

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

На правах рукописи

СМИРНОВ ЮРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА ДОЛГОЖИВУЩИХ МНОГОЗАРЯДНЫХ
ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БАК ЦЕРН**

Специальность 01.04.23 —

Физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Автор:



Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Романюк Анатолий Самсонович

Москва – 2017

Содержание

Характеристика работы	6
Введение	11
1 Стандартная модель и модели, предсказывающие существование частиц с зарядом $q > 1e$	13
1.1 Стандартная модель	13
1.2 Стабильные многозарядные лептоны в рамках AC-модели	14
1.3 Техничастичицы в рамках WTC-модели	15
1.4 Двухзарядный бозон Хиггса в модели лево-правой симметрии	15
1.5 Рождение стабильных многозарядных частиц на LHC	16
2 Поиски многозарядных частиц в коллайдерных экспериментах	18
2.1 Поиски на LEP	18
2.1.1 OPAL	18
2.1.2 L3	19
2.1.3 ALEPH	19
2.1.4 DELPHI	19
2.2 Поиски на HERA	20
2.3 Поиски на Тэватроне	20
2.3.1 D0	20
2.3.2 CDF	21
2.4 Поиски на Большом адронном коллайдере	21
2.4.1 CMS	22
2.4.2 ATLAS	23
3 Экспериментальная установка	24
3.1 Большой адронный коллайдер	24
3.2 Эксперимент ATLAS	26
3.2.1 Геометрия и система координат	27
3.2.2 Внутренний детектор	28
3.2.2.1 Пиксельный детектор	28
3.2.2.2 Полупроводниковый трековый детектор	29
3.2.2.3 Трековый детектор переходного излучения	30

3.2.3	Калориметры	30
3.2.4	Мюонный спектрометр	31
3.2.4.1	Мониторируемые дрейфовые трубки	32
3.2.4.2	Катодные стриповые камеры	33
3.2.4.3	Камеры с резистивными электродами и узкозачерные камеры	33
3.2.5	Триггерная система	33
3.3	Работа с моделированными и экспериментальными данными в ATLAS	34
4	Метод выделения сигнальных событий	37
4.1	Отбор триггерных событий и вычисление эффективности мюонного триггера для тяжёлых частиц	37
4.1.1	Поправка на вычисление эффективности мюонного триггера в камерах с резистивными электродами	37
4.1.2	Особенность вычисления эффективности мюонного триггера в узкозачерных камерах	40
4.2	Потери энергии на ионизацию в детекторах ATLAS	40
4.2.1	Измерение ионизационных потерь в пиксельном детекторе	42
4.2.2	Измерение ионизационных потерь в трековом детекторе переходного излучения	44
4.2.3	Измерение ионизационных потерь методом подсчёта кластеров с превышением порога в 6 кэВ на треке TRT	48
4.2.4	Измерение ионизационных потерь в калориметрах	48
4.2.5	Измерение ионизационных потерь в мониторируемых дрейфовых трубках	50
5	Анализ экспериментальных данных 2011 года	55
5.1	Используемые экспериментальные данные	56
5.1.1	Отбор сеансов измерений с максимальной работоспособностью экспериментального комплекса	57
5.2	Выборки с результатами моделирования	57
5.2.1	Сигнальные выборки с многозарядными частицами	58
5.2.2	Выборки с распадами $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ для сравнения поведения переменных в экспериментальных данных и результатах моделирования	61
5.3	Отбор событий и кандидатов	61
5.3.1	Предварительный («мягкий») отбор	62
5.3.2	Триггерный отбор	63
5.3.3	Основной отбор	64
5.3.3.1	«Значимость» ионизационных потерь (Pixel, TRT, MDT)	64
5.3.3.2	Отборы по потерям на ионизацию в пиксельном детекторе и по доле кластеров с превышением верхнего порога по амплитуде на треке TRT («жёсткий» отбор)	65

5.4	Финальный отбор и оценка фона	67
5.5	Эффективность поиска (чувствительность анализа)	73
5.5.1	Кинематический аксептанс	74
5.5.2	Эффективность триггерного отбора	75
5.5.3	Эффективность отбора сигнала	76
5.5.4	Итоговая эффективность поиска	76
5.5.5	Вероятности обнаружить сигнальные частицы в несигнальных квадрантах	77
5.6	Систематические и статистические погрешности на сечения рождения многозарядных частиц	77
5.6.1	Систематическая погрешность на оценку фона	78
5.6.2	Систематическая погрешность на интегральную светимость проанализированных экспериментальных данных	82
5.6.3	Погрешности на эффективность отбора сигнала	82
5.6.3.1	Систематическая погрешность из-за несоответствия между результатами моделирования и экспериментальными данными	82
5.6.3.2	Статистическая погрешность из-за ограниченной статистики моделированных выборок	84
5.6.3.3	Систематическая погрешность на эффективность триггерного отбора	84
5.6.3.4	Итоговые погрешности на эффективность анализа	85
6	Анализ экспериментальных данных 2012 года	87
6.1	Используемые экспериментальные данные	87
6.1.1	Отбор сеансов измерений с максимальной работоспособностью экспериментального комплекса	88
6.2	Сигнальные выборки с моделированными многозарядными частицами	88
6.3	Отбор событий и кандидатов	89
6.3.1	Предварительный («мягкий») отбор	90
6.3.2	Триггерный отбор	91
6.3.3	Основной отбор	92
6.3.3.1	«Значимость» ионизационных потерь	92
6.3.3.2	Отборы по потерям на ионизацию в пиксельном детекторе и по доле кластеров с превышением верхнего порога по амплитуде на треке TRT («жесткий» отбор)	93
6.4	Финальный отбор и оценка фона	95
6.5	Эффективность отбора сигнала (чувствительность анализа)	99
6.5.1	Эффективность триггерного отбора	99
6.5.2	Эффективность отбора сигнала	100
6.5.3	Итоговая эффективность поиска	100

6.5.4	Вероятности событиям принадлежать несигнальным квадрантам после основного отбора	101
6.6	Систематические и статистические погрешности на сечения рождения много- зарядных частиц	101
6.6.1	Систематическая погрешность на оценку ожидаемого фона	102
6.6.2	Систематическая погрешность на интегральную светимость проанали- зированных экспериментальных данных	102
6.6.3	Погрешности на итоговую эффективность анализа	102
6.6.3.1	Систематическая погрешность из-за несоответствия между результатами моделирования и экспериментальными данными	103
6.6.3.2	Статистическая погрешность из-за ограниченной статистики моделированных выборок	103
6.6.3.3	Систематическая погрешность на эффективность триггера	104
6.6.3.4	Итоговые погрешности на эффективность анализа	105
7	Результаты	106
7.1	Интерпретация результатов в терминах верхних пределов на сечение рожде- ния и нижних пределов на массу искомым частиц	106
	Заключение	111
	Благодарности	112
	Литература	113

Характеристика работы

Актуальность работы

В настоящее время наиболее успешной теорией, описывающей строение материи и взаимодействие частиц, является так называемая Стандартная модель (СМ). Основное достоинство СМ заключается в том, что все эксперименты, сделанные до сих пор, подтверждают её предсказания. Несмотря на успех высокоточных проверок СМ, она не даёт ответов на вопросы о происхождении иерархии масс наблюдаемых элементарных частиц, количестве поколений фундаментальных фермионов, размерности нашего пространства-времени, механизме барионной асимметрии Вселенной, феномене скрытой массы Вселенной и т. д. Исследование ограничений СМ и поиски проявлений новой физики являются одной из наиболее актуальных задач физических экспериментов и составляют наиболее значительную часть научной программы всех экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК).

Для того, чтобы ответить на вышеупомянутые вопросы, были предложены многочисленные расширения СМ. В рамках этих расширений обычно предсказываются новые экзотические частицы. Прямое обнаружение таких частиц явилось бы свидетельством существования физических процессов за рамками СМ и позволило бы определить направление развития теории описания таких процессов.

Одним из направлений исследований является поиск долгоживущих многозарядных частиц, которые предсказываются различными теоретическими моделями, например, АС-моделью, которая основана на «почти коммутативной геометрии», или некоторыми вариантами моделей техницвета (WTC-модели). Согласно некоторым космологическим моделям, составная скрытая масса Вселенной может состоять из таких частиц. Кроме того, частицы с аномальным зарядом предсказываются в модели лево-правой симметрии.

Данная работа посвящена поискам новых частиц с аномальными значениями электрического заряда в широком диапазоне масс. Существование таких частиц могло бы пролить свет на проблемы составной скрытой массы и дополнительные симметрии хиггсовского сектора.

Цель работы

Целью работы являлся поиск тяжёлых долгоживущих многозарядных частиц и установление ограничений на их массу в случае, если они не будут обнаружены.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. провести моделирование прохождения искомых частиц через подсистемы детектора ATLAS, определить характерные сигнатуры таких частиц, разработать метод отделения событий с такими частицами от фоновых событий и выработать соответствующие количественные критерии;
2. провести анализ экспериментальных данных и сравнить с результатами моделирования;
3. разработать метод статистического анализа для выделения многозарядных частиц и оценки систематических погрешностей анализа данных;
4. провести полный анализ экспериментальных данных на статистике, полученной в течение первого сеанса измерений БАК и либо заявить об открытии такого рода частиц, либо установить пределы на их сечение рождения и массу.

Научная новизна работы

1. Впервые в экспериментах на встречных пучках был разработан и применён комплексный подход к поиску многозарядных частиц, основанный на измерениях ионизационных потерь как в центральной трековой системе, так и в детекторе мюонной системы.
2. Впервые установлены ограничения на массы многозарядных частиц в протон-протонных столкновениях с энергией 7 ТэВ, исключаяющие их существование в интервале от 50 ГэВ до 433, 483, 490, 471 и 416 ГэВ для частиц с зарядами $q = \pm 2e, \pm 3e, \pm 4e, \pm 5e$ и $\pm 6e$, соответственно, на уровне достоверности 95%.
3. Установлены новые ограничения на массы многозарядных частиц в протон-протонных столкновениях с энергией 8 ТэВ, исключаяющие их существование в интервале масс от 50 ГэВ до 659, 740, 781, 785 и 761 ГэВ для частиц с зарядами $q = \pm 2e, \pm 3e, \pm 4e, \pm 5e$ и $\pm 6e$, соответственно, на уровне достоверности 95%.

Результаты, выносимые на защиту

1. Результаты поиска высокоионизирующих частиц с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$ и подавления фоновых событий с однозарядными релятивистскими частицами на основе одновременного учёта потерь их энергии на ионизацию в нескольких детекторах установки ATLAS: в пиксельном кремниевом детекторе, трековом детекторе переходного излучения, калориметрах и мониторируемых дрейфовых трубках мюонного спектрометра.
2. Пределы на массы, исключаяющие существование многозарядных частиц в интервалах от 50 ГэВ до 659, 740, 781, 785 и 761 ГэВ для частиц с зарядами $\pm 2e, \pm 3e, \pm 4e, \pm 5e$ и $\pm 6e$ соответственно на уровне достоверности 95%, полученные на основании их

поиска в экспериментальных данных 2012 года при энергии протонных пучков 8 ТэВ в системе центра масс.

Вклад автора

Личный вклад автора состоит в:

- разработке оригинального подхода к поиску многозарядных частиц в эксперименте ATLAS, основанного на оценке ионизационных потерь энергии частиц в детекторах, в том числе и изначально не предназначавшихся для этого;
- разработке метода оценки вклада фоновых процессов, с помощью которого проведено сравнение количеств обнаруженных искоемых частиц и ожидаемых от фона, предсказываемого в рамках Стандартной модели;
- сравнении и анализе результатов моделирования ионизационных потерь с экспериментальными данными;
- проведении анализа экспериментальных данных, полученных при энергиях протонных пучков 7 и 8 ТэВ в системе центра масс, включающего выполнение статистической процедуры, которая позволила установить пределы на массы частиц с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$;
- непосредственном участии соискателя в проведении эксперимента ATLAS, в частности, в получении исходных экспериментальных данных;
- подготовке научных статей и представлении докладов на российских и международных конференциях по результатам выполненных работ.

Достоверность полученных результатов

Установлено количественное совпадение (в пределах 3%) полученных ограничений на массы многозарядных частиц с независимыми результатами, полученными коллаборацией CMS с помощью иного метода (см. [1]). Измеренные значения ионизационных потерь мюонов в различных детекторах эксперимента согласуются с результатами моделирования с точностью в пределах 15%. Для расчётов и обработки данных использованы современные стандартные программные средства моделирования многозарядных частиц (PYTHIA, GEANT4) библиотеки ПО ЦЕРН.

Апробация полученных результатов

Результаты работы были представлены автором на следующих российских и международных конференциях:

- Научные Сессии МИФИ-2011, 2012, 2013, 2014, 2015;
- Международные сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (НИЯУ МИФИ, 2014; ОИЯИ, 2016);
- 17-ая Международная Ломоносовская конференция по ФЭЧ (МГУ, 2015).

Кроме того, работа регулярно обсуждалась на совещаниях группы ATLAS Exotics (2011–2015 гг.).

Научная и практическая значимость работы

Разработанный подход к поиску частиц с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$, основанный на измерении ионизирующей способности частиц в центральной и мюонной системах, используется в эксперименте ATLAS, в том числе, и при поиске других тяжёлых долгоживущих частиц. Он также может найти применение в будущих коллайдерных экспериментах. Алгоритмы вычисления ионизирующей способности частиц, на основании которых разработан метод поиска многозарядных частиц, интегрированы в программную оболочку ATHENA, которая используется для реконструкции событий в эксперименте ATLAS. Комбинация детекторов, измеряющих ионизацию, является уникальной и не ограничивает сверху диапазон скоростей искомых частиц, как это имеет место в других экспериментах, использующих измерение ионизации в центральном детекторе и времяпролётную информацию в мюонной системе или калориметре. Применение настоящего метода позволит расширить область исследуемых скоростей частиц и увеличить эффективность их регистрации.

Полученные пределы на массу многозарядных частиц позволят совершенствовать теоретические модели «новой» физики за пределами СМ, предсказывающие существование таких частиц, и будут способствовать разработке новых теоретических моделей. Так, например, верхние пределы на массу частиц с чётным зарядом в моделях составной скрытой массы Вселенной служат для объяснения аномалии космических позитронов.

Пределы на массы многозарядных частиц, полученные в протон-протонных столкновениях с энергией 7 ТэВ, являлись наиболее строгими мировыми ограничениями в период их публикации.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в девяти печатных изданиях (см. [2–10]), три из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК (см. [2, 3, 10]) (две статьи (см. [2, 10]) из трёх опубликованы в изданиях, индексирующихся в базах данных цитирования Web of Science и Scopus), шесть (см. [4–9]) — в тезисах докладов.

Статьи [2, 10] написаны в соавторстве с коллаборацией ATLAS. Личный вклад автора в эти работы составляют следующие результаты:

- статьи [2, 10]: разработан метод разделения частиц с зарядами $1e \leq |q| \leq 6e$ на основании потерь их энергии на ионизацию одновременно в нескольких детекторах эксперимента ATLAS; проведено сравнение результатов моделирования ионизационных потерь в детекторах, используемых в эксперименте ATLAS, с экспериментальными данными с использованием мюонов от распадов Z^0 -бозонов;
- статья [10]: разработан и проверен метод оценки вклада фоновых процессов в сигнальную область; оценены систематические погрешности на эффективность поиска и на количество событий от фоновых процессов, дающих вклад в сигнальную область анализа; установлены пределы на массы частиц с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$.

Объём и структура работы

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 121 страницу с 67 рисунками и 27 таблицами. Список литературы содержит 125 наименований.

Введение

Многие расширения СМ предсказывают существование долгоживущих экзотических объектов, обладающих аномальной ионизирующей способностью. К таким объектам относятся, например, магнитные монополи (см., например, [11]) и дионы (см. [12]), несущие магнитный и электрический заряды, долгоживущие микроскопические чёрные дыры в моделях с низкой энергетической шкалой гравитации (см. [13]) и Q-шары — состояния с огромными величинами электрического заряда ($|q| \gtrsim 1000e$) (см. [14]). Долгоживущие частицы с электрическим зарядом $|q| > 1e$ возникают в АС-модели (см. [15]), основанной на «почти коммутативной геометрии», в некоторых вариантах модели техницвета, таких как WTC-модель (модель «бегущего» техницвета, см. [16]), и модели лево-правой симметрии (см. [17]).

Одним из интересных следствий существования таких частиц может быть объяснение природы скрытой массы Вселенной. Так, например, в работе [18] было показано, что основой скрытой массы могут быть частицы, имеющие двойной электрический заряд. Такие частицы, взаимодействуя электромагнитным образом с ядром гелия, образуют своего рода электрически нейтральный атом, который определяет значительную часть невидимой скрытой массы. Это делает поиски многозарядных частиц особенно интригующими.

Физическая программа Большого адронного коллайдера открывает доступ к совершенно новому масштабу энергий, при котором вероятность рождения массивных частиц становится существенной, поэтому все эксперименты ведут поиски в широком диапазоне возможных проявлений «новой физики».

Нужно отметить, что несмотря на то, что неопределённости в теоретическом механизме образования таких экзотических частиц делает трудным точный расчёт их сечения рождения, их поиски уже проводились в космических лучах и на ускорителях (см., например, работы [19] и [20]). Результаты подобных поисков обычно представляются как верхние пределы на сечения рождения соответствующих частиц.

Отличительными характеристиками искомых многозарядных частиц являются их высокая масса и основное свидетельство их высокого электрического заряда — потери энергии на ионизацию, которые должны быть значительно выше, чем у обычных частиц СМ с единичным зарядом. В данной работе рассматриваются долгоживущие мюно-подобные частицы, проходящие через весь детектор и оставляющие трек во внутреннем детекторе и достигающие мюонной системы. Были детально изучены измерения ионизационных потерь в пиксельном кремниевом детекторе, трековом детекторе переходного излучения TRT, калориметрах и мониторируемых дрейфовых трубках MDT мюонной системы и способы отделения

сигнала от фона СМ. В этом анализе пределы на сечение рождения рассчитаны для случая кинематики двухчастичного рождения по модели Дрелла-Яна.

Диссертация построена следующим образом: после характеристики работы и введения первая глава посвящена обзору теоретических моделей, предсказывающих существование частиц с аномальными электрическими зарядами, после которого следует обзор предыдущих поисков многозарядных частиц в коллайдерных экспериментах. Затем в главе 3 описан Большой адронный коллайдер, эксперимент ATLAS и детекторы, входящие в его состав, а также принципы работы с экспериментальными и моделированными данными в ATLAS. В главе 4 в деталях представлены метод вычисления эффективности мюонного триггера для тяжёлых частиц и методы вычисления ионизационных потерь в детекторах ATLAS. Затем в главе 5 рассмотрен собственно метод анализа экспериментальных данных 2011 года: используемые данные, отбор событий, оценка фона, чувствительность анализа по отношению к искомым частицам, а также систематические погрешности анализа. В следующей, шестой, главе описан метод анализа экспериментальных данных 2012 года. Наконец, в седьмой главе приведены результаты двух анализов, после чего даётся краткое заключение о проведённом поиске тяжёлых долгоживущих многозарядных частиц в первом сеансе измерений БАК, и приводятся благодарности.

Глава 1

Стандартная модель и модели, предсказывающие существование частиц с зарядом $|q| > 1e$

1.1 Стандартная модель

Стандартная модель физики частиц объясняет практически все данные из экспериментов физики высоких энергий, описывая поведение и взаимодействие материи (см., например, [21]). Она частично характеризуется набором из двенадцати фундаментальных частиц со спином $\frac{1}{2}$ (фермионов: шесть кварков и шесть лептонов) и трёх взаимодействий. Взаимодействия описываются через обмен частицами с нулевым и единичным спином (бозонами) между фермионами. Обзор фермионов и бозонов СМ, а также их электрических зарядов приведён в таблице 1.1.

Таблица 1.1: Фермионы и калибровочные бозоны СМ.

Название	Обозначение	$\frac{q}{ e }$
Лептоны	$\nu_e \quad \nu_\mu \quad \nu_\tau$	0
	$e \quad \mu \quad \tau$	-1
Кварки	$u \quad c \quad t$	$+\frac{2}{3}$
	$d \quad s \quad b$	$-\frac{1}{3}$
Бозоны	g_1, \dots, g_8	0
	γ	0
	W^\pm	± 1
	Z^0	0

Стандартная модель успешно описывает сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия, но не гравитационное. Она основана на группе калибровочной симметрии $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, где $SU_C(3)$ отвечает за сильные цветовые взаимодействия, которые переносятся восьмью глюонами, а $SU_L(2) \times U_Y(1)$ — группа симметрии единого электрослабого взаимодействия, переносчиками которого являются фотон, Z^0 - и W^\pm -бозоны.

Калибровочные бозоны соответствующих теорий должны быть безмассовыми, однако в 1983 году были экспериментально обнаружены ненулевые массы слабых W^\pm - и Z^0 -бозонов. Стандартная модель решает эту проблему, вводя скалярную частицу — бозон Хиггса, который взаимодействует с безмассовыми частицами и даёт им массу через механизм спонтанного нарушения симметрии. На данный момент известно три семейства фермионов, каждое из которых включает в себя два кварка, заряженный лептон и нейтрино. Фермионам массы также присваиваются механизмом Хиггса через взаимодействие Юкавы между фермионом и Хиггс-бозоном.

За последние десятилетия СМ была широко протестирована на LEP, Tevatron и LHC и, как оказалось, успешно объясняет большинство явлений в физике элементарных частиц (см. [22]). Тем не менее, накопилось множество неразрешённых вопросов, требующих изучения, например, природа гравитации, феномен иерархии СМ, ненулевая масса нейтрино и т. д. Эти вопросы частично решаются расширениями СМ, которые зачастую предсказывают новые типы частиц. Например, основанная на «почти коммутативной» геометрии (см. [23], [15], [18], [24]) АС-модель, модель «бегущего» техницвета WTC (см. [25], [26], [27], [28]) и модель лево-правой симметрии (см. [17]) предсказывают существование долгоживущих частиц с электрическим зарядом выше элементарного. Две первые модели могут пролить свет на проблему скрытой массы, а третья — ответить на вопрос о существовании новых симметрий вне рамок СМ.

1.2 Стабильные многозарядные лептоны в рамках АС-модели

АС-модель появилась как реалистичная модель элементарных частиц, основанная на специфическом математическом подходе общей теории относительности, квантовой механики и калибровочной симметрии (см., например, работы [15] и [29]). Эта реализация включает в себя Стандартную модель, повторяя её калибровочную симметрию и механизм Хиггса, а также предсказывает массу бозона Хиггса. В некотором смысле АС-модель представляет собой альтернативу SUSY, теории большого объединения и расширения СМ, касающегося теории суперструн. Она добавляет к фермионному составу СМ две тяжёлые частицы, синглеты по $SU(2)$ с противоположными электромагнитными зарядами. Каждая из них имеет свою античастицу. Не имея каких-либо других калибровочных зарядов СМ, эти частицы (АС-фермионы) ведут себя как тяжёлые заряженные стабильные лептоны, причём модель не фиксирует значения их электрического заряда. Поэтому для простоты далее рассматривается случай двухзарядных АС-лептонов: A^{--} и C^{++} . Двухзарядные АС-лептоны делают космологический сценарий составной скрытой массы более реалистичным.

АС-фермионы, будучи стерильными по отношению к электрослабому $SU(2)$ взаимодействию, не влияют на параметры СМ. Их масса происходит от некоммутативной геометрии внутреннего пространства и не связана с механизмом Хиггса. Основываясь на результатах LEP, можно предположить, что их масса превосходит 100 ГэВ. В отсутствии смешивания

АС-фермионов с лёгкими фермионами, первые могут быть абсолютно стабильными. Эта стабильность и отсутствие смешивания с обычными частицами следует из строгого сохранения дополнительного калибровочного заряда $U(1)$, называемого u -зарядом, которым обладают только АС-лептоны (см. [18], [24]).

1.3 Техничастичцы в рамках WTC-модели

Минимальная WTC-модель содержит два техникварка, «верхний» U и «нижний» D . Шесть голдстоуновских бозонов (UU , UD и DD и соответствующие античастицы) обладают технибарионным квантовым числом, что означает, что в отсутствие процессов, нарушающих сохранение этого квантового числа, самый лёгкий технибарион будет стабильным (см. [30]).

Электрические заряды новых бозонов UU , UD и DD задаются как $q + 1$, q и $q - 1$, соответственно, где q – произвольное вещественное число. Также модель требует существования четвёртого семейства лептонов, то есть «нового нейтрино» ν' и «нового электрона» ζ . Их электрические заряды в единицах q будут равняться соответственно $\frac{1-3q}{2}$ и $\frac{-1-3q}{2}$.

В рамках этой модели существуют три сценария реализации составной скрытой массы. Первый заключается в избытке $\bar{U}\bar{U}$ (заряд -2); технибарионное число TB сохраняется, следовательно, UU (или $\bar{U}\bar{U}$) стабилен. Второй сценарий реализуется при избытке ζ (заряд -2), который стабилен, если технилептонное число L' сохраняется, и $m_\zeta < m_{\nu'}$. В обоих случаях стабильные частицы с электрическим зарядом -2 могут захватывать атомы ${}^4\text{He}^{++}$ и образовывать нейтральные атомы техни-О-гелия. Наконец, третья возможность – сохранение обоих квантовых чисел, TB и L' . В этом случае тёмная материя будет состоять из связанных атомов (${}^4\text{He}^{++}\zeta^{--}$) и $(\zeta^{--}(UU)^{++})$.

В работе [31] было показано, что даже малая доля (10^{-6}) таких положительно заряженных техничастич с массой порядка 1 ТэВ и временем жизни порядка 10^{20} секунд, распадающихся на пары e^+e^+ , $\mu^+\mu^+$ и $\tau^+\tau^+$, может объяснить избыток позитронов в космических лучах, наблюдаемый экспериментами PAMELA (см. [32]) и AMS-02 (см. [33]). Позже, в работах [34] и [35] было показано, что распределение доли наблюдаемых позитронов от их энергии может объясняться распадами долгоживущих двухзарядных техничастич с массой 700 ГэВ.

1.4 Двухзарядный бозон Хиггса в модели лево-правой симметрии

Электрослабая калибровочная симметрия СМ нарушается хиггсовским механизмом, который придаёт массу W - и Z -бозонам. Целый ряд моделей (см., например, [36] и [17]) расширяют хиггсовский сектор СМ таким образом, чтобы он включал дополнительные симметрии. Например, модель лево-правой симметрии (см. [17]) постулирует правый тип слабого взаимодействия, чья калибровочная симметрия спонтанно нарушена при высоких массах, что приводит к СМ, нарушающей чётность. Модель требует наличия Хиггс-триплета, содержащего двухзарядный Хиггс-бозон $H^{\pm\pm}$. Для такой частицы будут характерны только

лептонные моды распада, как показано в модели, описанной в [37]. В этой последней модели добавление с одной стороны правых калибровочных бозонов, а, с другой стороны, суперсимметричных частиц приводит к строгому сохранению лептонного числа. При нулевом лептонном квантовом числе двухзарядного бозона Хиггса его распады происходили бы с несохранением лептонного числа, что делает такой бозон долгоживущим. Его открытие могло бы пролить свет на новые симметрии вне рамок СМ.

1.5 Рождение стабильных многозарядных частиц на LHC

В детекторах ATLAS AC-лептоны, технилептоны и двухзарядные бозоны Хиггса оставят такой же след, как и новые заряженные лептоны. Из-за их электрического заряда они могут рождаться в процессах Дрелла-Яна. Радиационные поправки для частиц с зарядом q по порядку величины равны $\frac{q^2\alpha}{\pi}$, что для двухзарядных частиц будет давать значение $\ll 0.1$ — свидетельство того, что теория возмущений применима для случая двойного заряда при скоростях $\beta \sim 1$.

