albajar C. [и др.]. Beauty Production at the CERN Proton - anti-Proton Collider. 1. // Phys.Lett. 1987. T. B186. C. 237–246.
59. Albajar C. [и др.]. Beauty production at the CERN p anti-p collider // Phys.Lett. 1991. T. B256. C. 121–128.
60. Acosta D. et al. Measurement of the B^+ total cross section and B^+ differential cross section $d\sigma/dp_T$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 2002. Feb. T. 65. с. 052005. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.052005>.
61. Abe F. et al. Measurement of the B -Meson Differential Cross Section $d\sigma/dp_T$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 1995. Aug. T. 75. C. 1451–1455. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.1451>.
62. Abe F. [и др.]. Measurement of bottom quark production in 1.8 TeV $p\bar{p}$ collisions using semileptonic decay muons // Phys.Rev.Lett. 1993. T. 71. C. 2396–2400.
63. Acosta D. [и др.]. Measurements of $b\bar{b}$ azimuthal production correlations in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys.Rev. 2005. T. D71. с. 092001.

64. Aad Georges [и др.]. Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900\text{GeV}$ and 7 TeV with the ATLAS detector // Phys.Rev. 2011. T. D83. c. 112001.
65. Robins S. Measuring b-b correlations in ATLAS. 2000.
66. K. Nakamura et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // Phys. G . 2010. T. 37. c. 075021.
67. K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group). Review of Particle Physics and 2011 partial update for the 2012 edition // J. Phys. 2010. T. G 37. c. 075021.
68. ATLAS Monte Carlo tunes for MC09: Tech. Rep.: ATL-PHYS-PUB-2010-002. Geneva: CERN, 2010. Mar.
69. Luminosity Determination Using the ATLAS Detector: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2010-060. Geneva: CERN, 2010. Jul.
70. Kostyukhin V. VKalVrt - package for vertex reconstruction in ATLAS. ATLAS Note ATL-PHYS-2003-031.
71. First observation of the $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ resonance in ATLAS pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV: Tech. Rep.: ATLAS-CONF-2010-045. Geneva: CERN, 2010. Jul.
72. Buras Andrzej J. Minimal flavour violation and beyond: Towards a flavour code for short distance dynamics // Acta Phys.Polon. 2010. T. B41. C. 2487–2561.
73. Rare and CP-Violating K and B Decays in the Littlest Higgs Model with T^- Parity / Monika Blanke, Andrzej J. Buras, Anton Poschenrieder [и др.] // JHEP. 2007. T. 0701. c. 066.
74. Abazov Victor Mukhamedovich [и др.]. Search for the rare decay $B_s^0 \rightarrow \mu\mu^+\mu\mu^-$ // Phys.Lett. 2010. T. B693. C. 539–544.

75. Aaltonen T. [и др.]. Search for $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B_d \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decays with CDF II // Phys.Rev.Lett. 2011. T. 107. с. 191801.
76. Chatrchyan Serguei [и др.]. Search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays // JHEP. 2012. T. 1204. с. 033.
77. Aaij R. [и др.]. Strong constraints on the rare decays $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ // Phys.Rev.Lett. 2012. T. 108. с. 231801.
78. Asner D. [и др.]. Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton Properties. 2010. Long author list - awaiting processing.
79. Aaij R. [и др.]. Measurement of b -hadron production fractions in 7 TeV_{pp} collisions // Phys.Rev. 2012. T. D85. с. 032008.
80. A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss. TMVA 4: Toolkit for Multivariate Data Analysis // PoS ACAT. 2007. T. 040.

Приложение А

Конфигурация детектора TRT в сеансе набора данных 2013 г.