Как будет показано далее в главах 5.2.1 и 6.2, скорость β искомых частиц может достигать значений $\beta \sim 0.1 - 0.2$, а с уменьшением скорости растёт NLO-поправка (“next to leading order” – поправка к величине сечения рождения, вычисленная в следующем после ведущего порядке теории возмущений) к значению сечения рождения (см. [38]). Формула, описывающая сечения рождения пар тяжёлых лептонов в приближении LO (“leading order” – сечение рождения, вычисленное в ведущем порядке теории возмущений)+NLO-процессов, корректно работает при значениях $\beta > \sqrt{q^2\alpha}$, то есть, например, при $\beta > 0.17$ для случая частиц с зарядом $2e$ (см. [39]). При меньших скоростях включается нерелятивистский непертурбативный режим, который описывается фактором Зоммерфельда-Гамова-Сахарова. В этом случае могут быть важны NNLO-процессы (“next to next to leading order” – процессы, дающие вклад в величину сечения рождения, соизмеримый с поправками, вычисленными во втором порядке (от ведущего) теории возмущений) и процессы ещё более высоких порядков, в то время как фактор Зоммерфельда-Гамова-Сахарова приведёт только к увеличению сечения рождения. Однако в любом случае такой интервал скоростей не представляет интереса для анализа, поскольку события с частицами с такими скоростями не будут зарегистрированы триггером (см. главы 5.5.2 и 6.5.1).

Многозарядные частицы, в отличие от обычных частиц, также могут обладать техницветовыми зарядами или y -зарядом, что может вызвать дополнительное увеличение сечения их рождения. Такие эффекты требуют отдельного изучения и не рассмотрены в настоящей работе. Таким образом, сечение рождения в модели Дрелла-Яна даёт нижнюю границу сечения рождения многозарядных частиц.

Сечения рождения многозарядных частиц были вычислены с помощью пакета COMPEP 4.5.1 (описан в [40]). Далее сечения были перепроверены с помощью программного пакета MADGRAPH (см. главы 5.2.1 и 6.2), который, собственно, и генерирует частицы для после-

дующего моделирования их поведения в детекторе; эти сечения приведены в таблицах 5.2 и 6.2.

Глава 2

Поиски многозарядных частиц в коллайдерных экспериментах

Практически во всех крупных ускорительных экспериментах проводились поиски стабильных тяжёлых частиц. Несмотря на то, что в некоторых из перечисленных далее работ объектом поиска были частицы с зарядами $q = \pm 1e$, обзор в этой главе даёт общее представление о предыдущих пределах на сечения рождения и на массу частиц с аномальной ионизирующей способностью и о методах такого рода поисков.

2.1 Поиски на LEP

Большой Электрон-Позитронный коллайдер (Large Electron Positron Collider, LEP) работал в том же туннеле, что и LHC сейчас, с 1989 по 2000 год в диапазоне энергии $\sqrt{s} = 130 - 209$ ГэВ. Коллаборации каждого из четырёх экспериментов LEP — OPAL, L3, ALEPH и DELPHI — проводили поиски стабильных тяжёлых частиц с зарядами $q = \pm 1e$. Коллаборация OPAL также проводила поиск долгоживущих частиц с зарядами $q = \pm \frac{4}{3}e$ и $q = \pm \frac{5}{3}e$.

2.1.1 OPAL

В последней статье коллаборации OPAL по поискам долгоживущих стабильных частиц представлены результаты по верхним пределам на сечения рождения пар частиц с $q = \pm 1e$ и частиц с дробными зарядами: $q = \pm \frac{2}{3}e$, $q = \pm \frac{4}{3}e$ и $q = \pm \frac{5}{3}e$ (см. работу [41]). Светимость экспериментальных данных, набранных в период с 1995 по 2000 год, взятых за основу анализа, составляет 693.1 пб^{-1} . Отбирались события с топологией треков «back-to-back», и на оба трека накладывались требования иметь потери энергии на ионизацию в центральной трековой системе выше (или ниже), чем ожидается для минимально ионизирующей частицы с $q = \pm 1e$. Кроме того, существовало различие в отборах частиц с единичным и дробным зарядом для снижения влияния возможных неизвестных взаимодействий частиц с дробным зарядом в калориметре. В итоге, в случае поиска частиц с зарядом $q = \pm 1e$ не было найдено

ни одного кандидата в экспериментальных данных при ожидаемом фоне в 1.1 ± 1.3 события, что позволило установить верхние пределы на сечение их рождения от 0.005 до 0.028 пб. В случае поиска дробнозарядных частиц было найдено три события в экспериментальных данных при ожидаемом значении из фона 3.2 ± 2.4 события, и соответствующие пределы на сечения были установлены в диапазоне от 0.005 до 0.020 пб. Пределы были интерпретированы для случая Ограниченной Минимальной Суперсимметричной Модели CMSSM, что исключило существование долгоживущих правосторонних (левосторонних) стау-лептонов и смюонов до массы 98.0 (98.5) ГэВ. Более того, долгоживущие тяжёлые лептоны и чарджино были исключены вплоть до их масс в 102.0 ГэВ.

2.1.2 L3

В работе по поиску (на светимости 450 пб^{-1} в 1999-2000 годах) тяжёлых нейтральных и заряженных лептонов (см. [42]) предполагалось, что заряженные лептоны L^+ и L^- могут взаимодействовать со всеми тремя поколениями лептонов SM. В топологии «back-to-back» заряженных треков с $p_T > 5$ ГэВ и $|\cos \theta| < 0.82$ сигнальная область определялась на плоскости двух измерений потерь энергии на ионизацию в центральной трековой камере: самой высоко- и самой низкоионизирующей частицы в событии. Из 16598 событий в экспериментальных данных только три из них лежали в сигнальной области, что находится в превосходном согласии с ожидаемым фоном SM (в основном процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$): 16715 событий при 4.1 ± 1.8 событиях в сигнальной области. Нижний предел на массу L^+ и L^- составил 102.6 ГэВ.

2.1.3 ALEPH

Коллаборация ALEPH в 2000 году представила результаты поиска нарушения суперсимметрии, используя экспериментальные данные со светимостью 173.6 пб^{-1} (см. [43]). Один из представленных в работе сценариев включает суперсимметричные лептоны, которые могут быть долгоживущими в случае больших масс гравитино ($M \geq 100$ ГэВ). События отбирались на основе кинематических свойств пары частиц и высоких потерь на ионизацию в центральном трекаре. Ожидаемый фон составил 0.9 событий при наблюдаемых трёх событиях при поиске, основанном на кинематических ограничениях и нуле событий при поиске, основанном на потерях энергии на ионизацию. Были установлены верхние пределы на сечение рождения слептонов: ~ 30 фб на уровне значимости 95% для масс слептонов 65 – 90 ГэВ.

2.1.4 DELPHI

В 2000 году коллаборация DELPHI представила результаты по поиску стабильных слептонов на интегральной светимости 153.3 пб^{-1} (см. [44]). Анализ основан на поиске треков заряженных частиц с высоким поперечным импульсом либо с аномально высокими потерями на ионизацию в центральном трекаре или с отсутствием черенковского излучения в детекторе RICH, что означало отсутствие фотонов. События отбирались при наличии в них

двух или трёх треков заряженных частиц, исходящих от первичной вершины столкновения. При этом требовалось, чтобы хотя бы один из этих треков имел $p_T > 5$ ГэВ, лежал в области кинематического акцептанса $RICH \ |\cos \theta| < 0.68$ и удовлетворял нескольким критериям на величину ионизационных потерь в разных частях детектора. Единственное наблюдаемое событие в экспериментальных данных хорошо согласуется с предсказаниями СМ (1.02 ± 0.13 фоновых событий). Таким образом, существование лево- и правосторонних смюонов и стау-лептонов было исключено в массовом интервале от 2 до 88 ГэВ на уровне значимости 95%.

2.2 Поиски на HERA

Поиск тяжёлых стабильных заряженных частиц также был проведён на детекторе H1 электрон-протонного коллайдера HERA в DESY (Гамбург, Германия) при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (см. работу [45]). С помощью измерений энергетических потерь частиц на ионизацию (в центральном трекаре) и их восстановленного импульса вычислялась масса частиц, и поиск «новой физики» проводился через анализ полученного таким образом массового спектра. Было найдено 6 сигнальных треков с восстановленными массами более 3 ГэВ. Как затем оказалось, все шесть треков являлись ошибками программного обеспечения реконструкции треков, причём два из них случайно наложились друг на друга и на выходе «объединились» в один трек якобы высокоионизирующей частицы. Был установлен верхний предел на сечение рождения относительно тяжёлых стабильных заряженных частиц на уровне значимости 95%: 0.19 нб.

2.3 Поиски на Тэватроне

Эксперименты D0 и CDF на протон-антипротонном коллайдере Tevatron в Fermilab (Чикаго, США) также установили пределы на сечения рождения заряженных тяжёлых стабильных частиц, называемых CMSPs (Charged Massive Stable Particles) и CHAMPs (CHarged Massive Particles) в терминологиях D0 и CDF соответственно.

2.3.1 D0

Коллаборация эксперимента D0 в 2007-2008 годах провела поиск долгоживущих массивных частиц в $p\bar{p}$ -столкновениях на Тэватроне (см. описание в [46]). Рассматривалась суперсимметричная модель, и искомыми частицами являлись гейджино- и хиггсино-подобные чарджино. Используемые в поиске экспериментальные данные, набранные коллайдером с 2002 по 2006 год при $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ, соответствуют интегральной светимости в 1.1 фб^{-1} . В результате поиска этих частиц с зарядом $q = \pm 1e$ в массовом интервале от 50 до 300 ГэВ, основанного на время-пролётной информации с мюонного детектора, не было найдено ни одного кандидата. Были установлены верхние пределы на их сечения рождения: от 0.085 до 0.4 пб для гейджино-подобных чарджино и от 0.06 до 0.04 пб для хиггсино-подобных

чарджино, что соответствует нижним пределам на массу таких частиц: 206 и 171 ГэВ соответственно.

2.3.2 CDF

Коллаборация эксперимента CDF в 2008-2009 годах провела модельно-независимый поиск тяжёлых заряженных стабильных частиц с массами более 100 ГэВ в $p\bar{p}$ -столкновениях на Тэватроне (см. [47]). Использовались экспериментальные данные Тэватрона, соответствующие интегральной светимости в 1.0 fb^{-1} при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$. Масса частиц определялась по измеренному времени пролёта (во времяпролётном детекторе) и импульсу частицы (в дрейфовых камерах). Мюонный триггер с высоким порогом по поперечному импульсу отбирал события, в которых затем искались медленные частицы (стоп-кварки в интервале масс от 100 до 260 ГэВ) по время-пролётной информации с кинематическими ограничениями $|\eta| < 0.7$ и $0.4 < \beta < 0.9$. Так же, как и в настоящем поиске, наблюдаемое число сигнальных событий оказалось меньше ожидаемого из фона, что позволило установить верхние пределы на сечение рождения пар стоп-кварков — от 0.05 до 0.15 пб — и нижний предел на их массу: 249 ГэВ.

Ранее, в 2003 году, коллаборация также опубликовала результаты поиска долгоживущих частиц, рождённых по слабому и сильному взаимодействиям (см. [48]). Результаты были интерпретированы согласно двум моделям: долгоживущие кварки четвёртого поколения и суперсимметричные лептоны, рождённые по модели Дрелла-Яна. Проводился поиск треков заряженных частиц с импульсами выше 35 ГэВ и псевдобыстротой $|\eta| < 1.0$, для которых потери на ионизацию в двух независимых подсистемах (центральной трекинговой камере и кремниевом вершинном детекторе, оба из которых являются частью внутреннего трекера) были выше, чем потери частиц с $\beta\gamma = 0.85$. Вычисленные пределы на сечения рождения интерпретированы как нижние пределы на массу: 190 ГэВ в случае кварков с зарядом $q = -\frac{1}{3}e$ и 220 ГэВ в случае кварков с зарядом $q = +\frac{2}{3}e$.

Наконец, коллаборация также провела поиск долгоживущего двухзарядного Хиггс-бозона (см. [49]) по каналу $p\bar{p} \rightarrow \gamma^*/Z + H \rightarrow H^{++}H^{--} + X$ на интегральной светимости 292 пб^{-1} при $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$. Ионизация в центральной трекинговой камере служила главным дискриминатором, отличающим сигнал от фона СМ. Признаков сигнала найдено не было, и существование таких частиц с аномальной ионизацией было исключено до 133 ГэВ.

2.4 Поиски на Большом адронном коллайдере

В данной главе представлены результаты по схожим поискам заряженных долгоживущих тяжёлых частиц по их энергетическим потерям на ионизацию в веществе детектора в экспериментах CMS и ATLAS на Большом адронном коллайдере. Детали о детекторах ATLAS, упомянутых в этой части, подробно описаны в главе 3.2.

Стоит отметить, что поиски многозарядных частиц в CMS и ATLAS являются независимыми, взаимодополняющими и используют разные основополагающие методы.

2.4.1 CMS

Коллаборация CMS проводила нескольких поисков долгоживущих тяжёлых заряженных частиц: с зарядом $q = \pm 1e$ на светимости $\mathcal{L}_{int} = 3.1 \text{ пб}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (подробно описан в работе [50]), с зарядом $q = \pm 1e$ на светимости $\mathcal{L}_{int} = 5.0 \text{ фб}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (см. [51]) и, наконец, объединённый поиск частиц с зарядами $|q| = e/3, 2e/3, 1e, 2e, 3e, 4e, 5e, 6e, 7e$ и $8e$ на светимостях 5.0 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и на 18.8 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ (см. [1]).

В первой работе тяжёлые частицы с зарядом $q = \pm 1e$ отбирались на основании либо высоких ионизационных потерь и высокого поперечного импульса только во внутреннем кремниевом детекторе, либо с дополнительным требованием на то, что они должны быть идентифицированы как мюоны в мюонной системе. Причём во втором случае количественные требования на ионизационные потери и поперечный импульс были менее строгими, чем в первом. Во второй работе к требованию на идентификацию в мюонной системе добавилось ограничение снизу на время пролёта частицы. Кандидатов на роль искомым частиц найдено не было ни в одной из этих двух работ, и нижние пределы на массу таких частиц в контексте разных теоретических моделей были установлены в диапазоне от 220 ГэВ до 1100 ГэВ.

В третьей работе, наиболее схожей с описанной в настоящей диссертации, кандидаты также отбирались по их ионизации в центральном кремниевом детекторе и времени пролёта в мюонной системе, и эти две величины использовались для отделения фона СМ от сигналов «новой физики» и для определения ожидаемого фона СМ в сигнальной области. Никакого статистически значимого превышения над фоном СМ обнаружено не было. Сравнение массовых пределов этого поиска с результатами настоящего исследования будет представлено в Заключение.

Отдельно стоит отметить поиск коллаборацией CMS двухзарядного, но короткоживущего бозона Хиггса, $\Phi^{\pm\pm}$, в экспериментальных данных 2011 года при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ на светимости $\mathcal{L}_{int} = 4.9 \text{ фб}^{-1}$ (см. [52]). Такая частица распадается на лептоны с зарядом одинакового знака: $\Phi^{++} \rightarrow \ell^+\ell^+$ ($\Phi^{--} \rightarrow \ell^-\ell^-$). В работе рассматривались как процессы парного рождения $pp \rightarrow \Phi^{++}\Phi^{--} \rightarrow \ell^+\ell^+\ell^-\ell^-$, так и ассоциированного рождения $pp \rightarrow \Phi^{++}\Phi^- \rightarrow \ell^+\ell^+\ell^-\nu$ (или $pp \rightarrow \Phi^{++}\Phi^+ \rightarrow \ell^+\ell^+\ell^+\nu$), где Φ^- (Φ^+) – однозарядная компонента триплета, содержащего в общем случае двухзарядную $\Phi^{\pm\pm}$, однозарядную Φ^\pm и нейтральную компоненту Φ^0 . Объектом поиска являлись события с тремя или четырьмя лептонами в конечном состоянии и избытком пар лептонов любого поколения с одинаковым знаком заряда. Поскольку искомыми частицами в конечном состоянии являлись частицы СМ, а не гипотетические частицы, в работе не применялось требований на их высокие ионизационные потери, а использовались только лишь стандартные алгоритмы лептонной идентификации. Свидетельств существования $\Phi^{\pm\pm}$ найдено не было, и были установлены нижние пределы на массы таких частиц в зависимости от моделей, их предсказывающих: от 204 до 459 ГэВ.

2.4.2 ATLAS

Первым поиском долгоживущих тяжёлых заряженных высокоионизирующих частиц в эксперименте ATLAS был поиск на интегральной светимости $\mathcal{L}_{int} = 3.1 \text{ пб}^{-1}$ и энергии пучков в системе центра масс $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ в 2010 году (описание приведено в работе [53]). Были рассмотрены 3 массовые точки: 200, 500 и 1000 ГэВ, каждая с зарядами $q = \pm 6e, \pm 10e$ и $\pm 17e$. Предполагалось искать частицы со временем жизни более 100 нс, то есть не распадающиеся в пределах детектора. Верхний предел рассматриваемых масс был обусловлен триггерными ограничениями, а верхний предел зарядов — эффектами дельта-электронов и электронной рекомбинации. Работа основана на поиске высокоионизирующих частиц с сигнатурой, присущей электронам, а именно наличию трека во внутреннем детекторе и потерях энергии в электромагнитном калориметре. Кандидатов на роль таких частиц обнаружено не было, и были установлены пределы на сечение их рождения в диапазоне 3 – 12 пб.

В трёх остальных анализах проводился поиск стабильных тяжёлых частиц с зарядом $q = \pm 1e$: слептонов и R-адронов (связанное состояние адроподобных многозарядных частиц с кварками или глюонами CM) на интегральной светимости $\mathcal{L}_{int} = 37 \text{ пб}^{-1}$ (описание в [54]) в экспериментальных данных 2010 года; поиск стабильных тяжёлых частиц, взаимодействующих по электромагнитному взаимодействию (описан в [55]) в экспериментальных данных 2010 года ($\mathcal{L}_{int} = 34 \text{ пб}^{-1}$) и поиск стабильных скварков и глюино, превращающихся в адроны, на экспериментальных данных 2011 года, то есть при $\mathcal{L}_{int} = 4.7 \text{ фб}^{-1}$ и энергии центра масс $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (описан в [56]). Во всех трёх работах поиск проводился на основании анализа потерь энергии частицы на ионизацию в пиксельном детекторе и её скорости β (в мюонной системе или в адронном калориметре или по комбинации двух) или $\beta\gamma$ — величины, равной отношению $\frac{p}{m}$, из которой можно извлечь массу искомой частицы при известном импульсе. Статистически значимого превышения над ожидаемым фоном CM не наблюдалось ни в одном из этих поисков, и были установлены следующие ограничения на массу искомым частиц:

- существование сботтом-кварков \tilde{b} было исключено до 294 ГэВ;
- стабильных стау-лептонов $\tilde{\tau}$ — до 300 ГэВ;
- стоп-кварков \tilde{t} — до 309 ГэВ;
- существование R-адронов исключено до массы 540 ГэВ. Поскольку поиск стабильных U кварков четвёртого поколения аналогичен поиску R-адронов, этот результат можно интерпретировать как предел на массу $(\bar{U}\bar{U}\bar{U})$ -кластеров, компонентов составной скрытой массы: 1.62 ТэВ;
- глюино \tilde{g} — до 562 ГэВ.

Данная диссертация посвящена поиску многозарядных частиц с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$ в эксперименте ATLAS в экспериментальных данных 2011 и 2012 годов.

Глава 3

Экспериментальная установка

3.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК, Large Hadron Collider, LHC) — протон-протонный коллайдер, расположенный в ЦЕРН вблизи Женевы, Швейцария. Коллайдер располагается в старом туннеле LEP с длиной окружности 26.66 км. Проектировочная энергия LHC — 7 ТэВ на каждый пучок ($\sqrt{s} = 14$ ТэВ в системе центра масс), а номинальная мгновенная светимость порядка 10^{34} см⁻²с⁻¹. Коллайдер начал работу в 2008 году, но из-за поломки первые экспериментальные данные, которые можно было использовать для физических анализов, были получены только в ноябре 2009 года с энергией пучка в 450 ГэВ. Сеанс измерений со столкновениями протонов в 2011 года длился с февраля по декабрь, набрав около 5.7 фб⁻¹ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. В подобном сеансе измерений 2012 года было набрано ещё порядка 20 фб⁻¹ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Частота возникновения события определённой природы на БАК по определению равна $N_{\text{event}} = L\sigma_{\text{event}}$, где σ_{event} — сечение события данного типа, а L — мгновенная светимость ускорителя. Последняя характеризует интенсивность столкновения частиц двух встречных пучков и определяется как

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{\text{rev}} \gamma_{\text{rel}}}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F,$$

где N_b — число частиц в сгустке, n_b — число сгустков в пучке, f_{rev} — частота обращения частиц в ускорительном кольце, γ_{rel} — Лоренц-фактор, ϵ_n — поперечный эмиттанс пучка, β^* — бета-функция в точке столкновения, а F — фактор, уменьшающий светимость из-за ненулевого угла пересечения пучков в точке столкновения (см., например, [57] и [58]).

Целью работы БАК является достижение номинальной светимости $L_{\text{nom}} = 1.7 \cdot 10^{34}$ см⁻²с⁻¹ с $n_b = 2808$ сгустками в каждом пучке и $N_b = 1.15 \cdot 10^{11}$ протонами в каждом сгустке. Энергия частиц главным образом ограничена магнитным полем соленоида, удерживающим пучок на круговой орбите. Магниты могут создавать поле индукцией 8.33 Тл, необходимое при энергии пучка в 7 ТэВ.

В максимуме производительности в коллайдере будут циркулировать в противоположных направлениях два пучка из 2808 сгустков, идущих друг за другом на расстоянии в несколько

метров; каждый сгусток содержит около 10^{11} протонов. Каждые 25 наносекунд протонные пучки сталкиваются друг с другом в четырёх точках, которые определены расположением основных детекторов (отмечены жёлтыми точками на рисунке 3.1). Из-за большого количества частиц в сгустке одновременно случается несколько взаимодействий; такое перекрытие называется эффектом «наложения» (“pile-up”) событий.

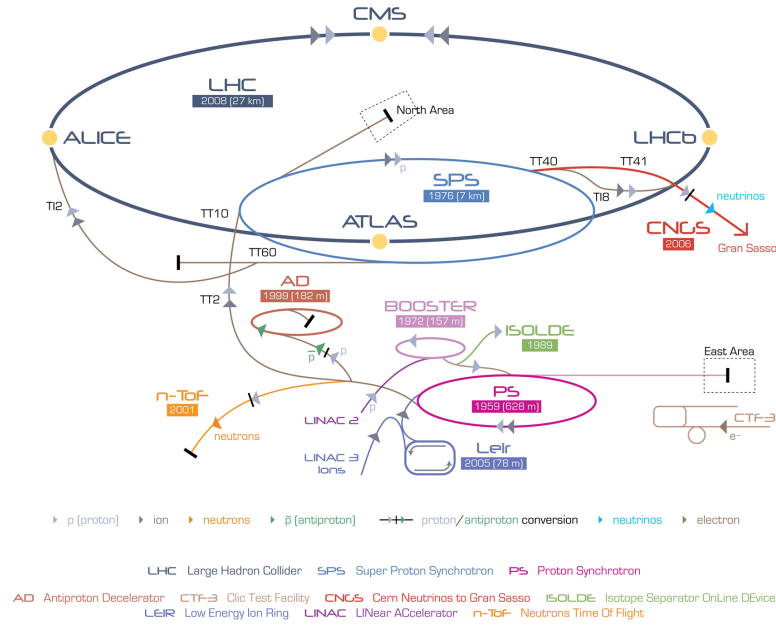


Рис. 3.1: Схема ускорительного комплекса ЦЕРН.

Когда речь идёт о наборе экспериментальных данных за некий промежуток времени, обычно говорят об интегральной светимости $\mathcal{L} = \int L dt$. Значения интегральной светимости, набранной LHC за сеансы измерений в 2011 и 2012 годах и записанной экспериментом ATLAS, показаны на рисунке 3.2.

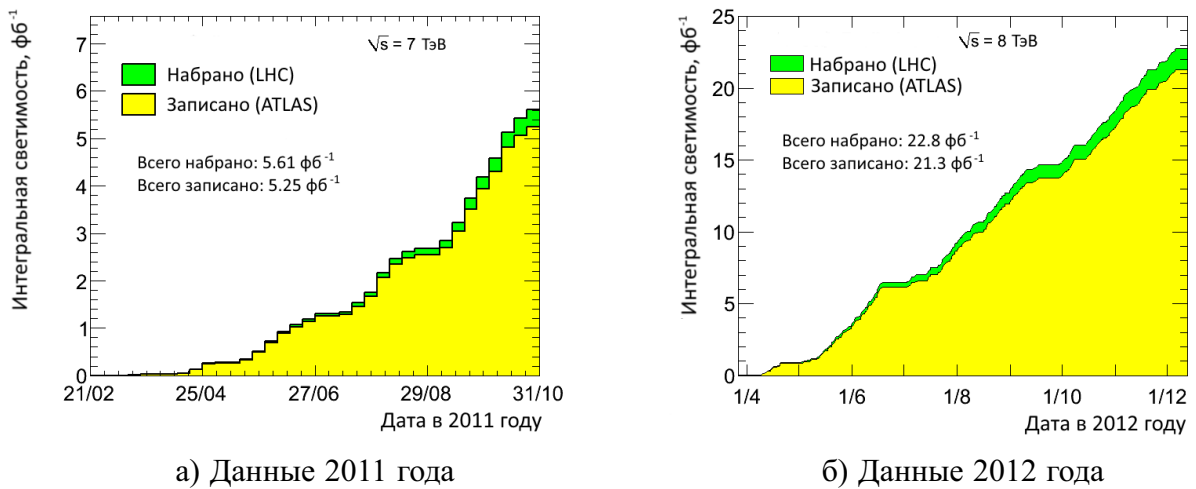


Рис. 3.2: Рост интегральной светимости за 2011 (а) и 2012 (б) года, набранной LHC (зелёная заливка) и записанной экспериментом ATLAS (жёлтая заливка) (из [59]).

3.2 Эксперимент ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) — название многоцелевого детектора частиц, созданного коллаборацией примерно из 3000 человек из 38 стран мира для изучения широкого спектра возможных явлений. Габариты детектора — 44 метра в длину, 25 в высоту, вес — около 7000 тонн. Его модель представлена на рисунке 3.3.

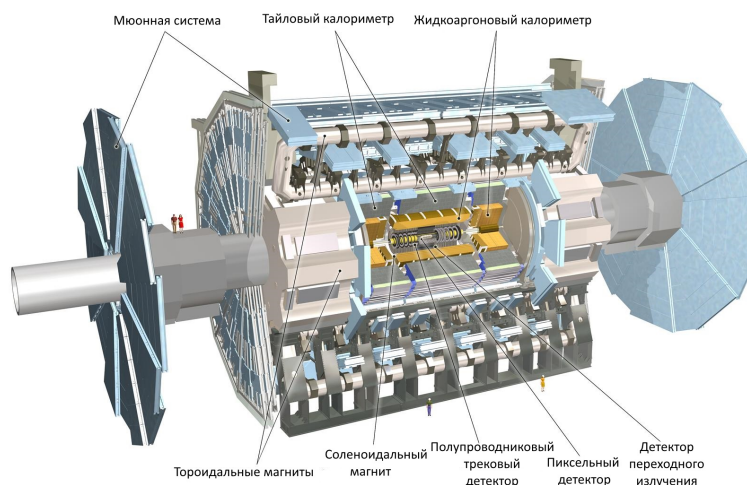


Рис. 3.3: Схема детектора ATLAS (см., например, [60]).

Основная задача таких многоцелевых детекторов, как ATLAS, — восстановить первичное взаимодействие. Для этого необходимо собрать всю возможную информацию как о первичной вершине, так и о частицах в конечных состояниях, пролетающих через детектор. Такими частицами в основном являются фотоны, электроны, мюоны, нейтрино, адроны (т. е. пионы и нейтроны) и так называемые струи (“jets”). Струи представляют собой узкий конус адронов, рождённых благодаря адронизации высокоэнергетичных кварков или глюонов (см. [61]).

Для успешной идентификации и восстановления всех частиц в конечных состояниях ATLAS состоит из нескольких субдетекторов (подсистем), каждый из которых предназначен для выполнения определённой задачи. Внутренний детектор служит главным образом для восстановления треков частиц, измерения их импульсов с помощью двух систем магнитов и идентификации частиц. В калориметрах большинство заряженных и нейтральных частиц прекращают своё существование за счёт неупругих ядерных реакций, образуя электромагнитные и адронные каскады; таким образом калориметры измеряют энергию частиц. Мюонная система предназначена для определения импульса мюонов, которые пролетают через внутренний детектор и калориметры из-за своего слабого взаимодействия с веществом (см. рисунок 3.4).

В данной главе приводится краткий обзор детектора, обсуждается геометрия и используемая система координат; далее представлены подсистемы детектора в порядке их удаления от точки столкновения пучков, особое внимание при этом уделено тем подсистемам, которые напрямую используются для данного анализа.

Основной источник информации, представленной в этой главе — [63].

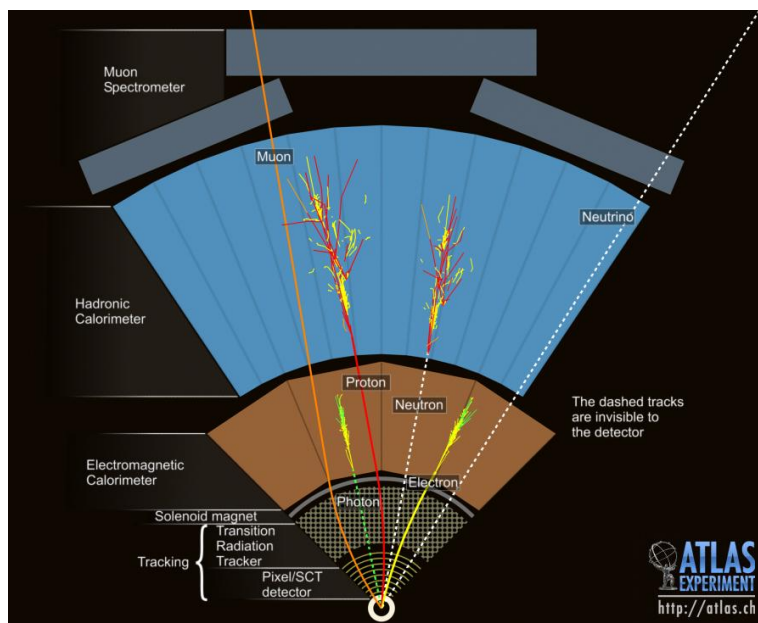


Рис. 3.4: Схема регистрации частиц в детекторах ATLAS. Сплошными линиями показаны части треков частиц, видимых в данном детекторе, пунктиром — невидимых (см. [62]).

3.2.1 Геометрия и система координат

Геометрия ATLAS определяется прямоугольной координатной системой с началом отсчёта в точке столкновения пучков в середине детектора, где ось z направлена вдоль пучка против часовой стрелки: положительному направлению соответствует так называемая «сторона А» любого детектора, а отрицательному — «сторона С»; ось y направлена вверх, а ось x — к центру окружности, которую образует туннель БАК (см. рисунок 3.5).

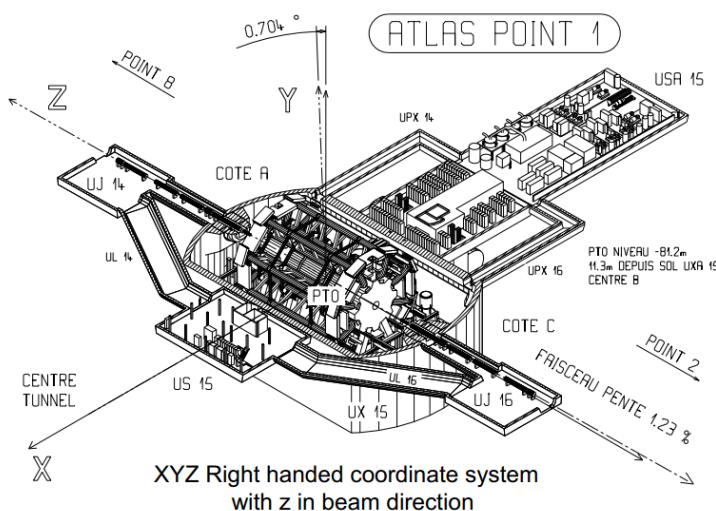


Рис. 3.5: Определение координатной системы ATLAS (из [64]).

Иногда также используется сферическая система координат, в которой R — полярный радиус от точки столкновения, $-\pi < \phi < \pi$ — азимутальный угол, измеряемый вокруг оси z , и $0 < \theta < \pi$ — полярный (зенитный) угол, отсчитываемый от оси пучка в плоскости Z - Y .

Обычно вместо полярного угла используют понятие псевдобыстроты $\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$ для определения позиции внутри детектора. Понятие псевдобыстроты представляет собой приближение быстроты $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ для случая релятивистских частиц. Расстояния на плоскости «азимут-псевдобыстрота» определяются как $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

3.2.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор (Inner Detector), изображённый на рисунке 3.6, предназначен для точного восстановления треков со значениями псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$: он измеряет импульс и знак заряда частиц благодаря соленоидальному магнитному полю с индукцией 2 Тл, которое искривляет треки. Также внутренний детектор измеряет параметры вершин первичных

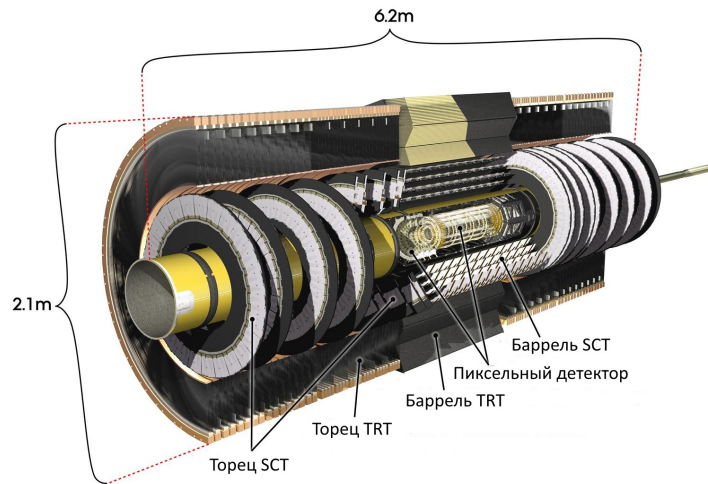


Рис. 3.6: Разрез внутреннего детектора ATLAS (см. [65]).

и вторичных взаимодействий. Связь между кривизной трека частицы $1/R$, её зарядом q , величиной индукции магнитного поля B и импульсом частицы p задаётся соотношением

$$\frac{p}{q} [\text{ГэВ}] = 0.2998 \cdot B [\text{Тл}] \cdot R [\text{м}] \quad (3.1)$$

Внутренний детектор состоит из трёх независимых систем, описанных ниже, каждая из которых восстанавливает треки, используя различные технологии.

В дальнейшем речь в этой главе пойдёт в том числе и об отдельных частях каждого из этих трёх детекторов. Как показано на рисунке 3.6, каждый детектор состоит в свою очередь из трёх частей: баррельной части (от англ. “barrel” — «бочка», то есть центральная часть вокруг точки столкновения пучков; показана в деталях для всех трёх детекторов на рисунке 3.7) и двух торцевых по обе стороны барреля.

3.2.2.1 Пиксельный детектор

Ближе всего к трубе расположен пиксельный детектор (Pixel Detector) (см. [66]). Он служит для точного измерения позиций первичных и вторичных вершин, а также с большой

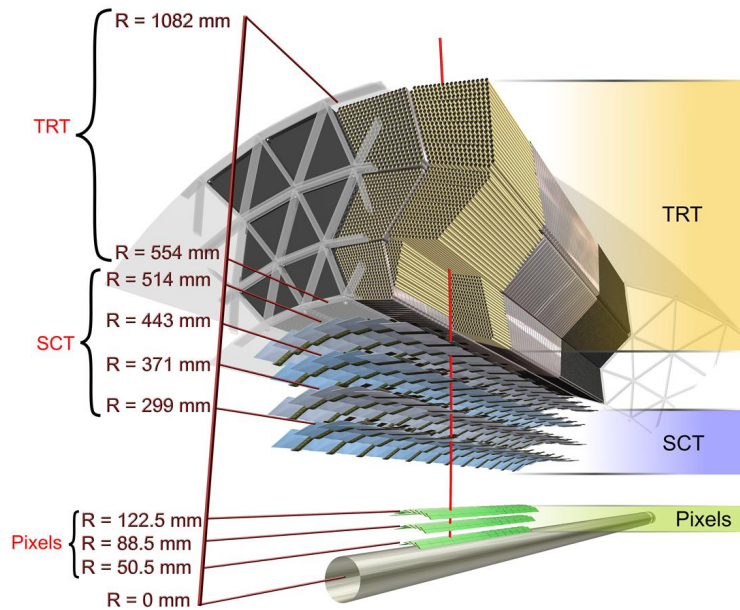


Рис. 3.7: Сенсоры и структурные элементы баррельной части детекторов внутреннего детектора. По возрастанию R : бериллиевая труба пучка, три цилиндрических кремниевых пиксельных слоя (Pixel), четыре цилиндрических двойных слоя кремниевых микростриповых сенсоров (SCT) и модули TRT с их опорной структурой (см. [65]).

точностью восстанавливает три пространственные точки каждого трека: разрешение в плоскости R - ϕ около 10 микрон, по оси z — 115 микрон, что позволяет ему искать, например, короткоживущие В-адроны. Для этого он помещён как можно ближе к точке столкновения пучков и отличается высокой степенью детализации. Он состоит из трёх concentрических баррельных слоёв ($|\eta| < 1.7$, см. рисунок 3.7) и трёх дисков в каждом из торцов ($1.7 < |\eta| < 2.5$), в которых в сумме находится около 82 миллионов пиксельных сенсоров размером 50 мкм \times 400 мкм. С таким огромным числом каналов считывания, их доля в пиксельном детекторе составляет около 90% от всех каналов в ATLAS.

3.2.2.2 Полупроводниковый трековый детектор

Полупроводниковый трековый детектор (Semi Conducting Tracker, SCT), перекрывая интервал по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$, состоит из четырёх двойных слоёв кремниевых микростриповых детекторов, таким образом добавляя по крайней мере четыре точных измерения на каждый трек (см. [67]). Каждый из 4088 модулей обеспечивает пространственное разрешение в 17 микрон в плоскости R - ϕ и 580 микрон по оси z .

3.2.2.3 Трековый детектор переходного излучения

Трековый детектор переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT) — наиболее удалённая от точки столкновения пучков подсистема внутреннего детектора, которая сочетает в себе возможности идентификации электронов и восстановления треков заряженных частиц. Детектор состоит из почти 300000 (52544 в барреле и по 122880 в каждом из торцов) так называемых «соломинок» (от англ. “straw”, далее в тексте “straw” или “straws”), которые работают как маленькие пропорциональные камеры с разрешением хита в 130 микрон в плоскости R - ϕ . Имея диаметр 4 мм, они наполнены смесью Xe (70%), CO_2 (27%) и O_2 (3%), что обеспечивает как оптимальные дрейфовые свойства частиц, так и детектирование переходного излучения, создаваемого релятивистскими частицами в материале радиатора, помещённого между straws. Иными словами, газовая смесь подобрана для поглощения фотонов переходного излучения: $\sigma_{\text{photoeffect}} \propto Z^5$ (см., например, [68]). В баррельной части ($|\eta| < 1.0$) straws длиной 144 см располагаются параллельно оси пучка и разделены в центре пополам для снижения нагрузки на электронику детектора, и считывание сигнала происходит с обоих концов; радиатор в барреле состоит из полипропиленовых волокон. В торцевых частях ($1.0 < |\eta| < 2.2$) straws длиной 37 см расположены радиально, сигнал считывается по наружному радиусу; между straws находится радиатор в виде полипропиленовых фольг. Полное число каналов считывания в детекторе — около 350000.

Высокая частота столкновений, ожидаемая при номинальной производительности БАК, приведет к облучению внутреннего детектора высокими дозами радиации. Поэтому радиационная устойчивость являлась одной из ключевых проблем при проектировании внутреннего детектора. Кремниевые детекторы охлаждаются до $-10^\circ C$ для минимизации темновых токов, возникающих в результате накопления радиации в материалах детектора. Даже несмотря на это, самый ближний к трубе пучка слой пиксельного детектора будет необходимо заменить через несколько лет эксплуатации на максимальной светимости. TRT, в свою очередь, более устойчив к радиации благодаря постоянной циркуляции газовой смеси.

3.2.3 Калориметры

Снаружи центрального соленоида два типа калориметров, схема которых изображена на рисунке 3.8, измеряют позицию и энергию заряженных и нейтральных частиц в диапазоне $|\eta| < 3.2$. Они оба являются гетерогенными детекторами (сэмплинг-калориметрами), то есть состоят из слоёв двух типов: активной среды, позволяющей восстанавливать глубину и ширину созданного частицей ливня, и материала поглотителя, который поглощает энергию частицы.

Электромагнитный калориметр регистрирует энергию высокоэнергетичных электронов, позитронов и фотонов, используя тонкие свинцовые поглотители, погружённые в жидкий аргон (Liquid argon, LAr) (см., например, [70]). Пролетающая частица взаимодействует со свинцовыми пластинами и создаёт каскад вторичных частиц. Попадая в жидкий аргон, они создают электрон-ионные пары. Продукты ионизации затем собираются электродами, к кото-

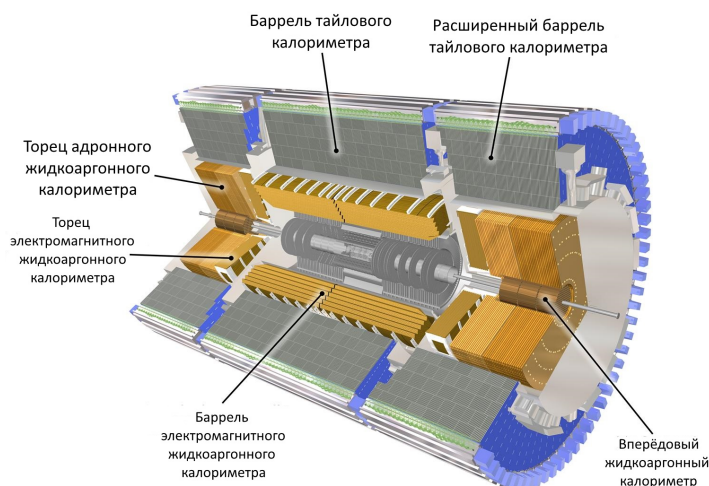


Рис. 3.8: Схема калориметров ATLAS (см. [69]).

рым частицы дрейфуют благодаря приложенному электрическому полю. Общая калориметрическая глубина примерно постоянна по псевдобыстроте, с баррельной областью $|\eta| < 1.4$, разделённой на три слоя по R , двумя торцами $1.4 < |\eta| < 3.2$, разделёнными на два слоя и областью, перекрывающей баррель и торцы $1.375 < |\eta| < 1.475$.

Адронный калориметр окружает электромагнитный и преобразует энергию адронов в адронные ливни. Он измеряет энергии и направления струй, а также измеряет недостающую энергию E^{miss} для идентификации частиц, которые невозможно зарегистрировать в детекторе напрямую (как, например, нейтрино). Адронный калориметр технологически разделён на плиточный («тайловый») баррель ($|\eta| < 1.7$) и жидко-аргоновые торцы ($1.5 < |\eta| < 3.2$) (см. [71]).

Баррель состоит из центральной баррельной системы ($|\eta| < 1.0$) и двух «расширенных» баррелей ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Так же как и электромагнитный калориметр, тайловый состоит из чередующихся слоёв поглощающего и детектирующего материалов (так называемая сэндвич-геометрия), а именно из железных пластин и органических сцинтилляторов, которые испускают свет пропорционально оставленной частицей энергии. Баррель расположен сразу за электромагнитным калориметром и имеет 5.8 метров в длину. «Расширенный» баррель увеличивает эту цифру ещё на 2.6 метра в каждую сторону.

Торцы адронного калориметра сконструированы из медных пластин и жидкого аргона для увеличения устойчивости к радиации, уровень которой растёт с псевдобыстротой.

3.2.4 Мюонный спектрометр

Высокоэнергетичные мюоны пролетают через весь детектор. Будучи примерно в 200 раз тяжелее, чем электроны, они слабо взаимодействуют с атомными ядрами в материале калориметра, поэтому не создают электромагнитного ливня. Их можно отследить только по электрон-ионным парам вдоль их пути, однако потери энергии в 1 ГэВ на метр стали позволяют практически каждому мюону вылететь из калориметра.

Мюонный спектрометр (или мюонная система, Muon System), изображённый на рисунке 3.9, предназначен для реконструкции треков мюонов, отклоняемых восьмью тороидальными магнитами, которые создают магнитное поле неоднородной силы со средней индукцией около 0.5 Тл (см. [72]). Весь спектрометр включает в себя две системы, восстанавливаю-

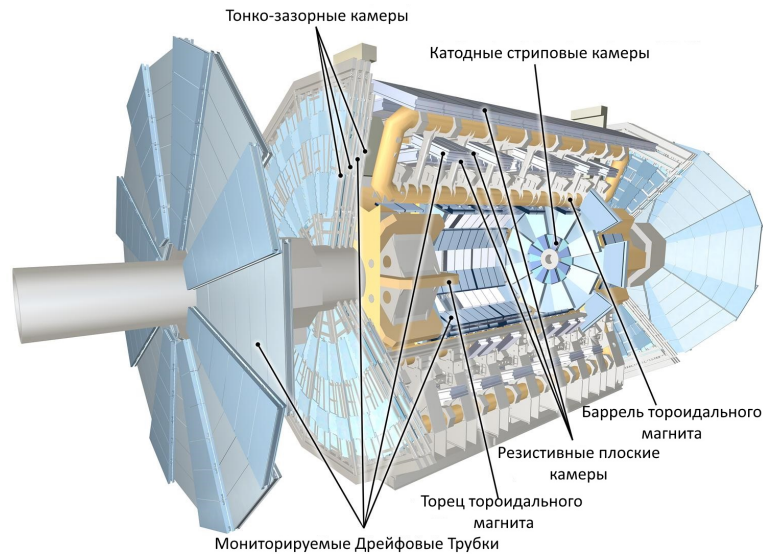


Рис. 3.9: Схема мюонной системы ATLAS (см. [73]).

щие треки мюонов: мониторируемые дрейфовые трубки (Monitored Drift Tubes, MDTs) и многопроводочные пропорциональные камеры в виде катодных стриповых камер (Cathode Strip Chambers, CSCs), а также две триггерные системы (см. [74]): камеры с резистивными электродами (Resistive Plate Chambers, RPCs) и узкозазорные камеры (Thin Gap Chambers, TGCs).

Минимальный поперечный импульс мюона, при котором он вылетит из калориметра и будет зарегистрирован в мюонной системе, составляет около 3 ГэВ.

3.2.4.1 Мониторируемые дрейфовые трубки

Мониторируемые дрейфовые трубки (Monitored Drift Tubes, MDTs) — дрейфовые камеры, как в TRT, но с более толстыми алюминиевыми трубками вместо тонких органических (благодаря отсутствию мягкого рентгеновского излучения) и с аргоновой газовой смесью Ar (97%) + CO_2 (3%). Главной задачей мониторируемых дрейфовых трубок является измерение импульса мюонов и восстановление их треков в интервале $|\eta| \leq 2.7$. Вся система состоит из 1200 камер, насчитывающих в общей сложности около 350000 алюминиевых трубок длиной от 1.2 до 6.0 метров и диаметром 30 мм. Трубки дают высокое пространственное разрешение порядка 100 мкм, но большое время дрейфа порядка 700 нс делает их непригодными для областей с высокой загрузкой при $|\eta| > 2$. Используя специальную методику фитирования трека, мониторируемые дрейфовые трубки могут также напрямую измерять скорость частиц, что даст дополнительный вклад в точность измерения β адронным калориметром и камерами с резистивными электродами.

3.2.4.2 Катодные стриповые камеры

В областях с высокой загрузкой использование мониторируемых дрейфовых трубок ограничено из-за их времени считывания. Вместо них в интервале $2.1 < |\eta| \leq 2.7$ используются катодные стриповые камеры (Cathode Strip Chambers, CSC). Это тонкослойные многопроволочные пропорциональные камеры, окружённые считывающими электродами в форме полосок («стрипов»). Такие камеры способны выдержать частоту в $1 \frac{\text{кГц}}{\text{см}^2}$.

Из-за того, что средние времена дрейфа — 30 нс для CSCs и 300 нс для MDTs — больше чем промежуток между двумя взаимодействиями на LHC (25 нс), эти два типа детекторов не могут использоваться для принятия быстрых триггерных решений. Поэтому ещё два детектора представляют собой специальную триггерную систему, перекрывающую интервал $|\eta| \leq 2.4$.

3.2.4.3 Камеры с резистивными электродами и узкоззорные камеры

Два типа быстрых триггерных систем для идентификации мюонов на первом триггерном уровне LVL1 (см. главу 3.2.5) применяются в мюонном спектрометре: камеры с резистивными электродами (Resistive Plate Chambers, RPC) в барреле ($|\eta| < 1.05$) и узкоззорные камеры (Thin-gap Chambers, TGC) в торцах ($1.05 \leq |\eta| \leq 2.4$). RPCs состоят из двух газовых промежутков, оснащённых считывающими электродами, расположенными в двух перпендикулярных направлениях. TGCs – это многопроволочные пропорциональные камеры. Для разделения треков от соседних столкновений сгустков протонов, а также для быстрой работы триггера по определению импульсов мюонов, они отличаются высоким временным разрешением порядка нескольких наносекунд и большой детализацией.

3.2.5 Триггерная система

Столкновения пучков протонов с частотой 40 МГц приведут в частоте взаимодействий в 10^9 Гц при мгновенной светимости $\frac{10^{34}}{\text{см}^2\text{с}}$. Максимальная частота считывания в ATLAS порядка 75 кГц, а система хранения данных способна работать только с 200 событиями в секунду. Для того чтобы отбирать только самые интересные с точки зрения физики события, трёхуровневая триггерная система, схема которой показана на рисунке 3.10, снижает огромный поток данных до частоты в 100 Гц, и это позволяет системе сбора данных (“data acquisition system”, DAQ) записывать события. Первый уровень (LVL1) работает на аппаратном уровне, второй (LVL2) и третий (Event Filter, EF) — на программном. Триггеры второго и третьего уровня вместе называют высокоуровневым триггером (High-Level Trigger, HLT). Каждый триггерный уровень улучшает решения, принятые на предыдущем уровне и, если необходимо, добавляет дополнительные критерии отбора.

Триггер первого уровня уменьшает частоту событий, подлежащих записи, до 75 кГц, а на принятие решения тратит менее 2.5 мкс. За это короткое время возможно использовать информацию лишь от части детекторов — самых быстрых, но наименее точных: в данном случае LVL1 принимает решения, полученные на основании данных от калориметров (с умень-

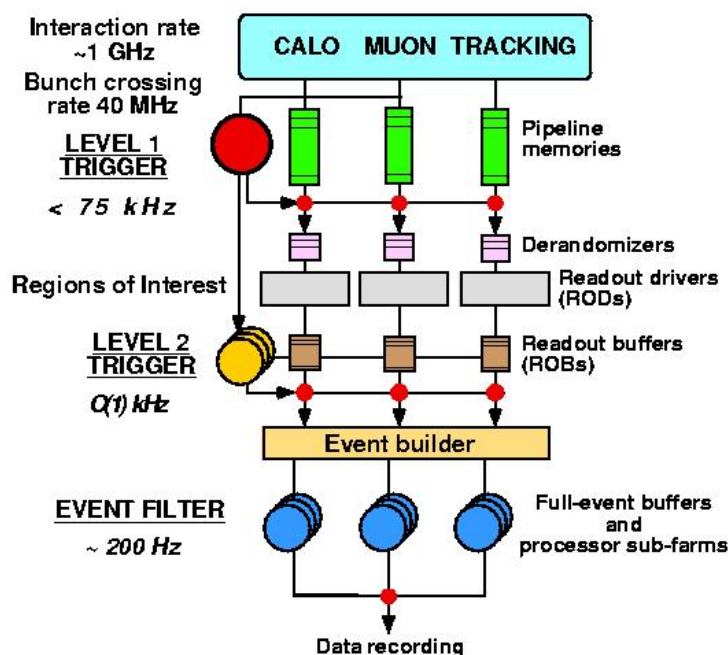


Рис. 3.10: Схема триггерной системы ATLAS.

шенной степенью детализации относительно их номинальной работы) и триггеров мюонной системы. Триггер срабатывает, если сигнатура частицы указывает на высокий поперечный импульс p_T мюонов, электронов, фотонов, струй, высокие недостающую поперечную E_T^{miss} или высокую поперечную E_T энергии и прочее. Кроме того, этот уровень триггера определяет так называемые «области интереса» (Regions of Interest, ROIs) – геометрические области в координатах η - ϕ внутри детектора, в которых триггер обнаружил интересующий исследователей объект (частицу или струю). В дальнейшем «области интереса» используются высокоуровневым триггером.

Триггер второго уровня снижает частоту событий до 3.5 кГц за 40 мс. Этого времени достаточно, чтобы использовать информацию с полной детализацией от всех элементов детектора, но только внутри «областей интереса», обозначенных триггером первого уровня.

Наконец, финальный отбор проводится фильтром событий, используя информацию с полной детализацией от всех элементов детектора как внутри, так и вне «областей интереса» и алгоритмы оффлайн-реконструкции. Частота событий уменьшается до 200 Гц, что позволяет записывать информацию со скоростью около 300 Мб/сек для её последующего анализа.

3.3 Работа с моделированными и экспериментальными данными в ATLAS

Моделирование по методу Монте-Карло (симуляция, ММК) является неотъемлемой частью любого анализа в экспериментальной физике высоких энергий. Суммируя все знания о физике и детекторах, симуляции как можно реалистичнее моделируют результат столкно-

вений протонов. Обычно ММК в физике частиц состоит из трёх частей: генерация событий, моделирование отклика детектора и восстановление (реконструкция) событий. Множество различных алгоритмов для каждого из этих трёх шагов доступны в общей для всего эксперимента ATLAS программной оболочке “ATHENA” (см. [75], [76], [77]) и будут вкратце описаны в этой главе.