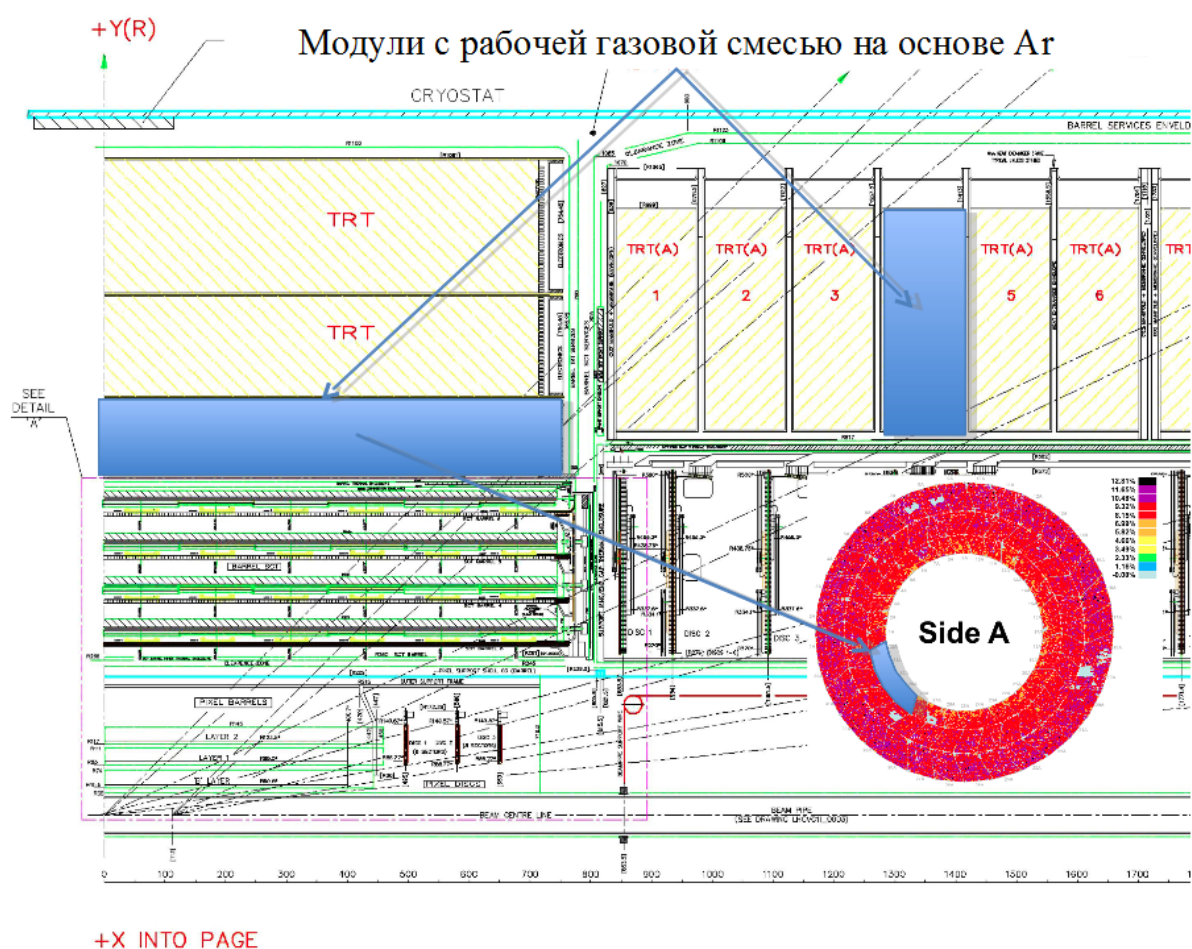


Рисунок А.1: Утверждённая конфигурация трекового детектора переходного излучения (TRT) в сеансе набора данных при p-Pb соударениях в 2013 г. Тёмной (синей) заливкой показаны модули, которые будут функционировать с Ar-содержащей рабочей газовой смесью.

Приложение В

Пояснения к тестовым испытаниям детектора GasPix на пучке SPS H4 в ноябре 2012-го года

В.1 Программы управления и сбора данных, применявшихся во время тестовых испытаний детектора GasPix

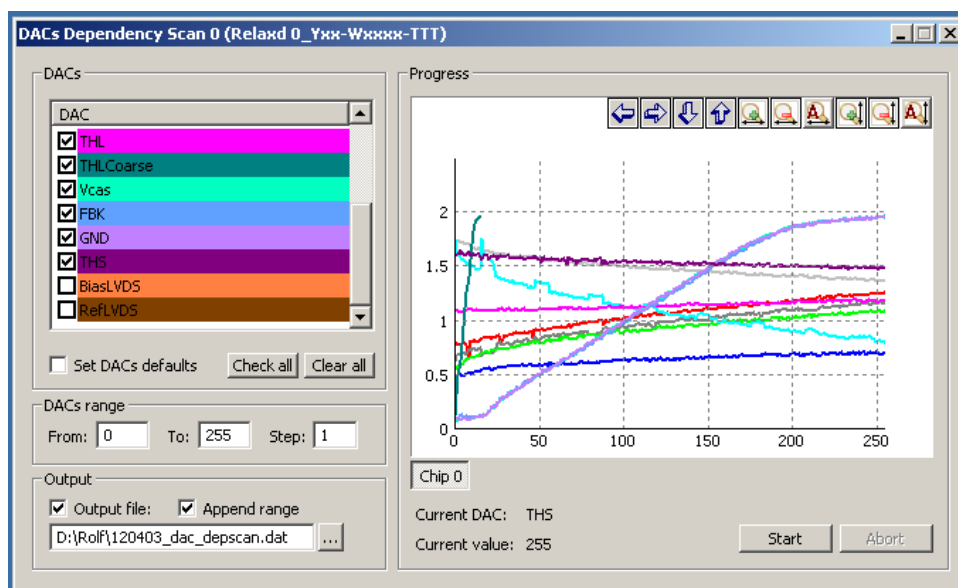


Рисунок В.1: Интерфейс программы проверки системы сбора данных (DAQ) детектора GasPix.

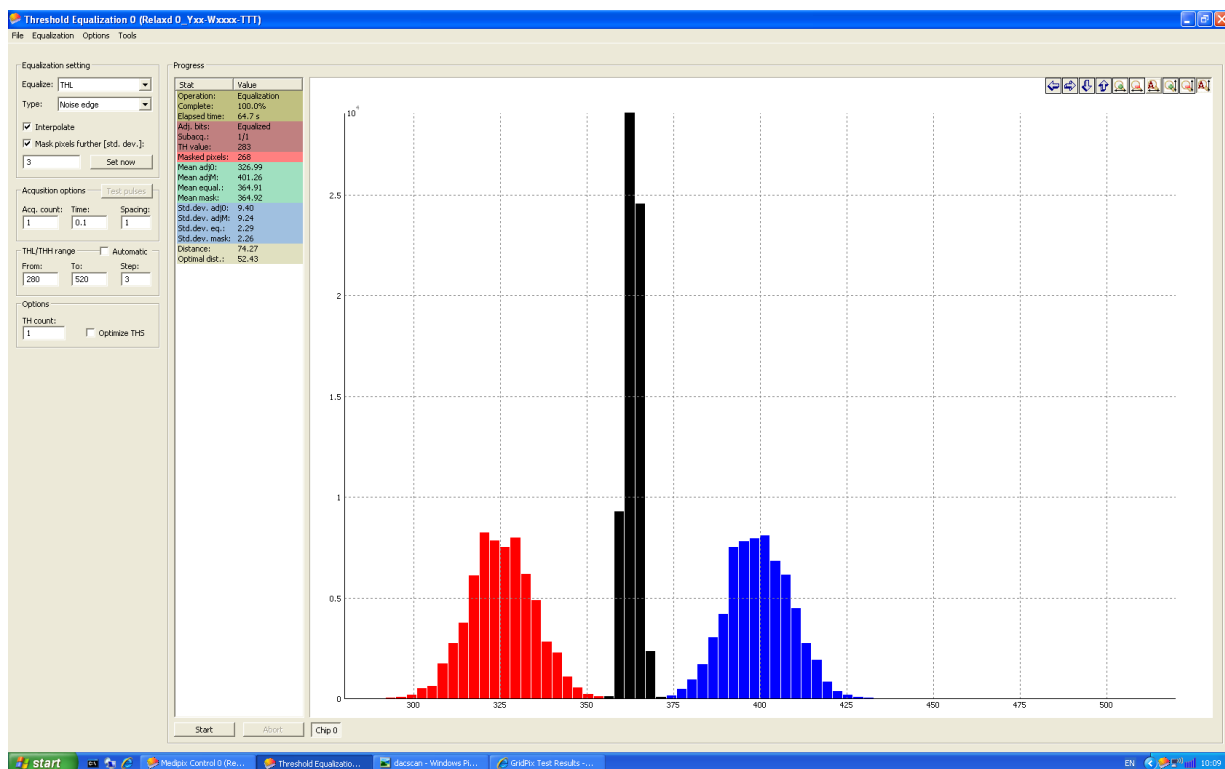


Рисунок В.2: Интерфейс программы шумового сканирования пиксельного чипа детектора GasPix.