Основываясь на предсказаниях теории, программы, генерирующие события, как можно точнее моделируют процессы столкновения протонов, происходящие в реальном эксперименте. Результатом их работы являются конечные состояния первичных частиц для конкретных физических процессов. Для поиска многозарядных частиц в экспериментальных данных 2011 года использовались генераторы MADGRAPH 5.0 (подробное описание в [78]) и PYTHIA 6.425 (описание в [79]); для поиска в экспериментальных данных 2012 года — MADGRAPH 5.5 и PYTHIA 8.170 (см. [80]): MADGRAPH создаёт пары искомых частиц со спином $1/2$, рождающихся от изначального pp -взаимодействия через кварк-антикварковую аннигиляцию в виртуальный фотон (см. рисунок 3.11), предполагая рождение пары тяжёлых лептонов по модели Дрелла-Яна. Взаимодействие через Z -бозон не учитывается в такой

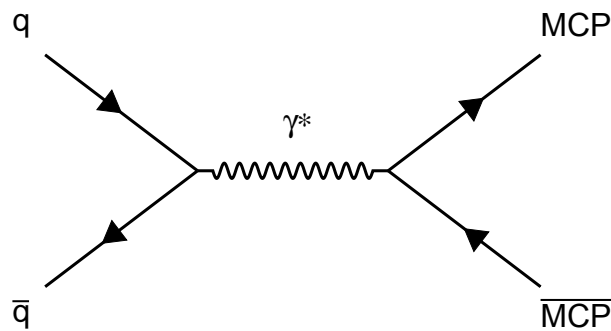


Рис. 3.11: Диаграмма Фейнмана рождения многозарядных частиц (обозначенных здесь как “MCP” и “ \overline{MCP} ”, от Multi-Charged Particle) через кварк-антикварковую аннигиляцию в виртуальный фотон.

упрощённой модели. Другими словами, MADGRAPH в каждом событии присваивает двум мюонам CM новые значения массы и электрического заряда. Предполагается, что время жизни положительно и отрицательно заряженных искомых частиц достаточно для того, чтобы не распасться внутри ATLAS.

PYTHIA, в свою очередь, используется для описания финальных состояний всех остальных частиц CM, рождающихся вместе с искомыми в протон-протонных столкновениях в ATLAS.

На следующем шаге моделируется отклик детектора на события, сгенерированные ранее. В так называемой «полной симуляции» ATLAS это включает в себя точное описание геометрии детектора (расположение, масштабы и вещество всех частей детекторов), а также детальное моделирование различных физических процессов, вызванных взаимодействием частиц с веществом детекторов. Это включает в себя процессы с энергией от нескольких эВ, как, например, ионизация в газах, до ТэВ-ных энергий.

В последующем шаге (оцифровка) полученная информация обрабатывается так, чтобы смоделировать поведение электроники детектора, основываясь на её поведении в реальном эксперименте.

Наконец, финальный шаг – восстановление событий – проводится в два этапа. Сначала для реконструкции объектов используется информация лишь от одной подсистемы (например, сегменты треков в мюонной системе, недостающая поперечная энергия E_T^{miss} в калориметрах и прочее). Затем вся полученная от различных частей детектора информация комбинируется чтобы обеспечить точное измерение и идентификацию объектов в их конечных состояниях: фотонов, заряженных лептонов, струй и т. д.

В экспериментальных данных, очевидно, цепочка форматов начинается с экспериментальных данных, полученных напрямую с электроники детекторов. Такие экспериментальные данные называются «сырыми» с размером события ~ 1.6 Мб. Аналог этого формата в моделировании — данные после оцифровки. Реконструкция в экспериментальных данных использует практически те же самые форматы, что и моделирование. Кроме того, в физическом анализе экспериментальные и моделированные данные обрабатываются одинаково.

Глава 4

Метод выделения сигнальных событий

Большое время жизни искомым частиц обосновывает выбор триггера, который записывает события по крайней мере с одним мюоном с $p_T > 18$ ГэВ или с $p_T > 36$ ГэВ (в анализах экспериментальных данных 2011 и 2012 годов соответственно). В данной главе описываются метод вычисления эффективности такого триггера, а также методы измерения ионизационных потерь энергии частиц в нескольких детекторах ATLAS, используемых в данной работе для поиска тяжёлых частиц с аномальной ионизирующей способностью в событиях, отобранных триггером.

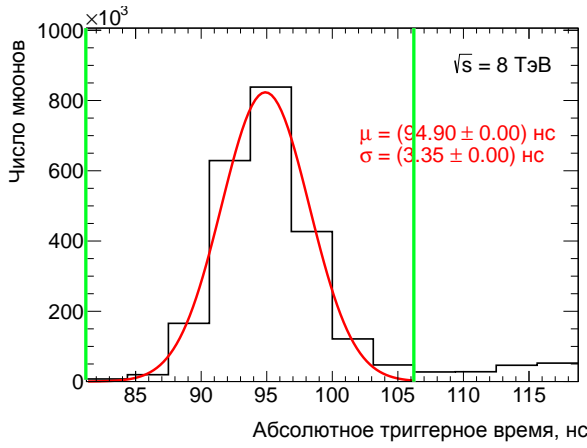
4.1 Отбор триггерных событий и вычисление эффективности мюонного триггера для тяжёлых частиц

Как было упомянуто в главе 3.2.4.3, мюонный триггер, являющийся основным для данного анализа, состоит из двух подсистем: камер с резистивными электродами в барреле ($|\eta| < 1.05$) и узкоазорных в торцах ($1.05 \leq |\eta| \leq 2.4$). Далее описаны особенности вычисления эффективности триггера в результатах моделирования в каждой из этих двух подсистем.

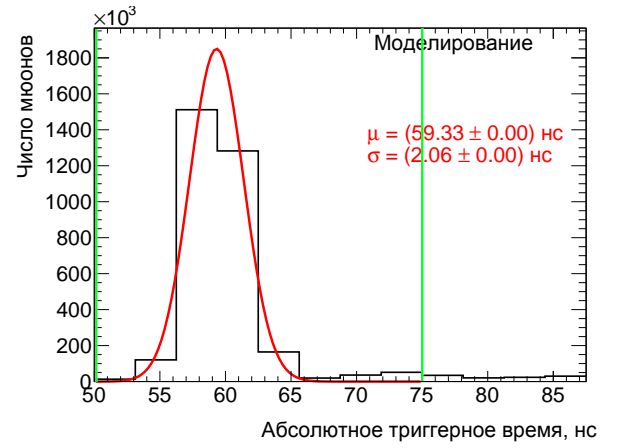
4.1.1 Поправка на вычисление эффективности мюонного триггера в камерах с резистивными электродами

Для камер с резистивными электродами величина интервала времени с момента столкновения сгустков протонов до принятия триггером решения на запись события моделируется неверно. Далее описан метод вычисления поправки на этот интервал времени на примере экспериментальных данных и результатов моделирования 2012 года.

Распределения интервала времени с момента столкновения сгустков протонов до принятия триггером решения на запись события для RPCs различаются в экспериментальных данных и результатах моделирования по ширине распределений и положению среднего относительно середины интервала считывания как показано на рисунке 4.1.



а) экспериментальные данные



б) результаты моделирования

Рис. 4.1: Пример несоответствия временных распределений триггерной системы RPC между экспериментальными данными (а) и результатами моделирования (б).

Эти гистограммы показывают число частиц, вызвавших срабатывание мюонного триггера в текущий момент времени. По оси абсцисс отложено абсолютное время в наносекундах. Левая зелёная вертикальная линия характеризует момент прилёта частицы к элементу триггерной камеры. Правая зелёная вертикальная линия отмечает конец интервала в 25 нс, на протяжении которого триггер остаётся чувствителен к частицам из данного столкновения сгустков протонов. Несогласия выражены в разных ширинах распределений σ , а также в разнице между положениями пика распределения t_μ и моментом столкновения следующих сгустков протонов $t_{BC\ end}$.

Параметры распределений приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1: Параметры временных распределений триггера RPC для экспериментальных данных и результатов моделирования 2012 года.

Параметр	Значение в данных, нс	Значение в моделировании, нс
Δt	$106.25 - 94.90 = 11.35$	$75.00 - 59.33 = 15.67$
σ	3.35	2.06

Зная эти параметры, можно вычислить ожидаемую эффективность триггера в зависимости от скорости частиц β и их псевдобыстроты η в экспериментальных данных и результатах моделирования:

$$\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{data/MC}} = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{t - \Delta t^{\text{data/MC}}}{\sqrt{2}\sigma^{\text{data/MC}}} \right) \right), \quad (4.1)$$

где:

$\operatorname{erf}(x)$ – функция ошибок (или функция Лапласа), определяемая как $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du$,
 t – задержка во времени прилёта частицы к RPCs относительно её перемещения со скоростью света c , обусловленная её скоростью $v < c$: $t = \frac{L}{v} - \frac{L}{c} = \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \frac{L}{c}$, где, в свою очередь:
 L – длина соответствующего трека, $L = \frac{d}{\sin \theta}$, а
 d – расстояние между плоскостью пучка и самым дальним слоем камер RPC, $d = 10$ м.

Для моделированных мюонов это несоответствие не играет никакой роли, поскольку они в любом случае попадают в интервал считывания в 25 нс. Для искомым тяжёлых частиц с $\beta < 1$ эффект, наоборот, может играть решающую роль: хотя в результатах моделирования они всё ещё могут успеть попасть в 25-наносекундное окно, в экспериментальных данных же к этому времени прибавляется величина несоответствия. Тогда может получиться, что моделированная частица вызовет срабатывание триггера, а в экспериментальных данных такая же частица его не вызовет, потому что триггер уже настроился на частицы из следующего столкновения сгустков протонов. Следовательно, необходимо искусственно занижать эффективность триггера в результатах моделирования для её соответствия ситуации в экспериментальных данных. Для этого вводится поправочный коэффициент ρ на эффективность триггера, который представляет собой отношение ожидаемых эффективностей в экспериментальных данных и результатах моделирования:

$$\rho = \begin{cases} \frac{\varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{data}}}{\varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{MC}}} = \frac{1 - \text{erf}\left(\frac{t - \Delta t^{\text{data}}}{\sqrt{2}\sigma^{\text{data}}}\right)}{1 - \text{erf}\left(\frac{t - \Delta t^{\text{MC}}}{\sqrt{2}\sigma^{\text{MC}}}\right)} & \text{при } \varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{data}} \leq \varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{MC}} \text{ и } \varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{MC}} \neq 0, \\ 0 & \text{в остальных случаях} \end{cases}, \quad (4.2)$$

который зависит от η (точнее, от θ) и β через величины L и t и применяется только к тем многозарядным частицам, которые вызвали срабатывание триггера в камерах RPCs.

В качестве примера на рисунке 4.2 приведены зависимости эффективности триггера в экспериментальных данных, в результатах моделирования и отношения этих двух эффективностей от β для случая $\eta = 0.5$.

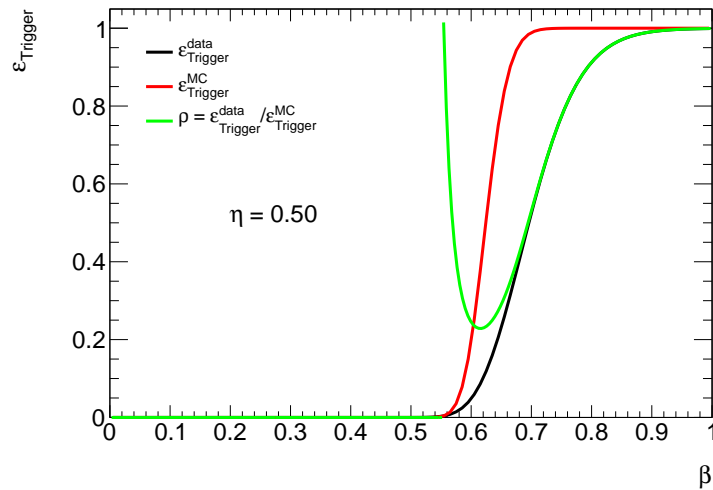


Рис. 4.2: Кривые эффективности триггера в экспериментальных данных (чёрным), в результатах моделирования (красным) и отношения (зелёным) этих двух эффективностей от β для случая $\eta = 0.5$.

Очевидно, что при умножении поправочного коэффициента на эффективность триггера для мюонов в моделировании результат равен эффективности триггера в экспериментальных данных, а при условии $\rho < 1$ такое умножение на эффективность триггера для многозарядных частиц в результатах моделирования уменьшает итоговую эффективность. С этим

связано второе условие формулы 4.2, запрещающее поправочному коэффициенту принимать значения $\rho > 1$. Такие значения, искусственно повышающие эффективность триггера, противоречили бы здравому смыслу.

В случае, если только один объект в событии «зажѐг» мюонный триггер, и это была именно многозарядная частица в RPCs, поправка на уровне события вычисляется согласно выражению 4.3:

$$\rho_{\text{единственный кандидат}} = \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{t - \Delta t^{\text{data}}}{\sqrt{2}\sigma^{\text{data}}}\right)}{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{t - \Delta t^{\text{MC}}}{\sqrt{2}\sigma^{\text{MC}}}\right)}. \quad (4.3)$$

Если же обе многозарядные частицы в событии «зажгли» мюонный триггер (но при этом никакие другие частицы его не «зажгли»), то поправка определяется согласно выражению 4.4:

$$\rho_{\text{два кандидата}} = \frac{1 - (1 - \varepsilon_{\text{trigger 1}}^{\text{data}})(1 - \varepsilon_{\text{trigger 2}}^{\text{data}})}{1 - (1 - \varepsilon_{\text{trigger 1}}^{\text{MC}})(1 - \varepsilon_{\text{trigger 2}}^{\text{MC}})}, \quad (4.4)$$

где индексы 1 и 2 обозначают первую и вторую многозарядные частицы соответственно.

Во всех остальных случаях (например, если мюонный триггер в событии был «зажжѐн» обычным мюоном вместо многозарядной частицы (или вместе с многозарядной частицей)) поправка на уровне события на эффективность триггера полагается равной единице.

4.1.2 Особенность вычисления эффективности мюонного триггера в узкозорных камерах

В отличие от камер с резистивными электродами, узкозорные камеры не вычисляют интервал времени с момента столкновения сгустков протонов до принятия триггером решения на запись события, а только определяют, попала частица во временное окно или нет. Для этой подсистемы экспериментальные данные согласуются с результатами моделирования, и поправки на эффективность триггера для частиц, «зажѐгших» мюонный триггер в диапазоне псевдобыстроты $1.05 \leq |\eta| \leq 2.4$, не вводится: максимально возможное запаздывание в экспериментальных данных по отношению к моделированным находится на уровне ~ 10 нс из-за задержек сигнала в платах и кабелях, но в 2011 и 2012 годах триггером TGC использовалось расширенное на 10 нс временное окно (35 нс вместо 25 нс), что при использовавшемся в 2011-2012 годах 50 нс временном промежутке между столкновениями сгустков протонов устраняет возможный эффект данного несоответствия.

4.2 Потери энергии на ионизацию в детекторах ATLAS

Когда электрически заряженная тяжѐлая частица проходит со скоростью $v = \beta c$ через вещество, она будет взаимодействовать с электронами этого вещества (см., например, [81] и [82]). Это взаимодействие вызывает ионизацию и возбуждение атомов среды, то есть при-

водит к передаче энергии от частицы к веществу. Для частиц, движущихся с релятивистскими скоростями, средняя потеря энергии на единицу длины пробега определяется формулой Бете:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (4.5)$$

где:

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307075 \frac{\text{МэВ}\cdot\text{см}^2}{\text{г}},$$

$$N_A = 6.0221409 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}} - \text{число Авогадро},$$

$$r_e = 2.817940325 \text{ фм} - \text{классический радиус электрона},$$

$$m_e c^2 = 0.511 \text{ МэВ} - \text{масса электрона},$$

$$ze - \text{заряд налетающей частицы},$$

$$Z - \text{атомный номер вещества среды},$$

$$A - \text{атомная масса вещества среды, } \frac{\text{г}}{\text{моль}},$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - \text{гамма-фактор},$$

$$T_{max} - \text{максимально возможная переданная свободному электрону в одном столкновении кинетическая энергия в МэВ},$$

$$I = 13.5 Z - \text{средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества, эВ},$$

$$\delta(\beta\gamma) - \text{поправка на эффект плотности}.$$

Эта формула 4.5 описывает среднюю потерю энергии для большинства веществ при скоростях налетающей частицы в интервале $0.1 < \beta\gamma < 1000$ для всех заряженных частиц тяжелее электрона, как проиллюстрировано на рисунке 4.3. Как видно из формулы 4.5,

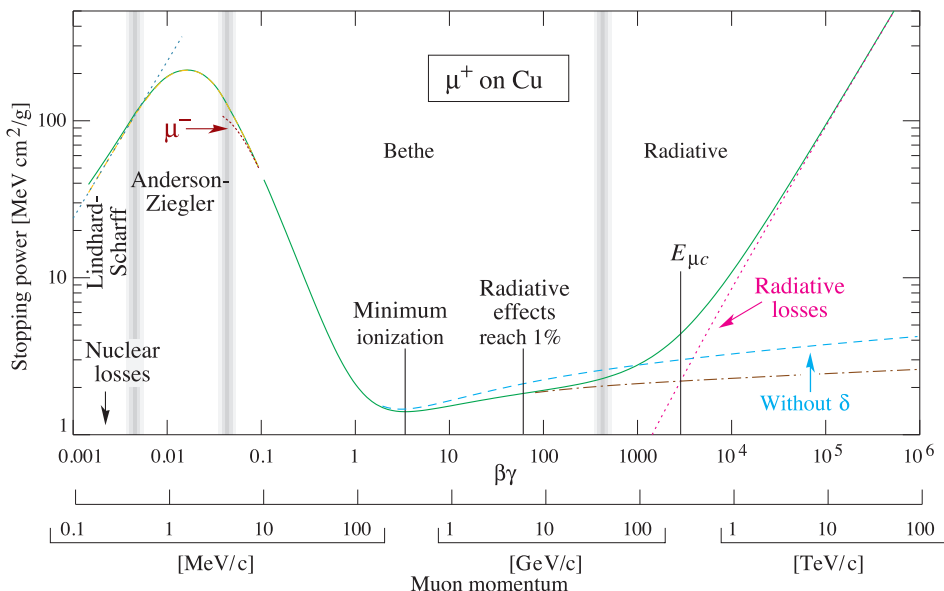


Рис. 4.3: Потери на ионизацию для положительно заряженных мюонов в меди как функция $\beta\gamma = \frac{p}{m}$ или импульса мюона. Исследуемые в работе мюоны с импульсами в области $1 < p_\mu < 1000$ ГэВ являются наименее ионизирующими.

$\frac{dE}{dx} = f(q^2, p, m)$. Заряд стабильной тяжёлой частицы, входящий в формулу квадратично, создаст уникальный след в детекторах в виде высоких измеренных ионизационных потерь. Кроме того, реконструкция треков в ATLAS предполагает только треки с зарядами

$\pm 1e$, следовательно, частицам с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$ будет присвоен в несколько раз (от двух до шести соответственно) меньший импульс из-за их меньшего радиуса кривизны в магнитном поле внутреннего детектора (см. формулу 3.1). В данной работе измеряются ионизационные потери в пиксельном детекторе (описание алгоритма в [83]), TRT (описание в [84], [85], [86], [87]) и калориметрах (см. [88]). Кроме того, используя свойство высокого времени жизни этих частиц, ожидается отклик на них в мониторируемых дрейфовых трубках мюонной системы, поэтому также используется оценка dE/dx в MDTs (описание в [89]). Детали вычисления оценок ионизационных потерь в этих детекторах описаны ниже в этой главе.

Поскольку в данной работе проводится поиск мюоно-подобных частиц, которые оставляют след во всех детекторах, включая мюонную систему, основным фоном при их поиске в экспериментальных данных будут являться мюоны.

В дальнейшем в этой главе проводится сравнение переменных между экспериментальными данными и результатами моделирования для того, чтобы понять, можно ли доверять симуляции. Традиционно для такого сравнения используются существующий набор экспериментальных данных с восстановленными распадами Z^0 -бозона на положительно- и отрицательно-заряженные мюоны и набор моделированных событий со сгенерированными распадами $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, причём параметры симуляции последнего максимально приближены к параметрам данного набора в экспериментальных данных по величинам энергии центра масс столкновения пучков протонов, числу протонов в сгустках и сгустков в пучке, среднего числа взаимодействий за одно столкновение сгустков и т. д. Выбор мюонов обусловлен несколькими причинами. Во-первых, данный анализ заинтересован только в тех частицах, которые пролетают через весь ATLAS. Во-вторых, мюоны, будучи максимально похожими на так называемые «минимально ионизирующие частицы» (MIPs), теряют энергию на ионизацию, величина которой практически не зависит от энергии самих мюонов (см. [90]). Выбор распада Z^0 -бозона как источника таких мюонов обусловлен главным образом наличием всех необходимых наборов экспериментальных (и моделированных) данных отдельно для каждого периода сеансов измерений, а также хорошей изученностью этих наборов благодаря большому числу анализов, использующих эти данные как с точки зрения источника «сигнальных», так и «калибровочных» мюонов.

После этого среди всех мюонов, в том числе множества родившихся напрямую от pp -столкновений, с помощью кинематических ограничений на импульс и псевдобыстроту, условия противоположности зарядов и попадания димюонной массы в интервал $81 < M_{\mu^+\mu^-} < 101$ ГэВ отбирается пара тех, которые родились именно от распада Z^0 -бозона. Затем их треки анализируются, и строятся соответствующие контрольные распределения, как на рисунках 4.5, 4.10, 4.11, 4.13 (а), 4.14, 4.15 и 4.19.

4.2.1 Измерение ионизационных потерь в пиксельном детекторе

Энергия, потерянная частицей в пиксельном детекторе, может быть напрямую измерена по заряду созданных электрон-дырочных пар. Минимально ионизирующая частица (с по-

терями $\sim 1.5 \frac{\text{МэВ}\cdot\text{см}^2}{\text{г}}$), пересекая кремниевый пиксельный сенсор, в среднем создаёт около 80 таких пар на микрон. Пиксельный детектор измеряет время, в течение которого сигнал превышает порог (так называемый метод Time over Threshold или ToT) с точностью в 8 бит (см. [91]). Энергия, оставленная частицей в детекторе, чаще всего бывает поделена между несколькими пиксельными сенсорами, поэтому соседние сенсоры собраны в так называемые кластеры. Тогда потеря энергии dE/dx частицы определяется из заряда Q кластера и даётся соотношением

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{Q W \cos \alpha}{e \rho d}, \quad (4.6)$$

где:

$W = 3.68 \pm 0.02$ эВ/пару — средняя энергия, необходимая для создания электрон-дырочной пары,

$\rho = 2.33 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ — плотность кремния,

α — угол между треком частицы и площадкой сенсора,

$d = 250$ мкм — толщина сенсора.

Потеря энергии частицей затем вычисляется на основании усечённого среднего измерения во всех пиксельных кластерах, которые пересекла частица. Усечённое среднее (из [92]) означает усреднение по $\sim 70\%$ кластеров (в зависимости от числа кластеров на треке частицы) с наименьшим dE/dx , выбрасывая измерения, лежащие в хвостах распределения Ландау, таким образом делая распределение более похожим на гауссиан и улучшая разрешение. Например, ожидаемая зависимость (из экспериментальных данных 2010 года) dE/dx от $\frac{p}{q}$ частицы приведена на рисунке 4.4. Здесь среднее значение измерений посчитано после вы-

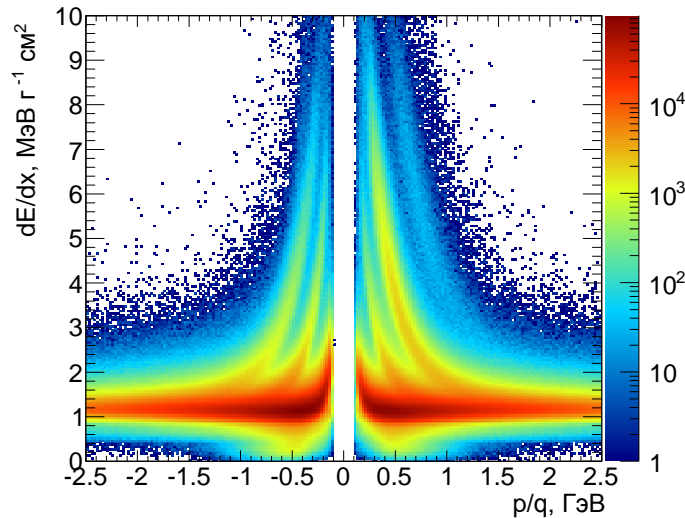


Рис. 4.4: Ионизационные потери в пиксельном детекторе (одно входжение в гистограмму — один трек), определённые как среднее измерений dE/dx отдельных кластеров: заряд, собранный в кластере, скорректированный на длину трека $\frac{d}{\cos \alpha}$ в кремниевом сенсоре.

брасывания кластера(-ов) с максимальным зарядом: один кластер выброшен для треков с двумя, тремя или четырьмя кластерами; два кластера выброшены для треков с пятью и более кластерами. Чётко видны полосы, соответствующие (с увеличением модуля магнитной

жѐсткости): пионам, каонам, протонам и дейтронам. Цвет бина показывает количество частиц с данными значениями ионизационных потерь и магнитной жѐсткости.

На рисунке 4.5 нормированные на единицу контрольные распределения показывают согласие переменной, представляющей собой потери энергии частицы в пиксельном детекторе, между экспериментальными данными и результатами ММК.

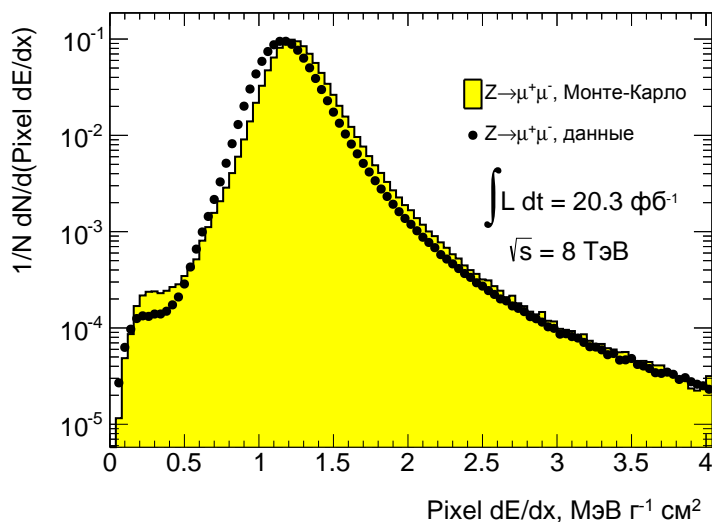


Рис. 4.5: Сравнение спектров ионизационных потерь мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в пиксельном детекторе в экспериментальных данных (здесь и далее чѐрными точками) и в результатах моделирования (здесь и далее жѐлтой заливкой с чѐрной линией на границе).

4.2.2 Измерение ионизационных потерь в трековом детекторе переходного излучения

Детектор переходного излучения, будучи трековым детектором, также способен идентифицировать частицы, основываясь на времени превышения сигнала над порогом, как и пиксельный детектор.

Когда заряженная частица пересекает straw детектора переходного излучения, вдоль её трека формируется цепочка ионизационных кластеров электронов. Эти кластеры дрейфуют в направлении анода (покрытая слоем золота вольфрамовая проволока толщиной 31 мкм в центре трубки) и индуцируют сигнал, который кодируется в так называемую «битовую комбинацию» (bit pattern), разбитую на интервалы по 3.125 нс: каждый раз, когда амплитуда сигнала превышает заранее установленный порог, значение соответствующего бита устанавливается равным единице (см. рисунок 4.6). Здесь по горизонтали показано время, соответствующее времени между столкновениями трёх сгустков протонов (всего 75 нс, т. е. по 25 нс между столкновением двух соседних сгустков), разбитое на 24 интервала, каждый по 3.125 нс. Когда сигнал в каком-либо из этих интервалов превышает нижний порог по амплитуде хотя бы один раз, соответствующий бит нижнего порога устанавливается в значение «1». Если сигнал в каком-либо интервале длительностью 25 нс, соответствующем времени

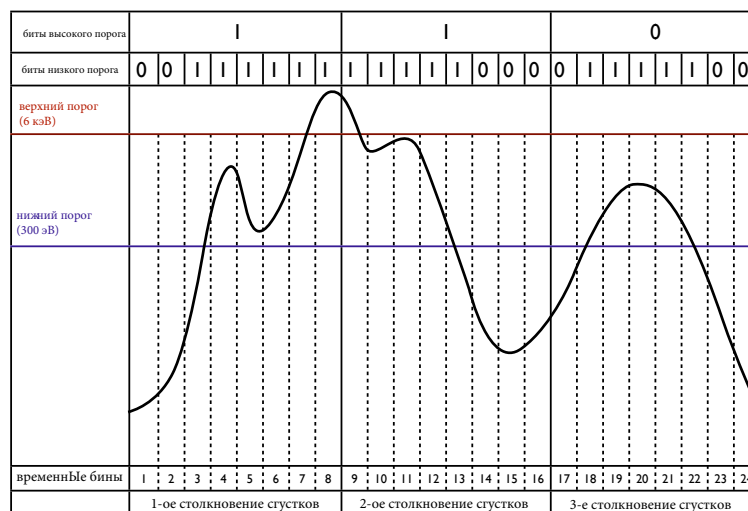


Рис. 4.6: Битовая комбинация, полученная оцифровкой условного сигнала.