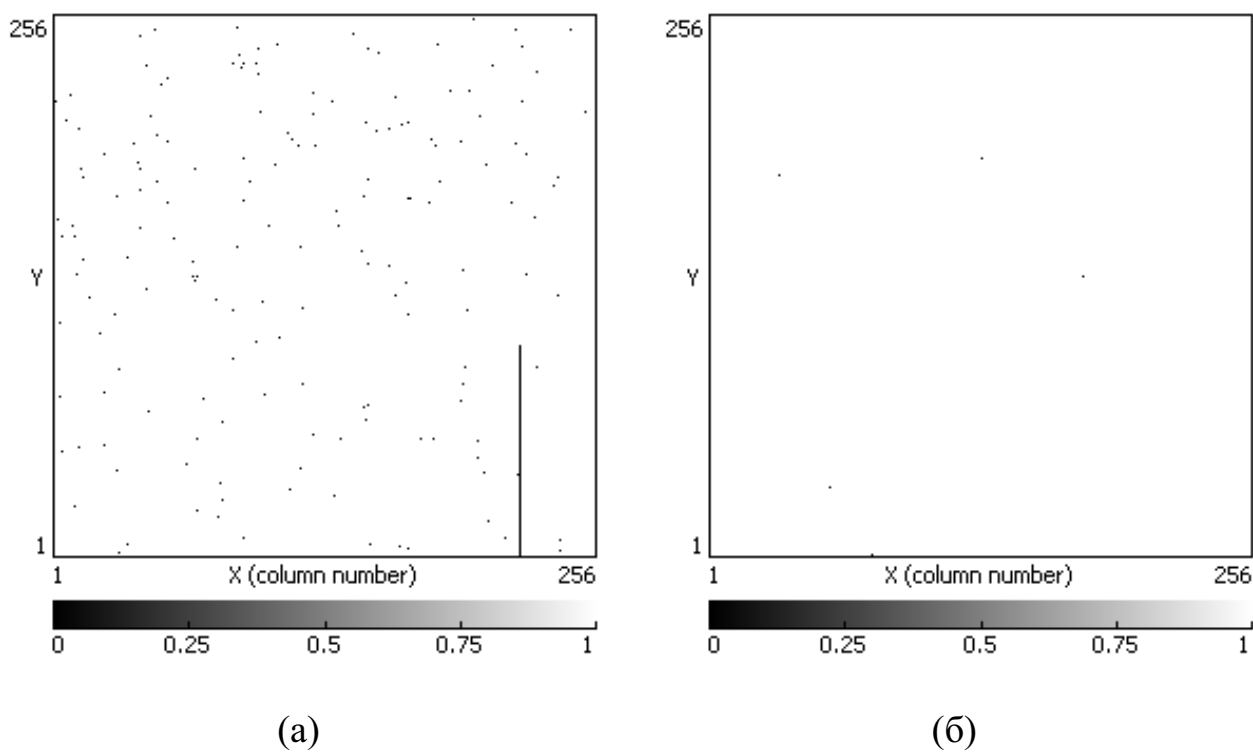


Рисунок В.3: Результат применения шумового сканирования и последующей маскировки шумов пиксельного чипа GasPix.

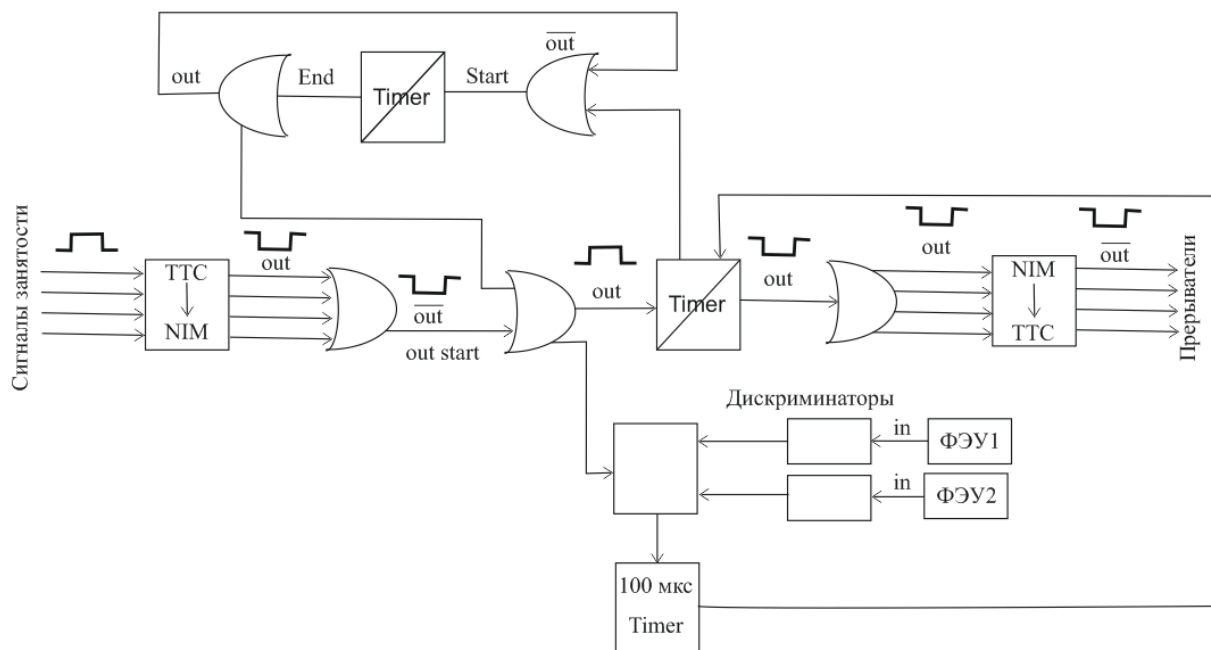


Рисунок В.4: Принципиальная схема триггера во время совместных тестовых испытаний детекторов GasPix и Gossip.

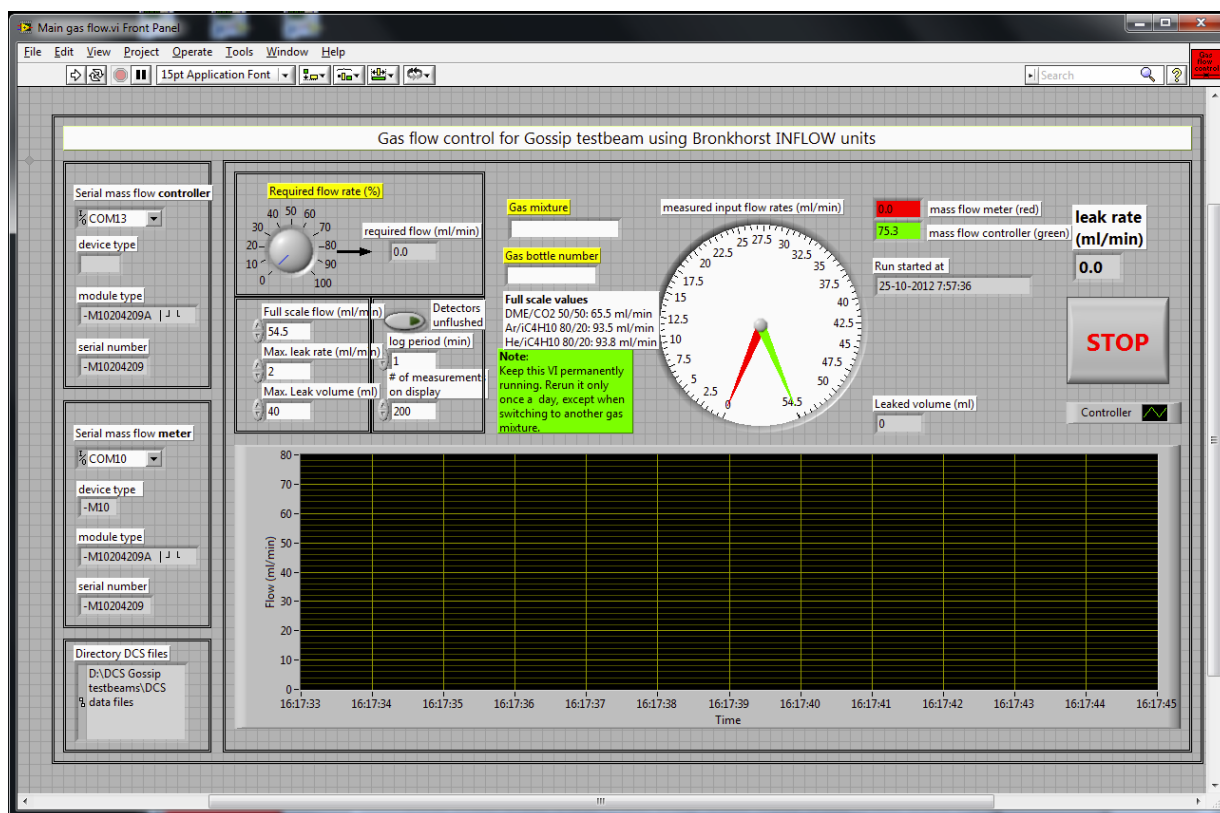


Рисунок В.5: Интерфейс программы для управления цифровыми массовыми регуляторами расхода газа в тестовых испытаниях прототипа детектора GasPix.