между столкновением пары сгустков, превышает верхний порог по амплитуде хотя бы один раз в любом из 3.125-наносекундных интервалов, то соответствующий бит верхнего порога устанавливается в значение «1». В случае, если сигнал не превысил какого-либо порога, то значение соответствующего бита остаётся равным нулю. Первый переход «0 → 1» в битах низкого порога называется «передний край» (leading edge), в то время как последний переход «1 → 0» называется «задний край» (trailing edge). Таким образом, передний край комбинации битов соответствует измерению наибольшего приближения трека к аноду, а время заднего края обычно соответствует времени дрейфа электронов от стенки трубки (около 55 нс), хотя это и не всегда так из-за достаточно малого числа кластеров вдоль трека, как описано в работе [93].

Рисунок 4.7 схематично показывает отклик электроники TRT на низко- (сверху) и высокоионизирующую (снизу) частицы. Как видно, время прихода заднего края принимает своё максимальное значение (т. е. соответствует дрейфу электронов от стенки трубки) только если плотность кластеров очень велика. Аналогично время прихода переднего края не всегда отражает наибольшее приближение трека к аноду. Именно эти эффекты и позволяют использовать метод определения длительности сигнала по превышению над порогом, который состоит в нахождении длительности наибольшего интервала времени, в течение которого биты нижнего порога находились в состоянии «1» (то есть самой длинной комбинации единиц в комбинации битов, не прерываемой нулями) для оценки dE/dx в детекторе. Это определение TRT Time over Threshold (или просто ToT) было выбрано как оптимальное среди нескольких возможных, таких как количество любых битов между первым, установленным в единицу и последним, установленным в единицу и суммарное количество битов, установленных в единицу. Для каждого хита ToT делится на длину L отрезка трека в данной straw. Перед этим для того, чтобы данный хит использовался для вычисления ToT всего трека, он должен удовлетворить некоторым критериям отбора, необходимыми главным образом для исключения влияния краевых эффектов straw на ToT, а также для статистически значимого значения длины трека в straw: расстояние от трека до анода должно лежать в

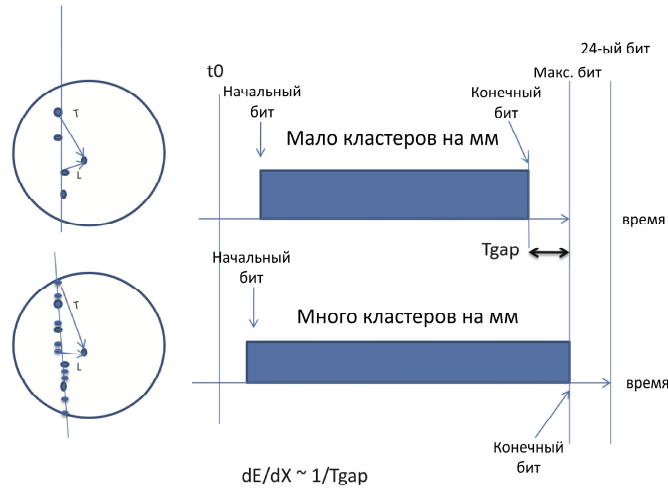
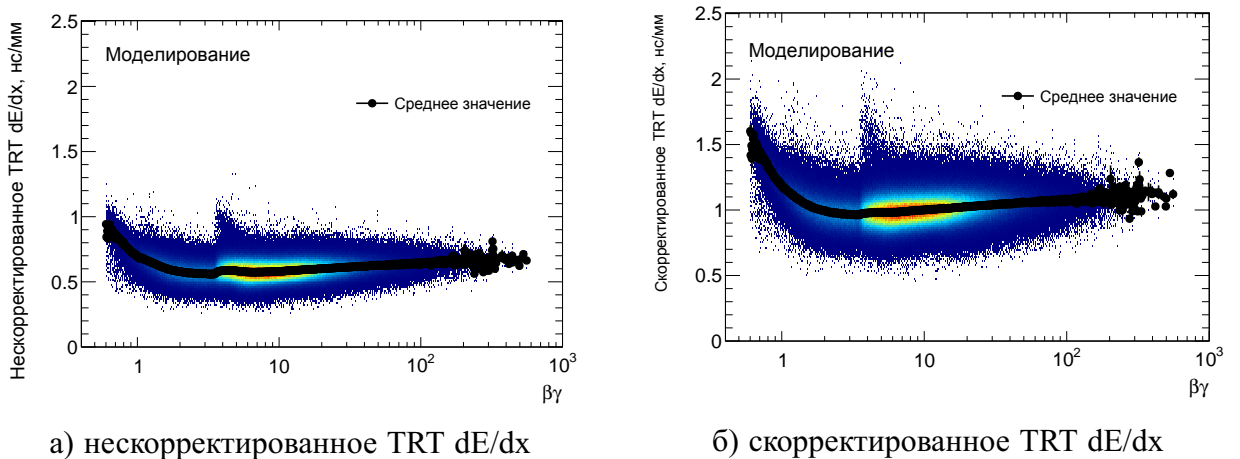


Рис. 4.7: Схема ионизации и оцифровки сигнала в трубке детектора для минимально ионизирующих (сверху) и высокоионизирующих (снизу) частиц (из [94]).

интервале $0.15 < r_{\text{track}} < 1.85$ мм и длина трека в straw должна превышать 1.7 мм, иначе он исключается из последующего вычисления (см. детали в [87]). Кроме того, из вычисления также исключается хит с максимальным значением T_oT на треке частицы. Затем временные параметры каждого из n хитов, участвующих в данном вычислении, корректируются на геометрические эффекты детектора — псевдобыстроту η , азимутальный угол ϕ , и усреднённое по хитам значение будет являться искомой величиной:

$$\text{TRT } dE/dx = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{T_oT_i}{L_i}}{n}, \quad (4.7)$$

где i — индекс хита, параметры которого удовлетворяют критериям отбора и участвуют в вычислении, причём требуется, чтобы $n \geq 6$. Сравнение зависимости ионизационных потерь частиц в TRT от величины $\beta\gamma$ без вышеперечисленных коррекций и с ними представлено на рисунке 4.8.



а) нескорректированное TRT dE/dx

б) скорректированное TRT dE/dx

Рис. 4.8: Сравнение ионизационных потерь в TRT как функция $\beta\gamma$ в случае нескорректированного вычисления потерь (а) и скорректированного (б).

Зависимость величины ионизационных потерь в TRT от импульса частицы показана на рисунке 4.9 (из экспериментальных данных 2010 года).

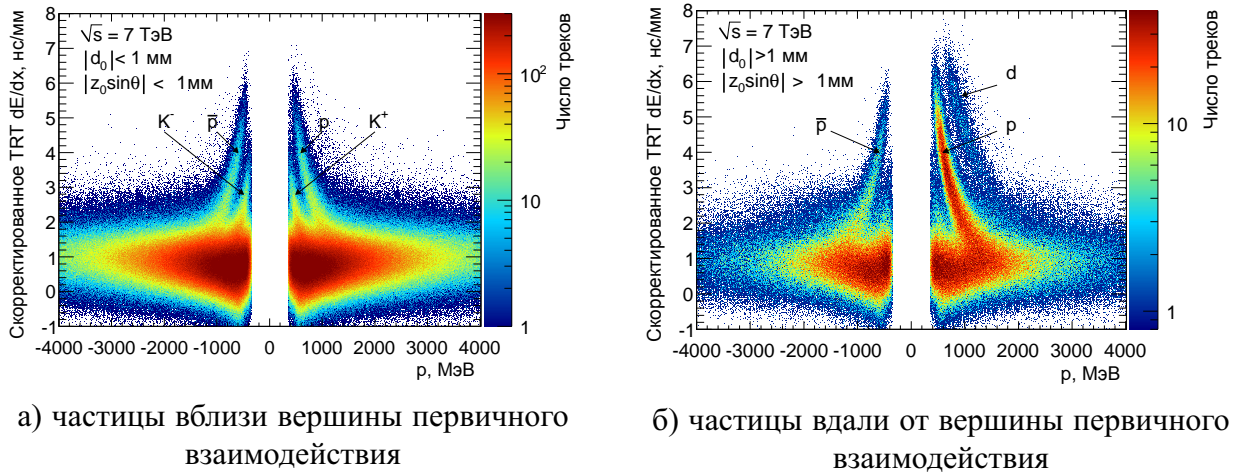


Рис. 4.9: Ионизационные потери как функция импульса частицы в трековом детекторе переходного излучения в экспериментальных данных 2010 года. Чётко видны линии, соответствующие разным частицам: каонам, протонам, дейтронам и соответствующим античастицам.

Согласие между экспериментальными данными и результатами ММК для этой величины показано на рисунке 4.10.

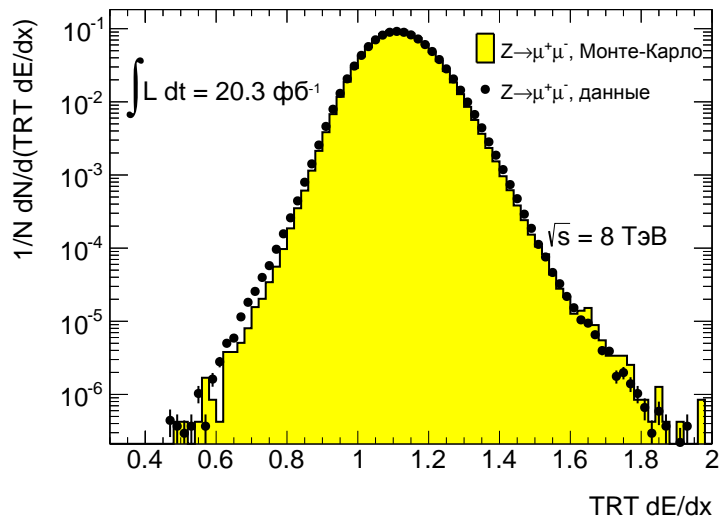


Рис. 4.10: Сравнение распределений ионизационных потерь мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в детекторе переходного излучения в экспериментальных данных и результатах моделирования.

4.2.3 Измерение ионизационных потерь методом подсчёта кластеров с превышением порога в 6 кэВ на треке TRT

Любой установленный в единицу бит верхнего порога в битовой комбинации хита на треке TRT свидетельствует об электро-не (позитроне) от фотона переходного излучения. Это свойство детекторов переходного излучения обычно используют для разделения электронов (или позитронов) и адронов (например, пионов). Однако высокая амплитуда сигнала с анода трубки может также объясняться большой энергией на ионизацию, потерянной многозарядной частицей в этой трубке. Доля таких хитов на треке, обозначаемая обычно как

$$f^{\text{HT}} = \frac{N^{\text{HT hits on track}}}{N^{\text{all hits on track}}}, \quad (4.8)$$

может служить дискриминатором между частицами разных зарядов, как будет показано в главе 5.3.3.2. Далее на рисунке 4.11 представлено согласие между экспериментальными данными и результатами ММК для этой величины.

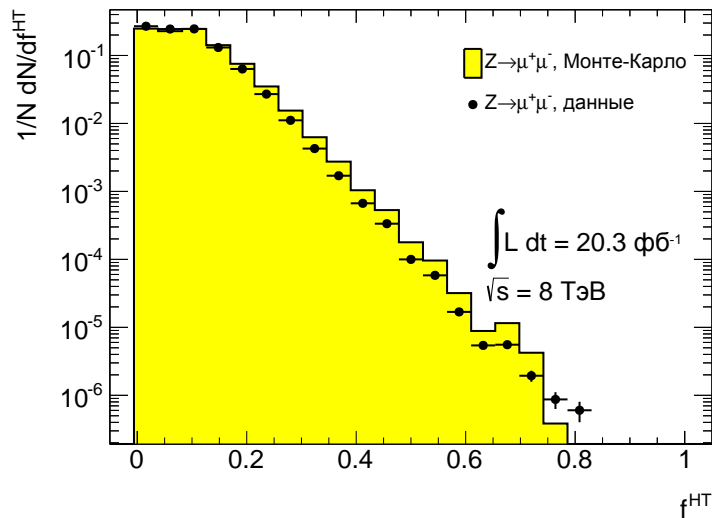


Рис. 4.11: Сравнение спектров доли хитов на треке мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в TRT, сработавших с превышением верхнего порога со straw, в экспериментальных данных и в результатах моделирования.

4.2.4 Измерение ионизационных потерь в калориметрах

Калориметрическая система ATLAS состоит из нескольких слоёв как показано на рисунке 4.12. Электромагнитный калориметр состоит из четырёх слоёв, которые обозначены на этом рисунке как пресэмплер, EM1, EM2 и EM3. Удельные потери энергии на ионизацию в электромагнитном калориметре вычисляются в два шага. Сначала вычисляются потери энергии вдоль трека частицы (dE_i), не учитывая вклад от ячеек с сигналом ниже уровня шума. Затем вычисляется длина сегментов трека частицы (dx_i) в каждом из четырёх слоёв. Наконец, в качестве финального значения потерь энергии на ионизацию используется усреднённый

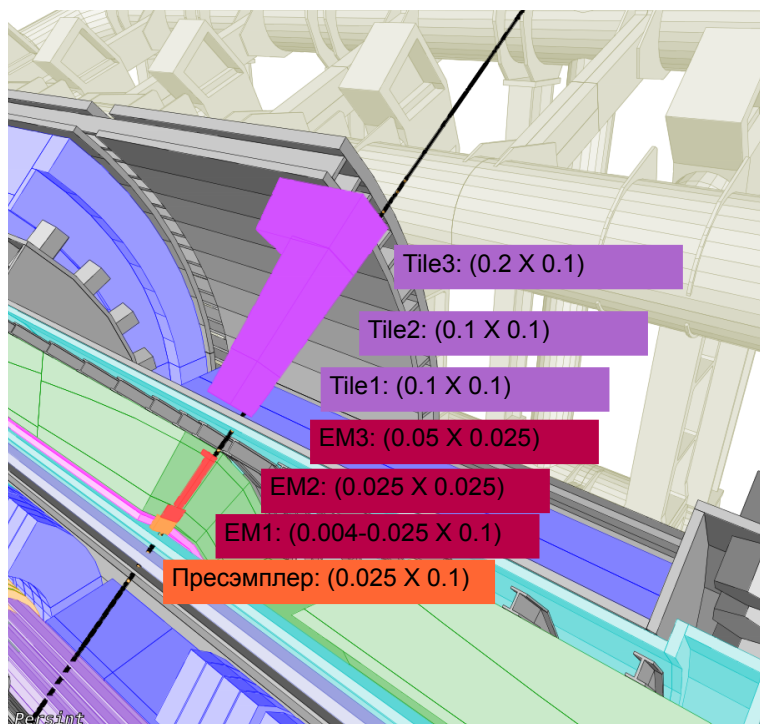


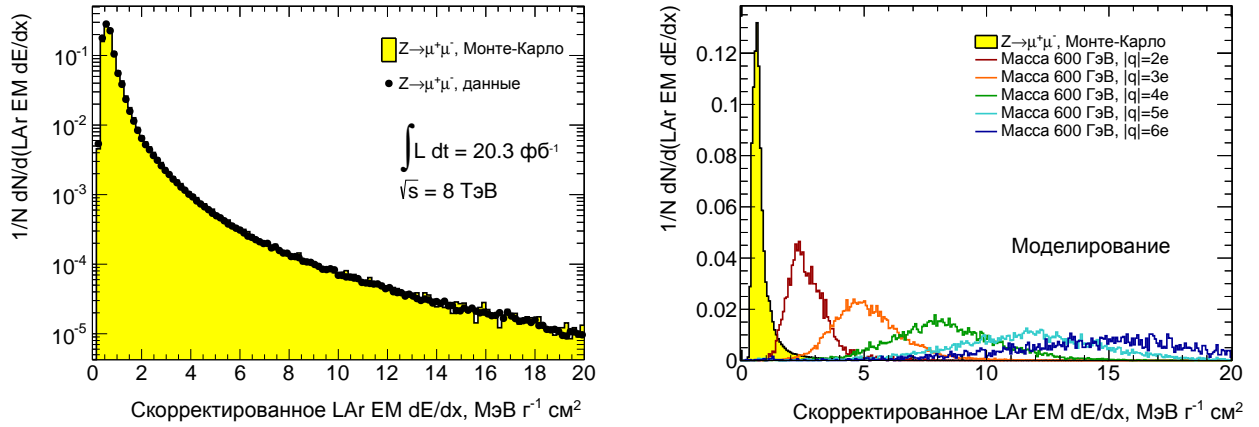
Рис. 4.12: Визуализация слоёв системы калориметров в ATLAS (из [88]).

ное значение $\frac{dE_i}{dx_i}$, исключая значение в слое с максимальным $\frac{dE_i}{dx_i}$ для улучшения разрешения спектра ионизационных потерь за счёт выбрасывания измерений, лежащих в хвостах распределения Ландау. Сравнение спектров ионизационных потерь в экспериментальных данных и результатах моделирования от мюонов из распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ представлено на рисунке 4.13.

Потери энергии в адронном калориметре, состоящем из трёх слоёв, обозначенных на рисунке 4.12 как Tile1, Tile2 и Tile3, определяются таким же методом, как и в случае электромагнитного калориметра. Сравнение спектров потерь энергии в адронном калориметре представлено на рисунке 4.14.

Сравнение полных потерь энергии в обоих калориметрах ($\sum_i dE_i$) мюонов из экспериментальных данных и результатов ММК приведено на рисунке 4.15.

Нужно отметить, что за счёт длинных «хвостов» распределений ионизационных потерь в калориметрах (см. рисунок 4.13 (б)), их способность отличить мюоны от многозарядных частиц не столь высока, как у трековых детекторов. Поэтому предпочтительнее, чтобы этот метод использовался только если в сигнальной области было бы много фоновых событий. В действительности, как будет показано в главах 5 и 6 при статистике, набранной в 2011 и 2012 годах, режекции трековыми детекторами было достаточно для того, чтобы подавить почти все фоновые события, поэтому калориметры не использовались в данной работе для разделения сигнала и фона.



а) Сравнение потерь мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в экспериментальных данных и в результатах моделирования
 б) Сравнение потерь мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и многозарядных частиц в результатах моделирования

Рис. 4.13: Сравнение спектров ионизационных потерь мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в электромагнитном калориметре в экспериментальных данных и в результатах моделирования. Также показано сравнение потерь мюонов и многозарядных частиц в результатах моделирования.

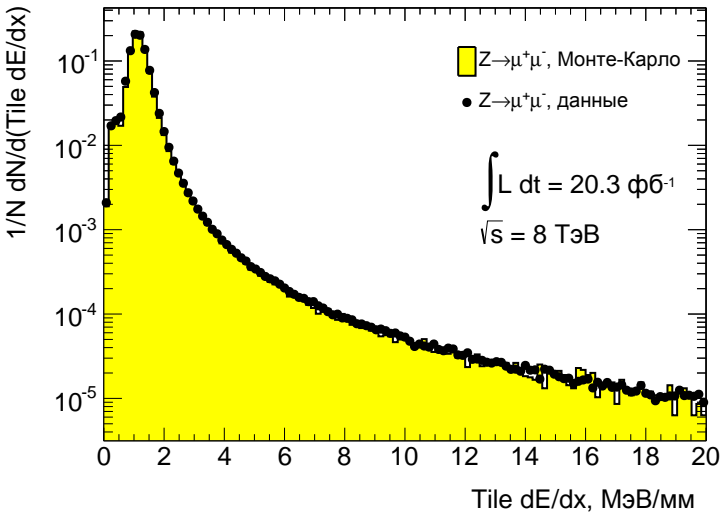


Рис. 4.14: Сравнение спектров ионизационных потерь мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в адронном калориметре в экспериментальных данных и в результатах моделирования.

4.2.5 Измерение ионизационных потерь в мониторируемых дрейфовых трубках

Кроме методов восстановления треков и измерения скорости частиц, описанных в главе 3.2.4.1, система мониторируемых дрейфовых трубок способна напрямую предоставлять информацию об ионизационных потерях частиц. Сигналы с трубок усиливаются и обрабатываются формирующим усилителем с дискриминатором (MDT-ASD, Amplifier Shaper Discriminator) (см. [95], [96]). Один из режимов работы таких чипов — амплитудно-цифровой преобразователь Уилкинсоновского типа с двухстадийным интегрированием (dual-

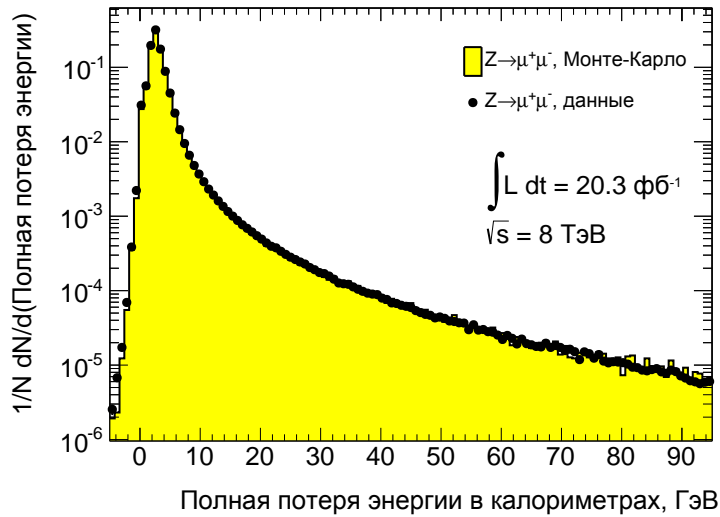


Рис. 4.15: Сравнение спектров полных потерь энергии мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в системе калориметров ATLAS в экспериментальных данных и в результатах моделирования.

slope Wilkinson Analog Digital Converter), который определяет амплитуду аналогового сигнала. И тогда время, в течение которого амплитуда сигнала с ASD-чипа превышает определённый порог, будет пропорционально заряду, собранному за первые 18 нс сигнала (см., например, [97]). Несмотря на полное время дрейфа в трубке порядка 700 нс, даже короткого интервала в 18 нс, за который интегрируется только небольшая часть заряда на треке частицы, хватает для оценки потерь заряженной частицы на ионизацию, особенно учитывая то, что трек частицы пересекает в среднем более 20 трубок.

Рисунок 4.16 показывает схему ионизации в такой трубке. Вообще, измеренный заряд

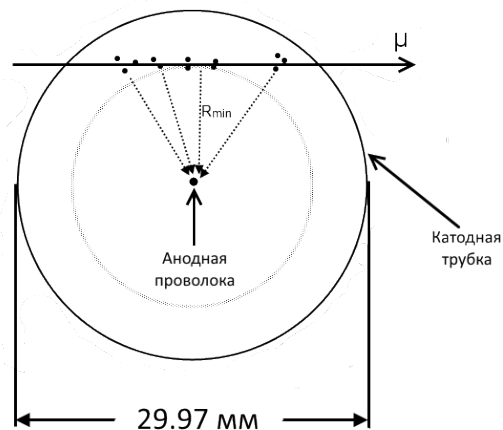


Рис. 4.16: Модель ионизации в трубке системы MDT. Освобождённые в результате ионизации первичные электроны дрейфуют к анодной проволоке.

зависит от расстояния от трека до анода (R_{\min} на рисунке 4.16), поэтому в вычисление финальной оценки были введены соответствующие поправки. Этот эффект проиллюстрирован на рисунке 4.17. Коррекция (для каждой трубки) определена как отношение аппроксимации в экспериментальных данных к аппроксимации в результатах моделирования. В итоге, в результатах моделирования эта коррекция учитывается отдельно для каждой трубки, пересечённой треком.

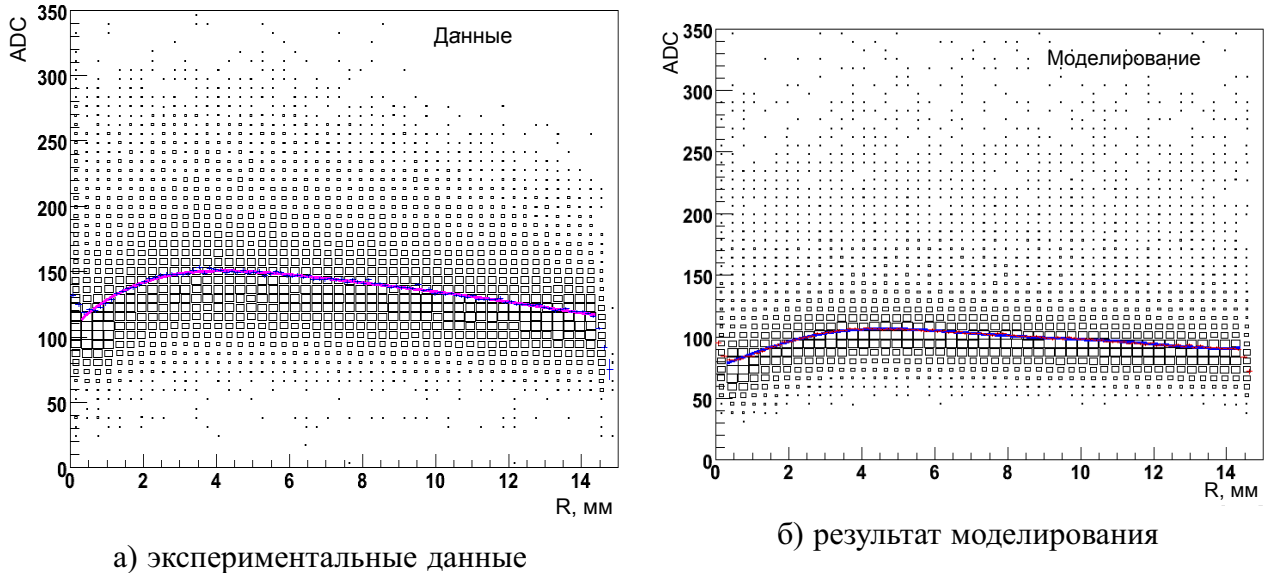


Рис. 4.17: Количество отсчётов ADC в зависимости от расстояния между треком и анодом для мюонов в экспериментальных данных и в результатах моделирования. Сплошными линиями показаны аппроксимации двумерных распределений полиномами шестой степени.

Усечённое среднее, в котором выбрасывается измерение хита с максимальным скорректированным количеством отсчётов ADC, используется в дальнейшем как оценка dE/dx на треке частицы в MDTs.

Зависимости MDT dE/dx от $\beta\gamma$ для мюонов в экспериментальных данных, а также для тяжёлых одно- и двухзарядных частиц показаны на рисунке 4.18, на котором заметен релятивистский рост ионизационных потерь частиц, что говорит о правильности используемого подхода.

Сравнение между экспериментальными данными и результатами ММК для величин MDT dE/dx показано на рисунке 4.19.