В.2 Сводная таблица основных параметров тестовых испытаний детектора GasPix

Ниже располагается таблица с основными параметрами установки в ходе совместных тестовых испытаний детекторов Gossip (данные не показаны) и GasPix.

№	Дата GasPix ID	События V_{grid}	Частица V_{guard}	Скорость счёта V_{cath}	Режим Угол XY	Газ Угол XZ	Примечания
10	07.11 C06	3460 -560 В	μ -760 В	5200 -2560 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	инвертированное ВН
11	07.11 C06	22958 -560 В	π -760 В	23500 -2560 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	инвертированное ВН
12	07.11 C06	34523 -580 В	π -780 В	23000 -2580 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	инвертированное ВН
13	07.11 C06	23708 -600 В	π -800 В	20000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	инвертированное ВН
14	07.11 C06	18707 -610 В	π -800 В	20000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	инвертированное ВН
15	07.11 C06	224736 -600 В	π -800 В	10000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	инвертированное ВН
16	07.11 C06	212488 -610 В	π -800 В	10000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	инвертированное ВН отключен в 1:00:00
17	08.11 C06	22452 0 В	μ 0 В	5000 0 В	TPX 5°	DME/CO_2 20°	инвертированное ВН
18	08.11 C06	68014 -600 В	μ -810 В	20000 -2610 В	TPX 5°	DME/CO_2 20°	разряд (13 нА) в 18:26:30 инвертированное ВН
19	08.11 C06	202017 -610 В	π -810 В	20000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 20°	инвертированное ВН
19	08.11 C06	202017 -610 В	π -810 В	20000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 20°	инвертированное ВН
20	09.11 C06	20000 -520 В	μ -580 В	20000 -2520 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	(здесь и далее) нормальное ВН
21	09.11 C06	10134 -540 В	μ -600 В	22000 -2540 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	
22	09.11 C06	10288 -600 В	μ -660 В	22000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	
23	09.11 C06	10298 -600 В	μ -660 В	21000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	
24	09.11 C06	10603 -600 В	μ -660 В	22000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	
25	09.11 C06	10001 -600 В	μ -660 В	22000 -2600 В	TPX 5°	DME/CO_2 45°	
26	09.11	147048	μ	22000	TPX	DME/CO_2	

продолжение следует

(продолжение)							
№	Дата GasPix ID	События V_{grid}	Частица V_{guard}	Скорость счёта V_{cath}	Режим Угол XY	Газ Угол XZ	Примечания
	C06	-620 В	-680 В	-2620 В	5°	45°	C06 вышел из строя
27	09.11 M06	15000 -560 В	π -620 В	5000 -2620 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
28	09.11 M06	10787 -560 В	π -620 В	1000 -2620 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
29	09.11 M06	10000 -560 В	π -650 В	5000 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
30	09.11 M06	10000 -560 В	π -620 В	5150 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
31	09.11 M06	10000 -560 В	π -590 В	4197 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
32	09.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	5150 -4560 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
33	09.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	4600 -4560 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	неверное V_{guard}
34	09.11 M06	10000 -560 В	π -650 В	4600 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	неверное V_{guard}
35	09.11 M06	10000 -560 В	π -620 В	4700 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	неверное V_{guard}
36	10.11 M06	15000 -560 В	π -590 В	4700 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	неверное V_{guard}
37	10.11 M06	11000 -560 В	π -590 В	4700 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	неверное V_{guard}
38	10.11 M06	10000 -560 В	π -620 В	3200 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	неверное V_{guard}
39	10.11 M06	10000 -560 В	π -650 В	6750 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	неверное V_{guard}
40	10.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	6750 -4560 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	неверное V_{guard}
41	10.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	6600 -4560 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	неверное V_{guard}
42	10.11 M06	10000 -560 В	π -650 В	6550 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	неверное V_{guard}
43	10.11 M06	10000 -560 В	π -620 В	6550 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	неверное V_{guard}
44	10.11 M06	10000 -560 В	π -590 В	6500 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	неверное V_{guard}
45	10.11 M06	10000 -580 В	μ -610 В	6500 -1580 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	неверное V_{guard}
46	10.11 M06	10000 -580 В	μ -640 В	6500 -2580 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	неверное V_{guard}
47	10.11 M06	10000 -580 В	μ -670 В	6500 -3580 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	неверное V_{guard}
48	10.11	10000	μ	18000	TPX	DME/CO_2	
продолжение следует							

(продолжение)							
№	Дата GasPix ID	События V_{grid}	Частица V_{guard}	Скорость счёта V_{cath}	Режим Угол XY	Газ Угол XZ	Примечания
	M06	-580 В	-700 В	-4580 В	0°	5°	неверное V_{guard}
49	11.11 M06	10000 -580 В	μ -610 В	15000 -1580 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
50	11.11 M06	10328 -580 В	μ -640 В	15000 -2580 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
51	11.11 M06	2623 -580 В	μ -670 В	15000 -3580 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	неверное V_{guard}
52	11.11 M06	10000 -580 В	π -700 В	4600 -1580 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
53	11.11 M06	2423 -580 В	π -820 В	4600 -2580 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
54	11.11 M06	1102 -580 В	π -940 В	4600 -3580 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
55	12.11 M06	10000 -580 В	π -1000 В	4600 -4080 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
56	12.11 M06	10000 -560 В	π -1000 В	4600 -4230 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
57	12.11 M06	10000 -560 В	π -920 В	4600 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
58	12.11 M06	10000 -560 В	π -800 В	4700 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
59	12.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	52800 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
60	12.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	48000 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
61	12.11 M06	10000 -560 В	π -800 В	48000 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
62	12.11 M06	10000 -560 В	π -920 В	48000 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
63	12.11 M06	11153 -560 В	π -1000 В	48000 -4230 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
64	12.11 M06	10000 -580 В	π -1000 В	48000 -4080 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
65	12.11 M06	10000 -580 В	π -940 В	48000 -3580 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
66	12.11 M06	10000 -580 В	π -820 В	48000 -2580 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
67	12.11 M06	10000 -580 В	π -700 В	48000 -1580 В	TPX 0°	DME/CO_2 30°	
68	12.11 M06	10000 -580 В	π -700 В	48000 -1580 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	
69	12.11 M06	10000 -580 В	π -820 В	48000 -2580 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	
70	12.11	10000	π	48000	TPX	DME/CO_2	
продолжение следует							

(продолжение)							
№	Дата GasPix ID	События V_{grid}	Частица V_{guard}	Скорость счёта V_{cath}	Режим Угол XY	Газ Угол XZ	Примечания
	M06	-580 В	-940 В	-3580 В	0°	10°	
71	12.11 M06	10000 -580 В	π -1000 В	48000 -4080 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	
72	12.11 M06	10000 -560 В	π -1000 В	48000 -4230 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	
73	12.11 M06	10000 -560 В	π -920 В	48000 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	
74	12.11 M06	10000 -560 В	π -800 В	48000 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	
75	12.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	48000 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 10°	
76	12.11 M06	10000 -560 В	π -680 В	48000 -1560 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
77	12.11 M06	10000 -560 В	π -800 В	48000 -2560 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
78	12.11 M06	10000 -560 В	π -920 В	48000 -3560 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
79	12.11 M06	10000 -560 В	π -1000 В	48000 -4230 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
80	12.11 M06	10000 -580 В	π -1000 В	48000 -4080 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
81	12.11 M06	10000 -580 В	π -940 В	48000 -3580 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
82	12.11 M06	10000 -580 В	π -820 В	48000 -2580 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
83	12.11 M06	10000 -580 В	π -700 В	48000 -1580 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
84	13.11 M06	30271 0 В	μ 0 В	20000 0 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	В начале запуска проведена замена M06 на B04; B04 немедленно вышел из строя при $V_{grid} = 530$ В; возврат M06
85	13.11 M06	558711 0 В	μ 0 В	20000 0 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
86	13.11 M06	10000 0 В	μ 0 В	20000 0 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
87	13.11 M06	10427 0 В	μ 0 В	20000 0 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
88	13.11 M06	11898 0 В	μ 0 В	20000 0 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
89	13.11 M06	126703 0 В	μ 0 В	20000 0 В	TPX 0°	DME/CO_2 5°	
продолжение следует							