Следует заметить, что связь между временем превышения сигнала над порогом в TRT (количеством отсчётов ADC в MDT) и величиной ионизационных потерь энергии частиц, вообще говоря, носит нелинейный характер, причём степень нелинейности увеличивается с ростом заряда искомых частиц, и качество моделирования отклика детектора на такие частицы может быть ограничено из-за эффектов насыщения. Тем не менее, как будет показано в следующих главах, анализ практически не чувствителен к этим эффектам, поскольку в нём

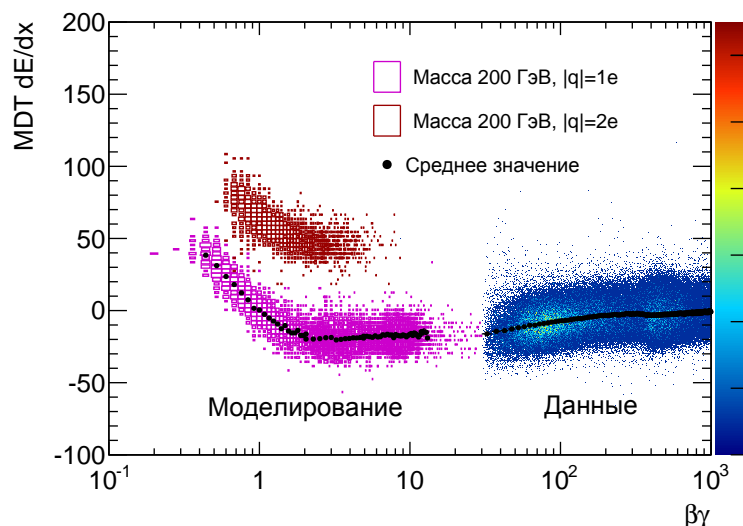


Рис. 4.18: Зависимость MDT dE/dx от $\beta\gamma$ для мюонов в экспериментальных данных, а также тяжёлых частиц с зарядами $|q| = 1e$ и $|q| = 2e$. Чёрными точками показаны средние распределения однозарядных частиц в результатах моделирования и мюонов в экспериментальных данных.

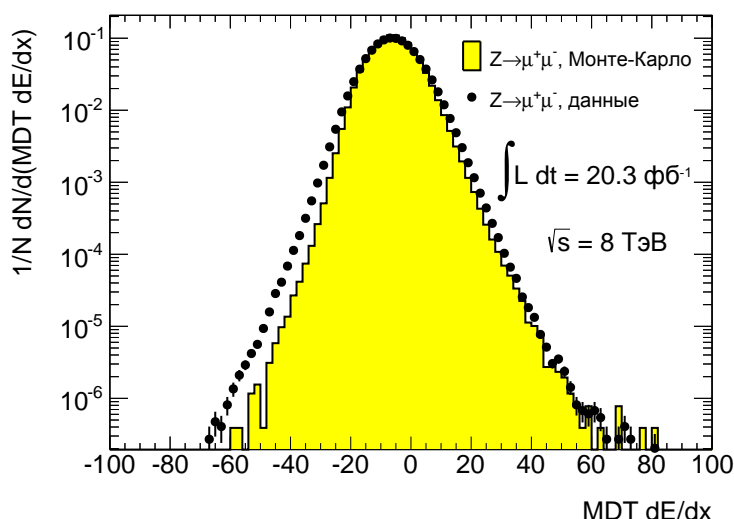


Рис. 4.19: Сравнение спектров ионизационных потерь мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в мониторируемых дрейфовых трубках в экспериментальных данных и в результате моделирования.

используются не точные значения потерь искомым частиц, а всего лишь нижние ограничения на соответствующие значения потерь.

Из анализа распределений на рисунках 4.5, 4.10, 4.11, 4.13 (а), 4.14, 4.15 и 4.19 было получено, что степень несоответствия между результатами моделирования ионизационных потерь мюонов в соответствующих детекторах и значениями их потерь, измеренными в эксперименте, не превышает 15%.

Методы отбора триггером событий, вычисления эффективности мюонного триггера и измерения потерь энергии частиц на ионизацию в детекторах ATLAS, описанные в этой главе, составляют основу поиска многозарядных частиц, как будет показано в двух следующих главах. Разработанные методы могут быть использованы (с небольшими модификациями, связанными с разными условиями проведения эксперимента: большей энергией протонных пучков, большей загрузкой детекторов и пр.) вплоть до завершения работы эксперимента ATLAS, а также и в других коллайдерных экспериментах.

Глава 5

Анализ экспериментальных данных 2011 года

Перед тем, как постулировать что-либо о возможном существовании или отсутствии искомых многозарядных частиц, проводится статистический анализ, представляющий собой численный эксперимент. Опуская подробности, можно сказать, что определяется область в пространстве параметров, в которой ожидается небольшой вклад от фоновых процессов и значительный вклад от возможных сигнальных процессов, связанных с многозарядными частицами. Если в этой области наблюдаемое число событий будет значительно превосходить ожидаемый фон, будет заявлено об открытии таких частиц; в противном случае, когда разница между сигналом и фоном не является статистически значимой или же фон даже преобладает над наблюдаемым сигналом, можно уточнить верхние пределы на сечения рождения этих частиц.

Все события в экспериментальных данных 2011 года сначала проходят предварительный отбор на существование в них хотя бы одного мюона («мюонное фильтрование»). Далее из оставшихся событий выбрасываются все те, которые были записаны во время сбоя в работе детекторов ATLAS, что может привести к недостоверности полученных данных («Good Runs List»- фильтрование или GRL-отбор). Затем сегменту трека в мюонной системе каждого мюона (в каждом событии) ставится в соответствие сегмент, восстановленный внутренним детектором, причём оба должны отвечать критериям предварительного отбора, описанным далее в главе 5.3.1, которые, в основном, определяют кинематическую область поиска треков и гарантируют их высокое качество с точки зрения достаточного количества хитов в разных детекторах, по которым впоследствии восстанавливается трек. Восстановленный трек мюона проверяется на удовлетворение критериям отбора триггером и фильтром, в том числе одно из условий состоит в том, что именно этот мюон должен заставить сработать триггер («зажечь триггер»). Следующим идёт условие на величину ионизационных потерь в пиксельном детекторе (или величину TRT f^{HT} – в зависимости от заряда искомых частиц), превышающую некоторый заранее определённый с помощью моделирования порог.

Если событие удовлетворяет критериям отбора событий, а мюон – критериям отбора треков, две характеристики такого мюона – производные от ионизационных потерь в детек-

торе переходного излучения и мониторируемых дрейфовых трубках — также проверяются на превышение заранее определённых порогов. В случае превышения как для TRT, так и для MDTs считается, что искомая частица найдена. В итоге на основании числа таких найденных частиц во всех отобранных событиях или заявляется об открытии нового типа частицы или вычисляются верхние пределы на их сечение рождения.

Вообще говоря, метод поиска многозарядных частиц в экспериментальных данных 2011 и 2012 годов на самом деле один и тот же, но с небольшими изменениями, обусловленными главным образом разными энергиями пучков протонов и разными загрузками детекторов. В этой главе будет представлен основополагающий метод, а в главе 6 — изменения в этом методе для анализа экспериментальных данных 2012 года.

5.1 Используемые экспериментальные данные

В данном анализе использовались два типа экспериментальных данных: выборка, содержащая все события, в которых сработал мюонный триггер — собственно для поиска многозарядных частиц (dESD_SGLMU) и выборка, содержащая все события с распадами $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ — для описанного выше сравнения поведения переменных в экспериментальных данных и в результатах моделирования (dESD_ZMUMU).

На самом деле, из-за ограниченной частоты триггера и объёма дискового пространства на события из первой выборки накладываются требования не только наличия хотя бы одного мюона и на то, что этот мюон должен «зажечь» триггер, а ещё и на импульс такого мюона: каждое событие иметь либо по крайней мере один мюон с поперечным импульсом $p_T > 75$ ГэВ, или по крайней мере два мюона, каждый из которых имеет $p_T > 15$ ГэВ.

В каждом событии второй выборки был восстановлен Z^0 -бозон по распаду на два мюона, но кроме этих мюонов такие события содержат и другие мюоны, рождающиеся в pp -столкновении. А для сравнения поведения переменных в экспериментальных данных и результатах моделирования необходимо отобрать треки мюонов именно от распадов Z^0 -бозонов. Для этого, согласно рекомендациям (см. [98]) рабочей группы ATLAS, занимающейся физикой SM, на каждый мюон в событии накладывается набор ограничений, доказавший свою эффективность (отбор максимального числа мюонов именно от распада Z^0 при минимальном уровне неверной идентификации) в результатах моделирования с проверкой на генераторном уровне, после прохождения которого утверждается, что данный мюон родился от распада Z^0 -бозона. Вкратце ограничения состоят из требований на поперечный импульс мюона $p_T > 20$ ГэВ и псевдобыстроту $|\eta| < 2.4$, после чего оставшиеся мюоны разбиваются на пары, и для каждой пары проверяются противоположность зарядов двух мюонов и величина димюонной массы в интервале $81 \text{ ГэВ} < M_{\mu^+ \mu^-} < 101 \text{ ГэВ}$. Если все условия выполняются, то характеристики такого мюона (главным образом, ионизационные потери в различных детекторах), сравниваются между экспериментальными данными и результатами моделирования.

В данном анализе используются периоды сеансов измерений от F до M. Периодом называется набор из нескольких сотен или тысяч индивидуальных сеансов, сгруппированных для удобства последующей обработки соответствующих набранных данных (см. [99]), причём первый в году период всегда называется “А”. Причина, по которой анализ не использует первые пять периодов 2011 года, заключается в отсутствии в экспериментальных данных необходимого в данном случае «фильтра событий» EF_mu18_medium вплоть до конца периода E, что приводит к потере около 6% накопленной за 2011 год статистики. Суммарно в выборке файлов формата dESD_SGLMU содержится около 26.4 миллионов событий. Таким образом, анализ (а также сравнение поведения переменных в экспериментальных данных и результатах моделирования) использует данные сеансов измерений 182013 – 191933, набранные с мая по октябрь 2011 года (см., например, [100]).

5.1.1 Отбор сеансов измерений с максимальной работоспособностью экспериментального комплекса

ATLAS — крайне сложный аппарат, поэтому во время столкновений протонов статус детектора может меняться. Например, если часть внутреннего детектора перестала работать из-за какого-либо рода поломки или ошибки, оставшаяся часть ATLAS будет всё ещё работоспособной, однако с уменьшенными возможностями детектирования частиц. Та же ситуация может происходить не с детекторами, а с самим ускорительным комплексом. В каждый момент времени статус работоспособности детекторов и ускорителя записывается в базу данных, которая впоследствии используется для составления “Good Runs List” — списка номеров сеансов измерений, в которых работоспособность всего комплекса была максимальной (или, в общем случае, отвечающей потребностям конкретного анализа). Монте-Карло симуляция моделирует только самые критические сбои, длящиеся по крайней мере несколько месяцев.

Важно отметить, что системы восстановления треков и триггеры используют все без исключения детекторы ATLAS, поэтому даже если данный анализ явным образом не использует какой-либо из детекторов, сбой в его работе может привести, например, к неверному восстановлению треков. Именно поэтому такое событие целиком исключается.

Исключение таких событий приводит к снижению интегральной светимости, зарегистрированной ATLAS. Так, на рисунке 3.2 было указано значение $\mathcal{L} = 5.25 \text{ фб}^{-1}$ за 2011 год, но из-за GRL-отбора событий для реального анализа остаётся только 4.7 фб^{-1} . Кроме того, как было указано в предыдущей главе, данный анализ теряет чуть больше 6% статистики при исключении первых пяти периодов измерений в 2011 году. В итоге, эффективная интегральная светимость этого анализа становится равной $\mathcal{L}_{\text{effective}} = 4.4 \text{ фб}^{-1}$.

5.2 Выборки с результатами моделирования

В анализе используются два типа выборок с результатами моделирования. Первый тип — моделирование сигнала от многозарядных частиц «внутри» стандартного события, то есть

кроме сигнальных частиц в файл записаны частицы SM, рождающиеся в столкновении протонов, как и будет в реальном событии на ускорителе в случае существования таких частиц. Второй тип — распады Z^0 -бозона на пару мюонов, необходимые для сравнения поведения переменных. Как будет показано дальше, в работе применяется метод оценки фона на основании экспериментальных данных, а не результатов моделирования, поэтому выборки с результатами моделирования различных КХД-процессов здесь не используются.

Чтобы не вносить несоответствий в анализ, экспериментальные данные и результаты моделирования используют одни и те же форматы данных для соответствующих задач.

5.2.1 Сигнальные выборки с многозарядными частицами

Сигнальные выборки получены с использованием полной симуляцией детектора ATLAS в программной среде GEANT4, а последующие восстановление событий и анализ происходят таким же образом, как и в экспериментальных данных. Эти выборки используются в основном для определения эффективности поиска, вычисления систематических погрешностей и пределов на сечения рождения многозарядных частиц.

Всего было смоделировано 35 выборок с многозарядными (заряды $\pm 2e$, $\pm 3e$, $\pm 4e$, $\pm 5e$, $\pm 6e$) частицами с разными массами, каждая по 10000 событий: $M = 50, 100, 200, 300, 400, 500$ и 600 ГэВ. В каждом событии сгенерированы, помимо прочих частиц, две сигнальные. Из-за малого числа сигнальных частиц в выборках с массой 50 ГэВ, остающихся после ограничений, диктуемых форматом выборки, для сигнальных частиц этих выборок было решено ввести фильтры на уровне генератора:

$$\frac{p_T^{\text{true}}}{|q|} > 15 \text{ ГэВ} \quad (5.1)$$

и увеличить число событий до 20000. Таким образом, только те сигнальные частицы, поперечный импульс которых удовлетворяет этому неравенству, записываются в события. Остальные выборки не имеют такого фильтра, и число событий в них равно 10000. Поскольку для вычисления пределов на сечение рождения параметры сигнальных частиц всех масс необходимо унифицировать, было определено, на сколько увеличивается таким образом статистика относительно случая без этого фильтра. На выборках без фильтра, определяемого условием 5.1, вычислена доля событий $\varepsilon_{\text{fictional M50 filter}}$, в которых обе сигнальные частицы удовлетворяют выражению 5.1 (то есть доля событий, прошедших фильтр, если бы он был). Кроме того, существует внутренняя эффективность самого фильтра $\varepsilon_{\text{M50 filter internal}}$, то есть вероятность, с которой в случае с фильтром обе сигнальных частицы в событии будут удовлетворять неравенству 5.1. Тогда искомая полная эффективность будет равна

$$\varepsilon_{\text{M50 truth filter}} = \varepsilon_{\text{fictional M50 filter}} \cdot \varepsilon_{\text{M50 filter internal}} \quad (5.2)$$

Обе эти вероятности, а также их произведение согласно формуле 5.2 приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1: Значения доли событий, в которых обе сигнальные частицы удовлетворяют выражению 5.1 в случае отсутствия фильтра; доли событий, в которых обе сигнальные частицы удовлетворяют выражению 5.1 в случае наличия фильтра; произведение этих величин, представляющее собой величину, на которую увеличивается выход частиц в случае наличия фильтра.

Заряд частиц	$\varepsilon_{\text{fictional M50 filter}}$	$\varepsilon_{\text{M50 filter internal}}$	$\varepsilon_{\text{M50 truth filter}}$
$\pm 2e$	49.0	86.6	42.5
$\pm 3e$	27.1	84.0	22.8
$\pm 4e$	15.1	82.6	12.5
$\pm 5e$	9.0	82.6	7.4
$\pm 6e$	5.6	82.3	4.6

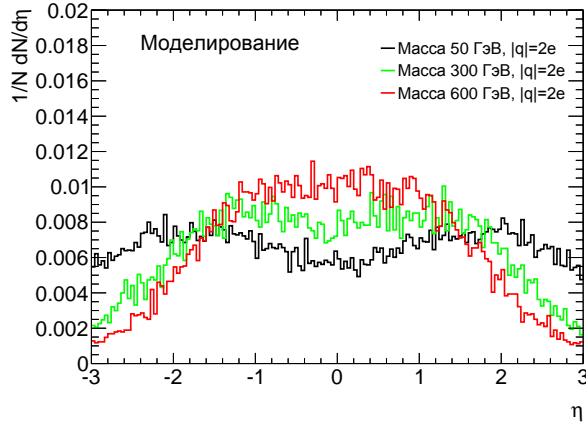
В дальнейшем в главах, начиная с главы 5.5, на эти значения будут умножены все эффективности, соответствующие частицам с массой 50 ГэВ.

Моделирование частиц в каждой из этих выборок, включая частицы массой 50 ГэВ, состояло из следующих шагов:

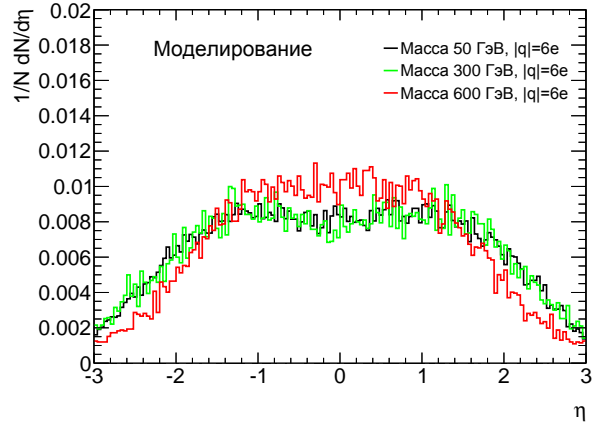
- моделирование кинематических распределений пар сигнальных частиц в MADGRAPH 5.0;
- генерация событий, используя:
 1. функцию распределения партонов STEQBL1 (описание в [101]);
 2. PYTHIA 6.425;
 3. релиз ATHENA 16.6.8.4 с параметрами генерации событий e1388 (см. [102]);
- Моделирование отклика детектора в релизе ATHENA 16.6.7.18 с набором параметров s1372 (см. [103]);
- Оцифровка и восстановление событий с использованием:
 1. релиза ATHENA 17.0.6.16 с параметрами r3802 (см. [104]);
 2. дополнительных наложенных смоделированных pp -столкновений в каждом пересечении сгустков протонов для воспроизведения эффекта «наложения» событий.

Распределения на уровне генератора по псевдобыстроте η , скорости β и поперечному импульсу, делённому на заряд $p_T/|q|$ сигнальных частиц при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ показаны на рисунках 5.1, 5.2 и 5.3 соответственно.

Здесь необходимо отметить целесообразность приведения переменной $p_T/|q|$ вместо p_T . Дело в том, что система восстановления треков ATLAS, вычисляя импульс частицы по кривизне её трека согласно формуле 3.1, а затем и поперечный импульс, полагает заряд частицы всегда равным по модулю единице. Другими словами, при сравнении многозарядной частицы с мюоном, в случае многозарядной частицы левая часть формулы 3.1 действительно станет в $|q|$ раз меньше, но не из-за множественного заряда частицы, а из-за в $|q|$ раз меньшего восстановленного импульса и по-прежнему единичного заряда. На уровне же генератора,

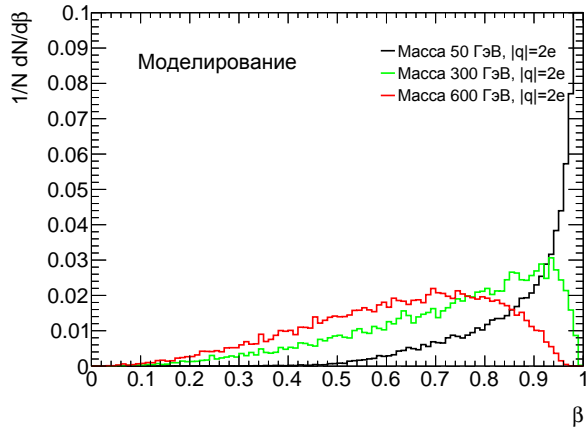


а) $q = \pm 2e$

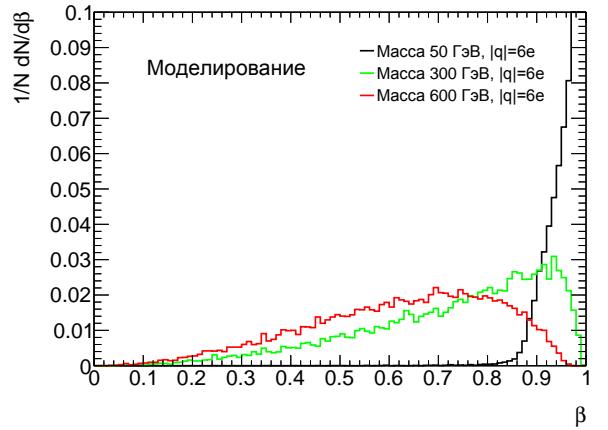


б) $q = \pm 6e$

Рис. 5.1: Распределения псевдобыстроты η частиц с массами 50, 300, 600 ГэВ и зарядами $\pm 2e$ (а) и $\pm 6e$ (б).



а) $q = \pm 2e$



б) $q = \pm 6e$

Рис. 5.2: Распределения скорости β частиц с массами 50, 300, 600 ГэВ и зарядами $\pm 2e$ (а) и $\pm 6e$ (б).

на котором построены эти распределения, ситуация иная: заряд известен заранее, просто потому что он задаётся при генерации частиц, и поэтому импульс явно делится на заряд. Таким образом то, что называется поперечным импульсом в восстановленных данных или результатах моделирования, на уровне генератора в моделировании соответствует поперечному импульсу, делённому на заряд: $p_T^{\text{reco}} = \frac{p_T^{\text{MC truth}}}{|q^{\text{true}}|}$.

В таблице 5.2 представлены значения сечений рождения моделированных пар многозарядных частиц по модели Дрелла-Яна, вычисленных с помощью MADGRAPH.

Треки многозарядных частиц, как и любых других электрически заряженных частиц, загибаются под действием соленоидального магнитного поля в плоскости R - ϕ и являются прямыми в плоскости Y - Z (см. главу 3.2.1).

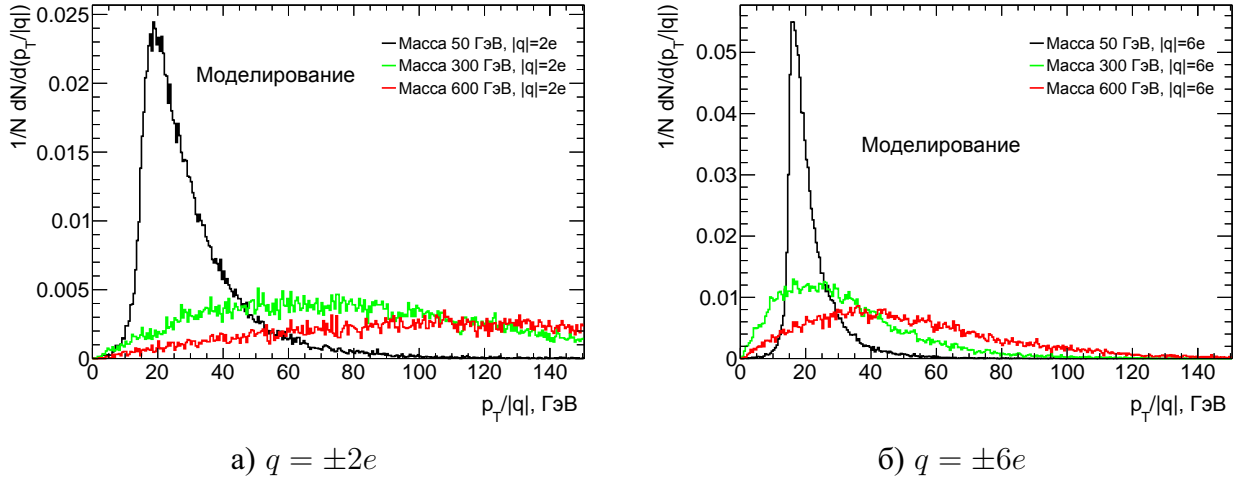


Рис. 5.3: Распределения поперечного импульса, делённого на заряд $p_T/|q|$ частиц с массами 50, 300, 600 ГэВ и зарядами $\pm 2e$ (а) и $\pm 6e$ (б).

Таблица 5.2: Сечения рождения моделированных пар многозарядных частиц по модели Дрелла-Яна в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Масса частиц, ГэВ	Сечения рождения, пб				
	Заряд $\pm 2e$	Заряд $\pm 3e$	Заряд $\pm 4e$	Заряд $\pm 5e$	Заряд $\pm 6e$
50	15.91	35.79	63.63	99.42	143.16
100	1.54	3.47	6.17	9.65	13.89
200	0.11	0.26	0.45	0.71	1.023
300	0.020	0.045	0.080	0.12	0.180
400	0.005	0.011	0.020	0.031	0.045
500	0.002	0.0034	0.006	0.0094	0.014
600	0.0005	0.0011	0.002	0.0032	0.0046

5.2.2 Выборки с распадами $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ для сравнения поведения переменных в экспериментальных данных и результатах моделирования

Необходимо отметить две особенности, связанные с работой с этой выборкой. Во-первых, хотя она и включает в себя информацию на уровне генератора, её нельзя использовать в анализе: сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования должно производиться одним и тем же программным кодом. Во-вторых, в событиях этой выборки распад $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ генерируется, а в событиях в аналогичных выборках в экспериментальных данных — восстанавливается. То есть даже если распад был смоделирован, это ещё не значит, что оба мюона восстановились, а в экспериментальных же данных каждое событие точно содержит эту пару мюонов.

5.3 Отбор событий и кандидатов

Все события в экспериментальных данных и в результатах ММК проходят предварительное «мюонное фильтрование». В случае экспериментальных данных после этого события

проходят GRL-отбор, затем практически вся работа ведётся на уровне «объединённого мюонного трека», который должен удовлетворять условиям предварительного и триггерного отборов. После этого проверяется условие на достаточно большие потери на ионизацию в пиксельном детекторе в случае поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$ или на достаточно большую долю хитов на треке TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде со straw в случае поиска частиц с зарядами $3e \leq |q| \leq 6e$. Если все эти условия выполнены, величины dE/dx в TRT и MDTs такого трека наносятся на плоскость, представляющую собой двумерную гистограмму из соответствующих величин. В случае, если ионизационные потери в TRT и MDTs будут больше соответствующих пороговых значений (разных для случаев поиска частиц с $|q| = 2e$ и $3e \leq |q| \leq 6e$), то будет считаться, что многозарядная частица найдена.

5.3.1 Предварительный («мягкий») отбор

Файлы с данными содержат два контейнера переменных, имеющих отношение к трекам мюонов. Это сегменты треков, восстановленные во внутреннем детекторе и в мюонной системе. По умолчанию эти две категории не связаны друг с другом¹, поэтому, чтобы получить единый трек мюона во всём детекторе, необходимо сопоставить две части друг с другом. Эта процедура производится путём поиска пары объектов с минимальным расстоянием друг от друга на плоскости η - ϕ :

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{ID} - \eta_{MS})^2 + (\phi_{ID} - \phi_{MS})^2}. \quad (5.3)$$

Для того чтобы алгоритм ассоциировал сегмент трека во внутреннем детекторе (ID) с сегментом в мюонной системе (MS), он вычисляет такое расстояние для каждой пары сегментов обоих контейнеров, и если минимальное расстояние в событии оказывается ниже порога $\Delta R < \Delta R_{\min} = 5 \cdot 10^{-3}$, то такие два сегмента называются объединённым мюонным треком.