(продолжение)							
№	Дата GasPix ID	События V_{grid}	Частица V_{guard}	Скорость счёта V_{cath}	Режим Угол XY	Газ Угол XZ	Примечания
90	13.11 M06	35930 0 В	μ 0 В	нестаб. 0 В	TPX 0°	DME/CO_2 20°	
91	13.11 M06	4558 -420 В	μ -520 В	нестаб. -1420 В	TPX 0°	Ar/CO_2 20°	
92	13.11 M06	10000 -420 В	π -560 В	67000 -1420 В	TPX 0°	Ar/CO_2 20°	
93	13.11 M06	10000 -420 В	π -520 В	67000 -1420 В	TPX 0°	Ar/CO_2 20°	
94	13.11 M06	10000 -400 В	π -500 В	17000 -1400 В	TPX 0°	Ar/CO_2 20°	
95	13.11 M06	19989 -400 В	π -520 В	39000 -1400 В	TPX 0°	Ar/CO_2 20°	
96	14.11 M06	15608 -400 В	π -520 В	40000 -1400 В	TPX 0°	Ar/CO_2 10°	
97	14.11 M06	- -400 В	π -540 В	40000 -1420 В	TPX 0°	Ar/CO_2 10°	
98	14.11 M06	15317 -420 В	π -540 В	40000 -1420 В	TPX 0°	Ar/CO_2 5°	
99	14.11 M06	38478 -400 В	π -520 В	40000 -1400 В	TPX 0°	Ar/CO_2 5°	
100	14.11 M06	17409 -400 В	π -520 В	40000 -1400 В	TPX 0°	Ar/CO_2 30°	
101	14.11 M06	50000 -420 В	π -540 В	40000 -1420 В	TPX 0°	Ar/CO_2 30°	
102	14.11 M06	20385 -400 В	π -520 В	40000 -1400 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	ToT данные
103	14.11 M06	40000 -400 В	π -500 В	40000 -1380 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	
104	14.11 M06	40925 -400 В	π -520 В	40000 -1400 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	
105	14.11 M06	21133 -410 В	π -530 В	40000 -1410 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	
106	14.11 M06	32205 -420 В	π -540 В	40000 -1420 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	
107	14.11 M06	13112 -360 В	μ -480 В	20000 -1360 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	
108	14.11 M06	7614 -340 В	μ -460 В	20000 -1340 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	по крайней мере один разряд в M06
109	15.11 M06	9908 0 В	μ 0 В	19000 0 В	ToT 0°	Ar/CO_2 45°	M06 выключен
110	15.11 M06	10000 -620 В	μ -860 В	21000 -2620 В	TPX 0°	Ar/CO_2 30°	5 мм Ar/CO_2
111	15.11	12439	μ	21000	TPX	Ar/CO_2	
продолжение следует							

(продолжение)							
№	Дата GasPix ID	События V_{grid}	Частица V_{guard}	Скорость счёта V_{cath}	Режим Угол XY	Газ Угол XZ	Примечания
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	30°	5 мм Ar/CO_2
112	15.11	1169	μ	22000	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	20°	5 мм Ar/CO_2
113	15.11	10566	μ	21000	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	20°	5 мм Ar/CO_2
114	15.11	10566	μ	19500	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	10°	5 мм Ar/CO_2
115	15.11	11196	μ	20000	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	10°	5 мм Ar/CO_2
116	15.11	10000	μ	20000	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	5°	5 мм Ar/CO_2
117	15.11	10402	μ	20000	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	5°	5 мм Ar/CO_2
118	15.11	11245	μ	14000	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-620 В	-860 В	-2620 В	0°	5°	5 мм Ar/CO_2
119	15.11	10125	μ	14000	TPX	Ar/CO_2	
	M06	-580 В	-820 В	-2580 В	0°	5°	5 мм Ar/CO_2

В.2.1 Примечание к Сводной таблице основных параметров тестовых испытаний детектора GasPix

В вышележащей таблице приведены основные параметры, использовавшиеся во время сбора данных в ходе совместных тестовых испытаний детекторов Gossip и GasPix. В первой колонке перечислены номера тестовых испытаний, исключая первые девять предварительных запусков. Каждому номеру тестового испытания соответствует: дата его проведения (“Дата”), число зарегистрированных событий (“События”), тип частиц в пучке (“Частица”), интенсивность потока частиц в пучке (“Скорость счёта”), режим считывания - времязависящий TPX и интегрирующий ToT (“Режим”), тип газовой смеси “Газ”) - в первой строке; идентификатор использовавшегося устройства (“GasPix ID”), напряжение на Micromegas-сетке (“ V_{grid} ”), напряжение на защитной сетке (“ V_{guard} ”), напряжение на катоде (“ V_{cath} ”), угол поворота детектора в вертикальной плоскости (“Угол XY ”), угол поворота детектора в горизонтальной плоскости (“Угол XZ ”) а также примечания - во второй строке, соответственно.