Итак, после отбора событий методами, описанными в предыдущей главе, для сегментов в мюонной системе требуется, чтобы он был восстановлен muID-алгоритмом (описан, например, в [105]) и чтобы на нём был хотя бы один хит в MDTs для оценки MDT dE/dx . Кроме того, на сегмент накладывается дополнительное техническое условие, напрямую связанное с триггерным отбором, о котором пойдёт речь в следующей главе: поскольку в итоге все сегменты, не относящиеся к частице, вызвавшей срабатывание триггера, будут отброшены, то желательно заранее снизить число вероятных кандидатов на такие сегменты с целью уменьшения вероятности неверного сопоставления сегмента с треком, а потом, в свою очередь, и с треком частицы, вызвавшей срабатывание триггера в данном событии. Одним из условий на срабатывание триггера, как видно из его названия, является «среднее» (“medium”)

¹Точнее, связаны, но не полностью: самая общая информация о треке, такая как p_T , η , число хитов на отрезке трека в TRT и прочее связана; однако специфические переменные типа ионизационных потерь в детекторе переходного излучения, необходимые лишь для очень ограниченного числа анализов, существуют лишь в том контейнере, к которому эта переменная относится.

качество восстановленного сегмента, поэтому все сегменты с качеством, ниже «среднего», отбрасываются именно на этом этапе.

В свою очередь требования на сегменты, восстановленные внутренним детектором, перечислены в таблице 5.3.

Таблица 5.3: Список ограничений на параметры сегментов трека во внутреннем детекторе, применяемых до их сопоставления с сегментами, восстановленными мюонной системой.

Параметр	Ограничение
Поперечный импульс	$p_T > 20$ ГэВ
Псевдобыстрота	$ \eta < 2.0$
Поперечный прицельный параметр (расстояние между точкой наибольшего приближения трека (перигея) и соответствующей первичной вершиной)	$d_0 < 1.5$ мм
Продольный прицельный параметр	$ z_0 \sin \theta < 1.5$ мм
Число хитов в SCT	$N_{\text{SCT hits}} \geq 6$
Число хитов в TRT	$N_{\text{TRT hits}} \geq 10$
Величина TRT dE/dx	Определена

Затем происходит сопоставление оставшихся сегментов внутреннего детектора с сегментами мюонной системы, и на выходе алгоритма получается единый трек с параметрами, вычисленными как с помощью внутреннего детектора, так и мюонной системы.

Наконец, если работа ведётся с результатами моделирования, а не с экспериментальными данными, аналогичным образом такой единый трек сопоставляется с треком сгенерированной многозарядной частицы (обозначается далее как “сигнальная truth-частица”), причём на её параметры с самого начала накладываются два ограничения из тех, которые накладываются на сегмент трека, восстановленный внутренним детектором: на поперечный импульс и псевдобыстроту.

В итоге мы получаем единый восстановленный трек, принадлежащий сигнальной truth-частице.

5.3.2 Триггерный отбор

В качестве триггера используется фильтр событий `EF_mu18_medium`, который срабатывает при наличии в событии хотя бы одного мюона с $p_T > 18$ ГэВ. В экспериментальные данные 2011 года формата `dESD_SGLMU` он был включён только начиная с периода F, что привело к исключению данных первых пяти периодов A-E из этого анализа (см. главу 5.1). Затем два фильтра из тех, которые отбирали события из ESD в `dESD_SGLMU`, применяются ещё раз на уровне анализа (то есть оффлайн относительно процесса создания выборок), чтобы оставить только те, в которых имеется либо по крайней мере один мюон с поперечным импульсом $p_T > 75$ ГэВ, или по крайней мере два мюона, каждый из которых имеет $p_T > 15$ ГэВ, и выбросить все остальные события. Кроме того, на объединённые мюонные

треки (далее просто «треки») накладывається условие, что именно этот трек вызвал срабатывание триггера (трек сопоставлен в пространстве с объектом, вызвавшим срабатывание триггера), и работа далее ведётся только с теми треками, которые прошли этот отбор.

5.3.3 Основной отбор

Как только кандидаты на роль многозарядных частиц прошли предварительный и триггерный отборы, от них требуется пройти «жёсткий» отбор для значительного снижения вклада от фона практически без потери сигнала. Для этого вводится понятие «значимости» ионизационных потерь в детекторе, объяснение которому даётся в следующей главе.

5.3.3.1 «Значимость» ионизационных потерь (Pixel, TRT, MDT)

Поскольку все три детектора, используемые в данной работе для измерения в них потерь энергии на ионизацию, меряют эти величины в разных относительных единицах, была разработана унифицирующая переменная, называемая «значимость» потерь. Для каждого детектора она вычисляется как

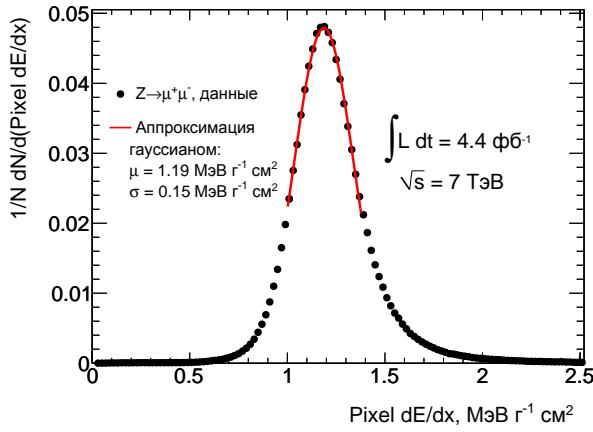
$$S = \frac{\frac{dE}{dx} - \mu_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}}{\sigma_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}}, \quad (5.4)$$

где dE/dx — вычисленные ионизационные потери данного мюона (или многозарядной частицы) в относительных единицах, а $\mu_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}$ и $\sigma_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}$ — параметры аппроксимации гауссианом спектров ионизационных потерь мюонов от распада Z^0 -бозонов в экспериментальных данных (см. рисунки 4.5, 4.10, 4.19). Таким образом, эта величина представляет собой разницу между наблюдаемой величиной ионизационных потерь частицы и ожидаемой от мюонов от распада Z^0 -бозонов в экспериментальных данных, измеренную в единицах среднеквадратичного отклонения последней. Спектры соответствующих распределений с аппроксимациями представлены на рисунке 5.4.

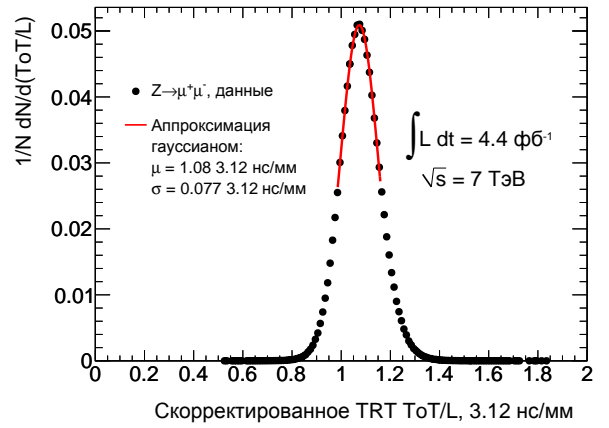
Для TRT и MDTs эти величины представляют собой оценку потерь, в то время как пиксельный детектор меряет ионизацию в абсолютных единицах ($\frac{\text{МэВ}\cdot\text{см}^2}{\text{г}}$). Единицы потерь в TRT — это скорректированное время превышения амплитуды сигнала над порогом, разбитое на промежутки по 3.12 нс, делённое на длину трека в straw в миллиметрах. Для MDTs единицами является число отсчётов ADC, пропорциональное накопленному заряду, из которого вычтено среднее число отсчётов в данном бине по радиусу дрейфа, за вычетом максимального значения на треке, поэтому в этом случае вполне допустимы отрицательные величины.

Из этих аппроксимаций были получены значения $\mu_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}$ и $\sigma_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}$ для детекторов, потери на ионизацию частиц в которых используются в данном анализе. Эти значения для пиксельного детектора, TRT и MDTs представлены в таблице 5.4 для экспериментальных данных и, для сравнения, результатов ММК, хотя значения из результатов моделирования в анализе никак не участвуют.

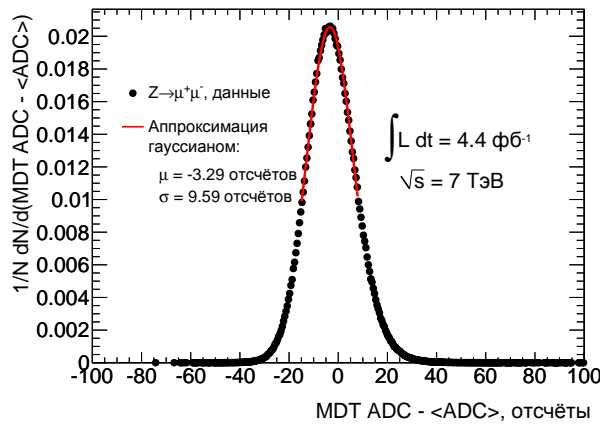
Заметим, что хотя величина ионизационных потерь и зависит от скорости частиц β , величины $\mu_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}$ и $\sigma_{Z^0 \text{ decay muons } dE/dx}$ не учитывают это свойство в том смысле, что если



а) Ионизационные потери в пиксельном детекторе



б) Ионизационные потери в TRT



в) Ионизационные потери в MDT

Рис. 5.4: Нормированные на единицу распределения ионизационных потерь от мюонов от распадов Z^0 -бозонов в экспериментальных данных в пиксельном детекторе (а), TRT (б) и MDT (в) в своих относительных единицах. Аппроксимации функциями Гаусса используются для вычисления значимости потерь.

взять другой набор мюонов (например, в другом интервале импульсов), то эти величины поменяются. Они вычислены из спектров всех мюонов от распадов Z^0 -бозонов в экспериментальных данных.

Вычисленная таким образом значимость потерь в дальнейшем используется для разделения многозарядных частиц и мюонов. Так, на рисунках 5.5, 5.6 и 5.7 представлено такое разделение в пиксельном детекторе, TRT и MDT.

5.3.3.2 Отборы по потерям на ионизацию в пиксельном детекторе и по доле кластеров с превышением верхнего порога по амплитуде на треке TRT («жёсткий» отбор)

Для двухзарядных частиц потери энергии на ионизацию в пиксельном детекторе являются очень характерной величиной, позволяющей снизить фон от мюонов на несколько порядков и в то же время потерять незначительную часть сигнала, как проиллюстрировано на рисунке 5.5.

Таблица 5.4: Значения параметров гауссиан спектров ионизационных потерь мюонов от распада Z^0 -бозонов в экспериментальных данных и результатах моделирования.

Детектор	μ_{Z^0} decay muons dE/dx в данных	σ_{Z^0} decay muons dE/dx в данных	μ_{Z^0} decay muons dE/dx в моделировании	σ_{Z^0} decay muons dE/dx в моделировании
Pixel	1.19	0.15	1.23	0.14
TRT	1.08	0.077	1.08	0.074
MDT	-3.29	9.59	-6.79	7.72

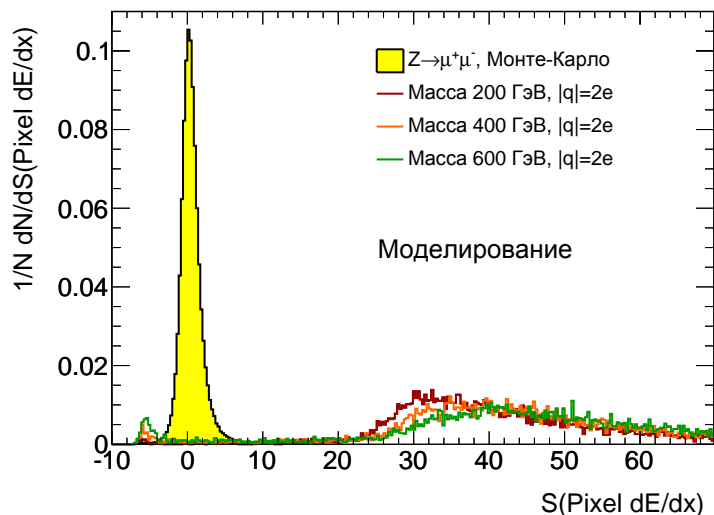
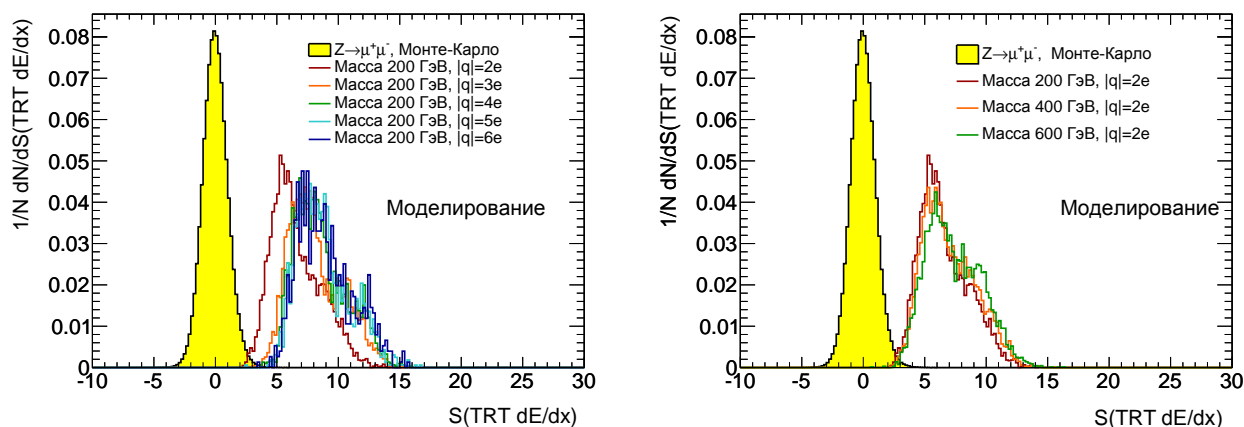


Рис. 5.5: Разделение по значимости ионизационных потерь в пиксельном детекторе между мюонами от распада Z^0 -бозонов и двухзарядными частицами с массами 200, 400 и 600 ГэВ в результатах моделирования.

Требование на $S(\text{Pixel } dE/dx) > 10$, накладываемое на все треки сразу после прохождения ими предварительного отбора, достаточно хорошо разделяет области сигнала и фона (в отличие от случая зарядов, отличных от $\pm 2e$), как проиллюстрировано на рисунке 5.8. На нём в случае экспериментальных данных представлена доля треков со значимостью больше данной, в случае результатов моделирования — меньше данной. Красной вертикальной линией показано ограничение «жесткого» отбора. Вероятность искомым частице иметь $S(\text{Pixel } dE/dx) < 10$ равна $8 \cdot 10^{-3}$, а вероятность неверно идентифицировать мюон как двухзарядную частицу равна $2.5 \cdot 10^{-3}$.

Как показано в работе [83] в главе 4.1, ионизационные потери в пиксельном детекторе в экспериментальных данных и результатах моделирования показывают хорошее согласие даже для случая дейтронов. Как было сказано в главе 4.2.1, детектор измеряет время, в течение которого сигнал превышает порог, причём значение времени превышения такого порога минимально ионизирующей частицей будет равно примерно 30 условным единицам. Однако ограничения электроники приводят к тому, что значения времени, превышающие отметку в 255 условных единиц, будут потеряны, и пиксельный детектор не сможет определить заряд частицы с $|q| \geq 3e$ по методу превышения ТоТ. Это отчасти подтверждается пиками на $S(\text{Pixel } dE/dx) = -5$ на рисунке 5.5. Происхождение этих пиков объясняется частичным



а) Разделение по зарядам

б) Разделение по массам

Рис. 5.6: Разделение по значимости ионизационных потерь в TRT между мюонами от распада Z^0 -бозонов и многозарядными частицами в результатах моделирования: с зарядами от $q = \pm 2e$ до $q = \pm 6e$ и массой 200 ГэВ слева и зарядом $q = \pm 2e$ с массами 200, 400 и 600 ГэВ справа.

насыщением ионизацией электроники считывающих пикселей. Таким образом, ионизация, измеренная пиксельным детектором, используется в данной работе только для поиска двухзарядных частиц.

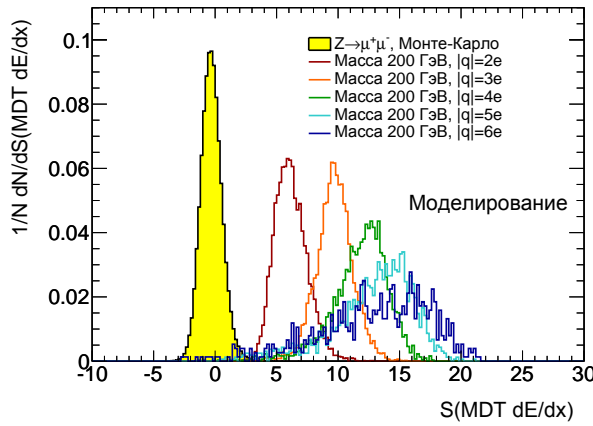
Для поиска частиц с зарядами $3e \leq |q| \leq 6e$ вместо требования на высокие потери на ионизацию в пиксельном детекторе применяется ограничение на долю хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде. Отличие спектров для частиц разных зарядов представлено на рисунке 5.9, а разделение фона и сигнала (за исключением случая $q = \pm 2e$) — на рисунке 5.10.

Из рисунка 5.10 видно, что условие «жесткого» отбора $f^{\text{HT}} > 0.4$ для поиска частиц с зарядами $3e \leq |q| \leq 6e$ подавляет фон в $\approx 10^3$ раз без какой-либо потери сигнала.

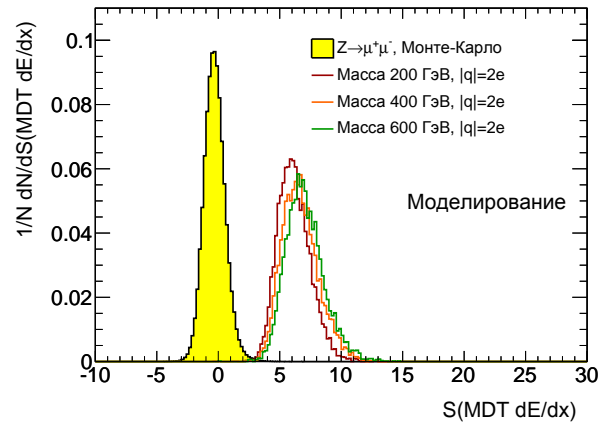
5.4 Финальный отбор и оценка фона

Финальный отбор треков производится с помощью переменных значимости потерь в TRT и MDT одновременно. На рисунках 5.11 и 5.12 представлены неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функция ограничения на значимость потерь на ионизацию в TRT и MDTs.

Отклик TRT на частицы с высокой ионизацией был исследован во время разработки детектора (см. [106]). Хотя моделирование может и не воспроизводить такой отклик в точности, оно в любом случае занижает его, а не завышает. С увеличением заряда взаимодействующей с детектором частицы возрастает вероятность образования самогасящегося стримерного разряда. Это будет означать, что последний бит внутри окна считывания будет являться задним фронтом сигнала, что только увеличит вероятность идентификации частиц с аномально высокой ионизирующей способностью.



а) Разделение по зарядам



б) Разделение по массам

Рис. 5.7: Разделение по значимости ионизационных потерь в MDT между мюонами от распада Z^0 -бозонов и многозарядными частицами в результатах моделирования: с зарядами от $q = \pm 2e$ до $q = \pm 6e$ и массой 200 ГэВ слева и зарядом $q = \pm 2e$ с массами 200, 400 и 600 ГэВ справа.

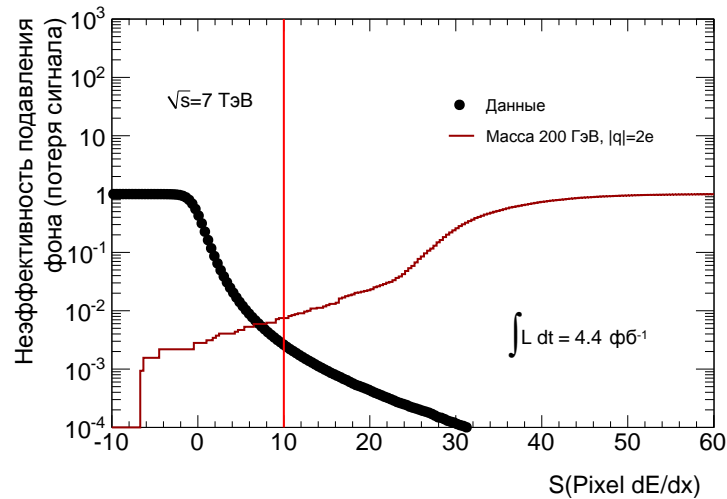


Рис. 5.8: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функции ограничения на отклонение ионизационных потерь от наиболее вероятных для мюонов из распадов Z^0 -бозонов для мюонов в экспериментальных данных и двухзарядных частиц с массой $m = 200$ ГэВ в результатах моделирования.

В итоге для оценки фона из экспериментальных данных используется так называемый ABCD-метод (описан в [107]). В данном случае он заключается в том, что из двух дискриминаторов ионизационных потерь, которые ещё не использовались в работе и которые не коррелируют между собой, строится двумерная плоскость, и все частицы (отдельно в экспериментальных данных и в результатах сигнального моделирования), прошедшие предыдущие отборы, наносятся на эту плоскость. Затем плоскость делится на четыре области (квадранта): в одном доминирует фон СМ, а другой – сигнал, а две другие области называются контрольными. Этот метод, как будет показано далее, позволяет оценить ожидаемое

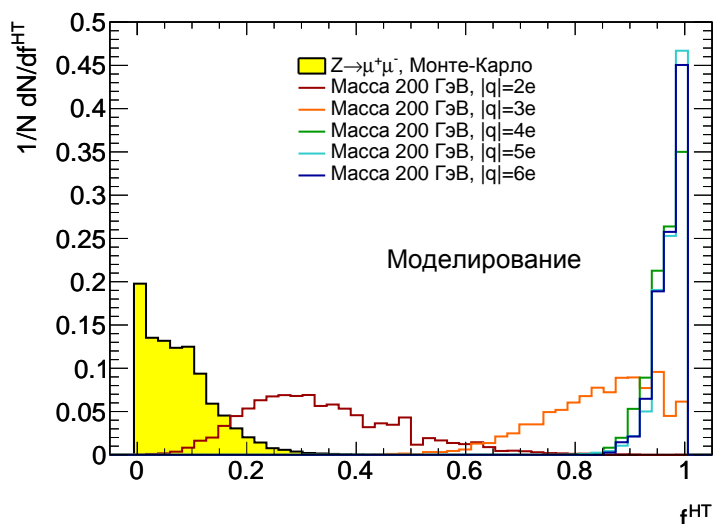


Рис. 5.9: Разделение по доле хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде между мюонами от распада Z^0 -бозонов и многозарядными частицами в результатах моделирования: с зарядами от $q = \pm 2e$ до $q = \pm 6e$ и массой 200 ГэВ.

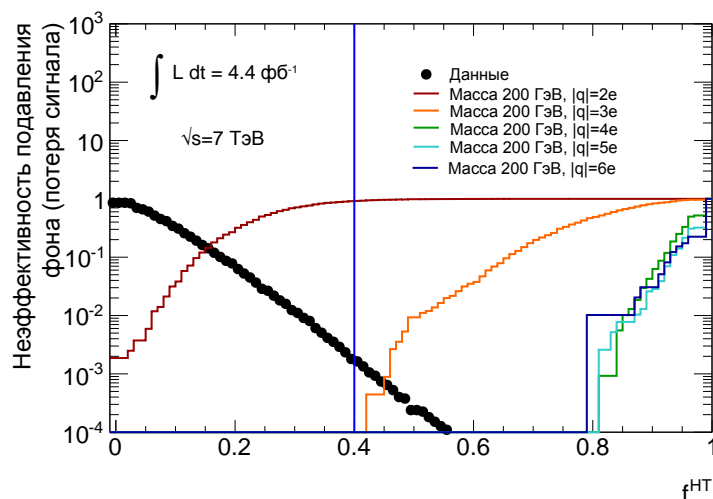


Рис. 5.10: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функции ограничения на долю хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде для мюонов в экспериментальных данных и многозарядных частиц с массой $m = 200$ ГэВ в результатах моделирования.

число кандидатов в сигнальной области из фона, экстраполируя на неё фон из всех трёх несигнальных областей.

Отметим, что особенностью данной работы является «слепой анализ». Это значит, что при наложении любых ограничений, будь то предварительный, триггерный, «жесткий», финальный отборы или отборы событий, сигнальная область была специально «закрыта» от исследователей. Это сделано для исключения «человеческого фактора», то есть чтобы не

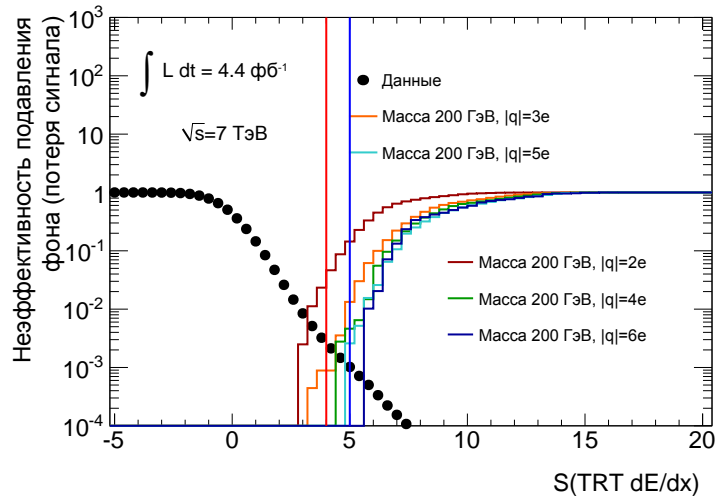


Рис. 5.11: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функция ограничения на значимость потерь на ионизацию в TRT для мюонов в экспериментальных данных и многозарядных частиц с массой $m = 200$ ГэВ в результатах ММК до «жёсткого» отбора. Красной вертикальной линией показано ограничение финального отбора для случая поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$, синей — $|q| \geq 3e$.

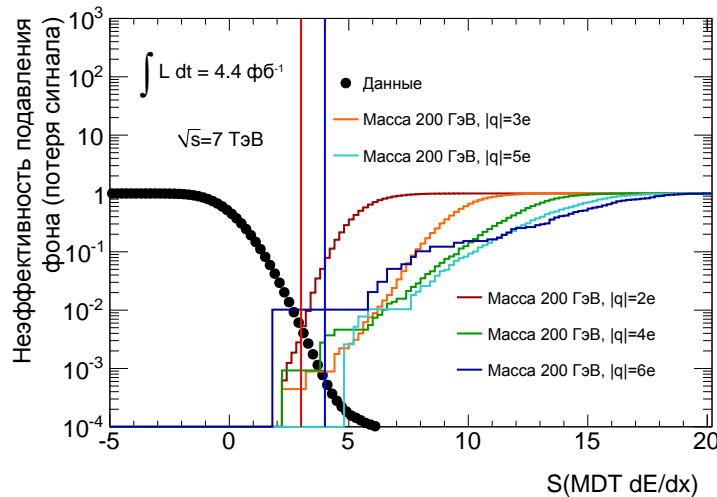


Рис. 5.12: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функция ограничения на значимость потерь на ионизацию в MDT для мюонов в экспериментальных данных и многозарядных частиц с массой $m = 200$ ГэВ в результатах ММК до «жёсткого» отбора. Красной вертикальной линией показано ограничение финального отбора для случая поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$, синей — $|q| \geq 3e$.

появлялось искушение поставить не более правильное с точки зрения физики ограничение, а то, которое даёт более «чистый» сигнал.

Итак, значимости ионизационных потерь в MDT, $S(\text{MDT } dE/dx)$, и в TRT, $S(\text{TRT } dE/dx)$, играют роль финальных переменных, отделяющих фон от сигнала. Такое применение ABCD-метода к данному анализу показано для семи исследуемых масс искомых частиц на рисун-

ке 5.13 (случай поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$) и на рисунке 5.14 (случай поиска частиц с зарядами $|q| = 6e$).

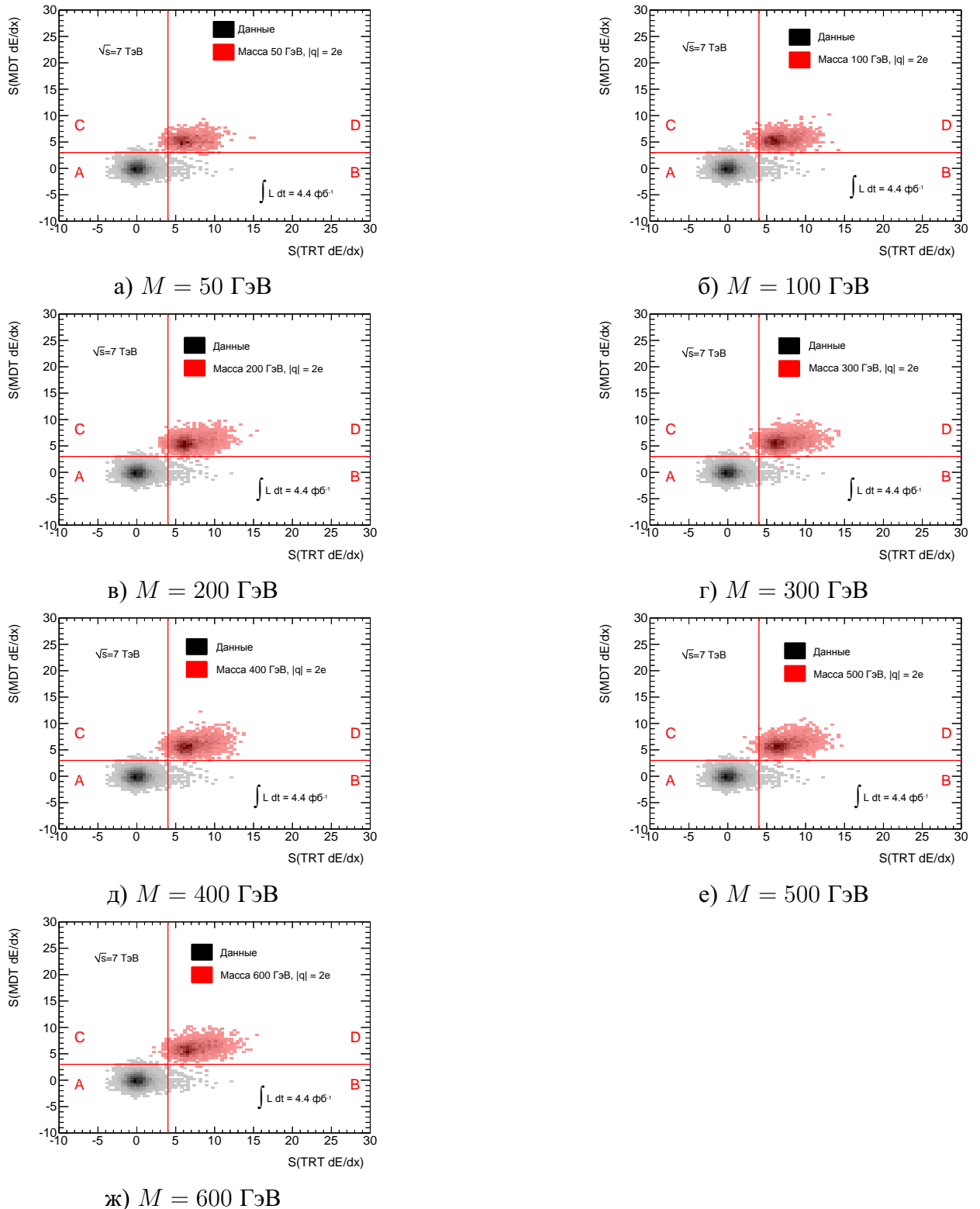
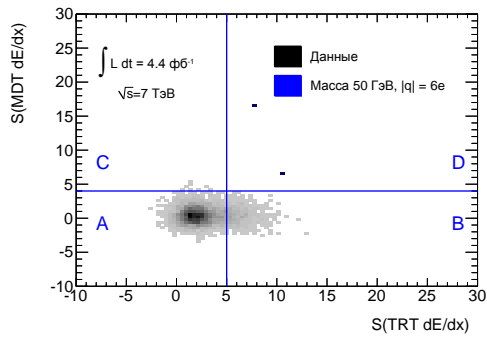
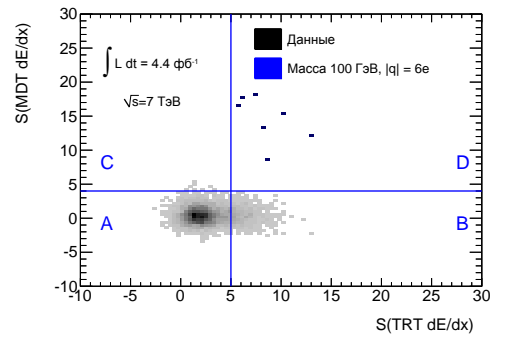


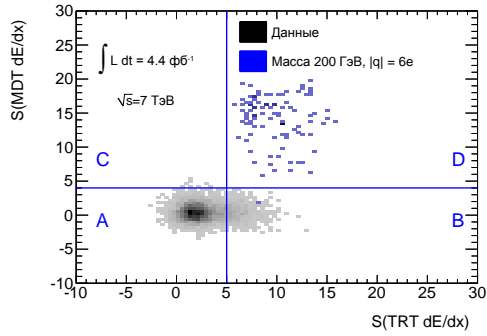
Рис. 5.13: Плоскости значимостей потерь в TRT и MDTs после «жёсткого» отбора для случая поиска многозарядных частиц с зарядом $|q| = 2e$. Показаны распределения мюонов в экспериментальных данных 2011 года (периоды F-M) в оттенках серого и двухзарядных частиц различных масс оттенками красного.



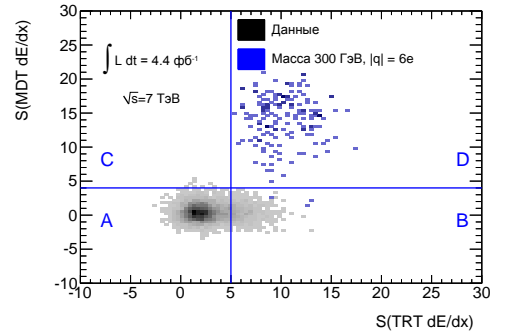
а) $M = 50$ ГэВ



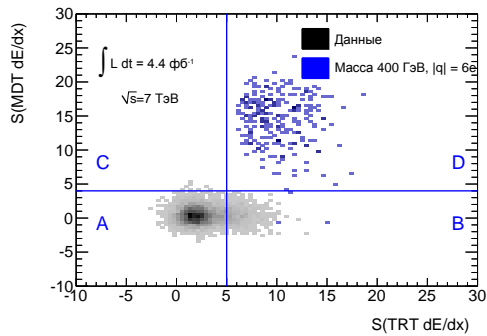
б) $M = 100$ ГэВ



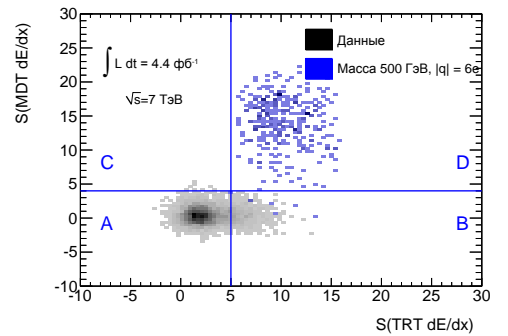
в) $M = 200$ ГэВ



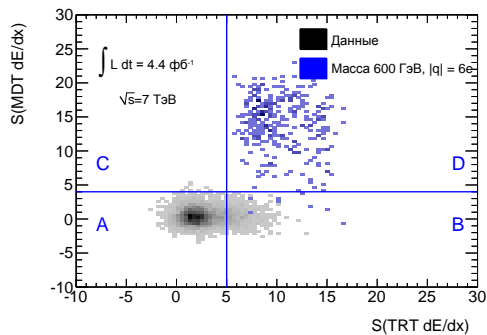
г) $M = 300$ ГэВ



д) $M = 400$ ГэВ



е) $M = 500$ ГэВ



ж) $M = 600$ ГэВ

Рис. 5.14: Плоскости значимостей потерь в TRT и MDTs после «жёсткого» отбора для случая поиска многозарядных частиц с зарядами $3e \leq |q| \leq 6e$. Показаны распределения мюонов в экспериментальных данных 2011 года (периоды F-M) в оттенках серого и многозарядных частиц с зарядом $|q| = 6e$ различными массами оттенками синего.

Сигнальные области, разные для поисков частиц с зарядами $|q| = 2e$ и $|q| \geq 3e$ (но одинаковые для всех исследуемых масс в каждом из этих случаев), определены как области с $S(\text{TRT } dE/dx) > 4$ и $S(\text{MDT } dE/dx) > 3$ для случая $|q| = 2e$ ($S(\text{TRT } dE/dx) > 5$ и $S(\text{MDT } dE/dx) > 3$ для случая $|q| \geq 3e$).

$dE/dx) > 4$ для случая $|q| \geq 3e$) и обозначены на рисунках 5.13 и 5.14 как “D”. Следует заметить, что вклад от экспериментальных данных, согласно методике «слепого» анализа, специально не приводится в квадранте D. Обозначения всех областей и ограничения на соответствующие величины значимостей потерь приведены в таблице 5.5.

Таблица 5.5: Определения областей, используемых для оценки фона в сигнальных квадрантах по ABCD-методу.

Область	Ограничение на значимость ионизационных потерь в TRT		Ограничение на значимость ионизационных потерь в MDT	
	Случай $ q = 2e$	Случай $ q \geq 3e$	Случай $ q = 2e$	Случай $ q \geq 3e$
A (фоновая)	$S(\text{TRT } dE/dx) < 4$	$S(\text{TRT } dE/dx) < 5$	$S(\text{MDT } dE/dx) < 3$	$S(\text{MDT } dE/dx) < 4$
B	$S(\text{TRT } dE/dx) > 4$	$S(\text{TRT } dE/dx) > 5$	$S(\text{MDT } dE/dx) < 3$	$S(\text{MDT } dE/dx) < 4$
C	$S(\text{TRT } dE/dx) < 4$	$S(\text{TRT } dE/dx) < 5$	$S(\text{MDT } dE/dx) > 3$	$S(\text{MDT } dE/dx) > 4$
D (сигнальная)	$S(\text{TRT } dE/dx) > 4$	$S(\text{TRT } dE/dx) > 5$	$S(\text{MDT } dE/dx) > 3$	$S(\text{MDT } dE/dx) > 4$

Наконец, ожидаемое число треков в экспериментальных данных $N_{\text{data}}^{\text{expected in D}}$ в каждом сигнальном квадранте может быть вычислено на основании их наблюдаемого количества в остальных областях — $N_{\text{data}}^{\text{observed in A}}$, $N_{\text{data}}^{\text{observed in B}}$ и $N_{\text{data}}^{\text{observed in C}}$ — по формуле 5.5:

$$N_{\text{data}}^{\text{expected in D}} = \frac{N_{\text{data}}^{\text{observed in B}} \cdot N_{\text{data}}^{\text{observed in C}}}{N_{\text{data}}^{\text{observed in A}}}. \quad (5.5)$$

Оно оказалось равно $N_{\text{data}}^{\text{expected in D}} = 0.41 \pm 0.08$ (стат.) ± 0.02 (сист.) для случая поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$ и $N_{\text{data}}^{\text{expected in D}} = 1.37 \pm 0.46$ (стат.) ± 0.07 (сист.) для случая поиска частиц с зарядом $|q| \geq 3e$. Статистическая погрешность происходит из относительных ошибок на количества треков в областях A, B и C, входящих в формулу 5.5. Природа систематической погрешности — степень применимости ABCD-метода в данном случае; условия и степень его применимости, а также расчёт погрешности будут описаны в главе 5.6.1. Количество наблюдаемых треков в несигнальных квадрантах приведены в таблице 5.6.

Таблица 5.6: Количество наблюдаемых частиц в экспериментальных данных в несигнальных областях после всех отборов.

Область	Число наблюдаемых треков в экспериментальных данных	
	Случай $ q = 2e$	Случай $3e \leq q \leq 6e$
A (фоновая)	$N_{\text{data}}^{\text{observed in A}} = 8543$	$N_{\text{data}}^{\text{observed in A}} = 4940$
B	$N_{\text{data}}^{\text{observed in B}} = 92$	$N_{\text{data}}^{\text{observed in B}} = 754$
C	$N_{\text{data}}^{\text{observed in C}} = 38$	$N_{\text{data}}^{\text{observed in C}} = 39$
D (сигнальная)	$N_{\text{data}}^{\text{observed in D}} - ?$ (скрыто)	$N_{\text{data}}^{\text{observed in D}} - ?$ (скрыто)

5.5 Эффективность поиска (чувствительность анализа)

Верхний предел на сечение рождения σ (ожидаемый или наблюдаемый) определяется из отношения

$$\sigma = \frac{N_{\text{data}}}{\varepsilon \cdot \mathcal{L}}, \quad (5.6)$$

где N_{data} — число ожидаемых или наблюдаемых треков в сигнальной области на уровне значимости $1 - \beta = 95\%$, \mathcal{L} — интегральная светимость проанализированных экспериментальных данных, ε — эффективность поиска. Эффективность включает в себя кинематический аксептанс, эффективность триггерного и прочих отборов и представляет собой отношение числа многозарядных частиц, которые удовлетворяют всем критериям отбора, к числу всех смоделированных событий. Иными словами, эффективность (чувствительность) анализа — удвоенная (из-за того, что в сигнальном событии в результатах моделирования всегда рождаются две многозарядные частицы) средняя вероятность обнаружить частицу в сигнальном квадранте D при условии, что она была смоделирована в событии.

Для модели Дрелла-Яна сечения рождения были приведены в таблице 5.2.

5.5.1 Кинематический аксептанс

Определение эффективности анализа начинается с вычисления усреднённого по событиям количества смоделированных объединённых мюонных треков многозарядных частиц, удовлетворяющих критериям как на сегменты треков, восстановленные внутренним детектором, так и на сегменты, восстановленные мюонной системой (см. главу 5.3.1). Очевидно, что для вычисления этой величины необходимо сопоставить в пространстве мюонный трек truth-треку сигнальной частицы, причём для уменьшения соответствующей погрешности для сопоставления берутся только те truth-треки, которые удовлетворяют условиям таблицы 5.3.

По аналогии с двумя несопоставленными контейнерами в восстановленных данных (см. главу 5.3.1), контейнеры, содержащие truth-информацию и восстановленную информацию о треке многозарядных частиц, также не связаны — эта связь производится только на уровне анализа. Тогда появляется единый объект — трек, несущий информацию как о факте, что это именно тот трек, который оставила смоделированная многозарядная частица, так и обо всех необходимых для анализа восстановленных параметрах этой частицы. Однако далеко не все параметры трека определены для truth-трека, из-за этого при сшивке объектов проверяются только два параметра из таблицы 5.3: ограничения $\frac{p_T}{|q_{\text{true}}|} > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.0$.

Тогда по определению кинематический аксептанс, включающий в себя эффективность реконструкции и геометрический аксептанс, определяет среднее число кандидатов, прошедших отборы, на событие:

$$\alpha_{\text{kin}} = \frac{N^{\text{Multi-charged objects after loose selection}}}{N^{\text{DY events}}}, \quad (5.7)$$

где $N^{\text{DY events}}$ — количество смоделированных событий до любых отборов, включая отбор фильтром dESD_SGLMU. В таблице 5.7 представлены значения кинематического аксептанса для всех исследуемых значений масс и зарядов многозарядных частиц.

Таблица 5.7: Значения кинематического аксептанса в процентах для семи исследуемых масс многозарядных частиц.

Масса, ГэВ	Кинематический аксептанс α_{kin} , %				
	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
50	18.84 ± 0.15	7.92 ± 0.08	1.87 ± 0.03	0.28 ± 0.01	0.06 ± 0.00
100	43.4 ± 0.5	27.3 ± 0.5	11.2 ± 0.3	2.90 ± 0.17	1.20 ± 0.11
200	62.2 ± 0.5	44.4 ± 0.5	25.1 ± 0.4	9.8 ± 0.3	2.61 ± 0.16
300	68.8 ± 0.5	51.9 ± 0.5	30.9 ± 0.5	14.6 ± 0.4	5.1 ± 0.2
400	68.5 ± 0.5	53.3 ± 0.5	33.1 ± 0.5	17.6 ± 0.4	6.3 ± 0.2
500	70.4 ± 0.5	54.1 ± 0.5	34.5 ± 0.5	18.6 ± 0.4	8.2 ± 0.3
600	68.6 ± 0.5	53.2 ± 0.5	34.6 ± 0.5	18.9 ± 0.4	8.7 ± 0.3

Абсолютные погрешности на все величины эффективностей и аксептанса здесь и далее в этой главе представляют собой биномиальные погрешности и вычисляются согласно формуле 5.8:

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot (100\% - \varepsilon)}{N}}, \quad (5.8)$$

где N – число событий или треков в знаменателе определения соответствующей эффективности ε или аксептанса α_{kin} (см. [108]).

5.5.2 Эффективность триггерного отбора

По определению эффективность триггерного отбора это доля кандидатов, прошедших триггерный отбор (см. главу 5.3.2):

$$\varepsilon_{\text{trigger}} = \frac{N_{\text{Multi-charged objects passing trigger selection}}}{N_{\text{Multi-charged objects after loose selection}}}. \quad (5.9)$$

Однако при использовании мюонного триггера необходимо учитывать поправочные коэффициенты на эффективность регистрации медленных многозарядных частиц RPC-триггером, как было показано в главе 4.1. Итоговые значения эффективностей триггерного отбора, учитывающие эти поправки, приведены в таблице 5.8.

Таблица 5.8: Значения эффективности триггерного отбора в процентах с учётом поправочных коэффициентов.

Масса, ГэВ	Эффективность триггерного отбора $\varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{scaled}}$, %				
	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
50	47.4 ± 0.5	49.9 ± 0.6	35.2 ± 0.9	19.2 ± 1.4	13 ± 2
100	41.4 ± 0.8	41.0 ± 0.9	40.5 ± 1.5	30 ± 3	11 ± 3
200	42.0 ± 0.6	41.8 ± 0.7	37.3 ± 1.0	36.2 ± 1.5	37 ± 3
300	38.1 ± 0.6	38.6 ± 0.7	37.6 ± 0.9	34.7 ± 1.3	31 ± 2
400	32.8 ± 0.6	34.1 ± 0.7	34.2 ± 0.8	32.8 ± 1.1	32.3 ± 1.9
500	28.5 ± 0.5	31.4 ± 0.6	31.1 ± 0.8	31.3 ± 1.1	31.1 ± 1.6
600	23.5 ± 0.5	25.7 ± 0.6	26.5 ± 0.8	24.5 ± 1.0	25.0 ± 1.5

Как видно из таблицы, эффективность триггерного отбора падает с ростом массы частиц. Это главным образом объясняется тем, что чем выше масса, тем меньше скорость частиц, следовательно, они с меньшей вероятностью попадут во временное окно триггера.

5.5.3 Эффективность отбора сигнала

Эффективность отбора сигнала — отношение количества сигнальных частиц в сигнальном квадранте D к числу тех, которые прошли триггерный отбор:

$$\varepsilon_{\text{signal selection}} = \frac{N^{\text{Multi-charged candidates in signal region D, scaled}}}{N^{\text{trigger-matched multi-charged candidates, scaled}}}, \quad (5.10)$$

где “scaled” в индексах переменных формулы отражает тот факт, что поправочный коэффициент на эффективность триггерного отбора для соответствующих частиц уже учтён.

Отметим, что эта величина учитывает не только условия финального отбора, описанные в главе 5.4, но и условия «жёсткого» отбора (глава 5.3.3.2). Значения эффективности отбора сигнала варьируются от 96% до 100% в зависимости от массы и заряда искомых частиц.

5.5.4 Итоговая эффективность поиска

В итоге полная эффективность поиска для знаменателя выражения предела на сечения рождения многозарядных частиц (см. формулу 5.6) определяется как

$$\varepsilon = \alpha_{\text{kin}} \cdot \varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{scaled}} \cdot \varepsilon_{\text{signal selection}} = \frac{N^{\text{Multi-charged candidates in signal region D, scaled}}}{N^{\text{simulated DY events}}}. \quad (5.11)$$

Для всех значений масс и зарядов она представлена в таблице 5.9.

Таблица 5.9: Итоговая эффективность поиска в процентах для вычисления сечения рождения искомых частиц.

Масса, ГэВ	Итоговая эффективность поиска ε , %				
	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
50	8.63 ± 0.12	3.90 ± 0.06	0.66 ± 0.02	0.05 ± 0.00	0.01 ± 0.00
100	17.3 ± 0.4	11.1 ± 0.3	4.5 ± 0.2	0.88 ± 0.09	0.13 ± 0.04
200	25.1 ± 0.4	18.5 ± 0.4	9.3 ± 0.3	3.5 ± 0.2	0.94 ± 0.10
300	25.3 ± 0.4	19.9 ± 0.4	11.6 ± 0.3	5.0 ± 0.2	1.56 ± 0.12
400	21.8 ± 0.4	18.0 ± 0.4	11.2 ± 0.3	5.7 ± 0.2	2.02 ± 0.14
500	19.8 ± 0.4	16.9 ± 0.4	10.7 ± 0.3	5.8 ± 0.2	2.50 ± 0.16
600	15.6 ± 0.4	13.5 ± 0.3	9.1 ± 0.3	4.6 ± 0.2	2.13 ± 0.14

Подытоживая эту главу, стоит сказать несколько слов об относительно низкой эффективности поиска и её зависимости от массы и заряда многозарядных частиц. Основными причинами низкой эффективности являются ограничение $|\eta| < 2.0$ (предел TRT), а также требование на достижение мюонной системы, учитывая ограничения на скорость частиц, с которой она может вызвать срабатывание триггера. Зависимость эффективности от массы частиц в основном определяется двумя конкурирующими факторами: во-первых, чем выше масса частицы, тем её трек более централен — тем проще обеспечить выполнение условия на

псевдобыстроту (кинематический аксептанс). Во-вторых, опять же, с ростом массы уменьшается скорость частицы, что уменьшает для неё эффективность триггерного отбора. Зависимость эффективности поиска от заряда объясняется следующими факторами: во-первых, чем выше заряд частицы, тем выше потеря её энергии. Кроме того, это означает меньший восстановленный поперечный импульс, что приводит к уменьшению кинематического аксептанса. Во-вторых, с меньшим восстановленным поперечным импульсом труднее удовлетворить критериям отбора dESD_SGLMU фильтра, что ведёт к уменьшению эффективности триггерного отбора.

5.5.5 Вероятности обнаружить сигнальные частицы в несигнальных квадрантах

По аналогии с эффективностью с точки зрения вероятности попадания частицы в сигнальную область, можно рассчитать её вероятность попадания в любую другую область — А, В или С. В этом случае меняются только значения эффективности отбора сигнала, а аксептанс и эффективность триггерного отбора, включая соответствующие поправочные коэффициенты, остаются такими же, как для случая с областью D. В таблице 5.10 приведены итоговые вероятности обнаружить сигнальные частицы в несигнальных квадрантах.

Таблица 5.10: Вероятности обнаружить сигнальные частицы в несигнальных квадрантах.

Масса, ГэВ	Вероятность, %														
	$ q = 2e$			$ q = 3e$			$ q = 4e$			$ q = 5e$			$ q = 6e$		
	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C
50	0.00	0.04	0.22	0.00	0.00	0.05	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
100	0.00	0.06	0.53	0.00	0.01	0.13	0.00	0.00	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
200	0.00	0.09	0.62	0.00	0.01	0.10	0.00	0.03	0.04	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.00
300	0.00	0.08	0.57	0.00	0.00	0.19	0.00	0.01	0.02	0.00	0.03	0.01	0.00	0.02	0.00
400	0.00	0.04	0.41	0.00	0.03	0.14	0.00	0.04	0.02	0.00	0.02	0.01	0.00	0.03	0.00
500	0.00	0.04	0.17	0.00	0.00	0.05	0.00	0.02	0.00	0.00	0.02	0.00	0.00	0.05	0.00
600	0.00	0.05	0.23	0.00	0.01	0.13	0.00	0.02	0.03	0.00	0.03	0.00	0.00	0.05	0.00

5.6 Систематические и статистические погрешности на сечения рождения многозарядных частиц

Погрешности на пределы на сечения рождения можно разделить на три вида: погрешность на оценку фона, на интегральную светимость проанализированных экспериментальных данных и на эффективность отбора сигнала. Величины первых двух видов погрешностей едины для всего анализа, в то время как погрешности на эффективность отбора сигнала вычисляются отдельно для каждой исследуемой массы и заряда многозарядных частиц. При этом первый вид погрешности — погрешность на условие применимости ABCD-метода для вычисления ожидаемого количества кандидатов из фона — представляет собой систематическую погрешность на величины ожидаемых количеств кандидатов из фона (см. формулу 5.5).

5.6.1 Систематическая погрешность на оценку фона

Согласно [107], формула 5.5 работает при следующих допущениях:

- в областях A, B и C достаточно статистики для вычисления статистической погрешности на ожидаемое число треков в D;
- фон имеет единственный источник или, в случае нескольких хорошо известных источников фона, они должны быть вычтены из наблюдений;
- сигнал присутствует исключительно в сигнальной области D;
- нет корреляций между переменными, образующими ABCD-плоскость.

В нашем случае безусловно выполняются только первые два пункта, поэтому существует погрешность на применимость метода вычисления ожидаемого числа треков в сигнальной области. Третье условие, гласящее, что сигнал присутствует только в сигнальной области, можно считать выполненным, если рассматривать соответствующие вероятности нахождения сигнальных частиц в несигнальных областях как дополнительный источник погрешностей. Однако, как будет показано в этой главе, соответствующими погрешностями (см. таблицу 5.10) можно в данном случае пренебречь по сравнению с погрешностями на условие отсутствия корреляций между переменными, образующими ABCD-плоскость.

Хотя и трудно себе представить ситуацию, в которой величины $S(\text{TRT } dE/dx)$ и $S(\text{MDT } dE/dx)$ были бы коррелированы (это измерения потерь на ионизацию в двух разных независимых детекторах), степень возможной корреляции была вычислена. Для этого были применены три независимых метода, и за результирующую погрешность была взята максимальная из этих трёх. Под корреляциями в данном случае подразумеваются изменения формы спектра одной переменной при изменении формы спектра другой.

Во-первых, степень корреляции между $S(\text{TRT } dE/dx)$ и $S(\text{MDT } dE/dx)$ была вычислена с помощью пакета TMVA (см., например, [109]) и составила 3%.

Ещё два исследования напрямую проверяли стабильность ожидаемого числа треков в сигнальной области. В частности, изучалось влияние возможных корреляций в хвостах распределений.

Первое исследование заключалось в многократном повторении процедуры вычисления количества ожидаемых треков для разных определений сигнальной области (см. рисунок 5.15, сверху). Сначала все области, в которых присутствует сигнал, были исключены из рассмотрения (серая заливка и всё, что выше на рисунке), а затем выбраны новые определения для всех четырёх областей так, чтобы площадь области D' была равно нулю — её просто не существует, а всё пространство занимают области A', B' и C'.

Таким образом, конечные (наиболее удалённые от начальных) положения границ областей после последней четырёхсотой итерации варьирования имели значения, приведённые в таблице 5.11.

Относительное отклонение между числом ожидаемых и наблюдаемых треков в каждой новой области D' в долях единицы затем наносится на гистограмму, представленную на рисунке 5.15 снизу. Нумерация бинов на нижнем рисунке соответствует варьированию границ на верхнем: например, сдвигая границу между областями C' и D' относительно их перво-

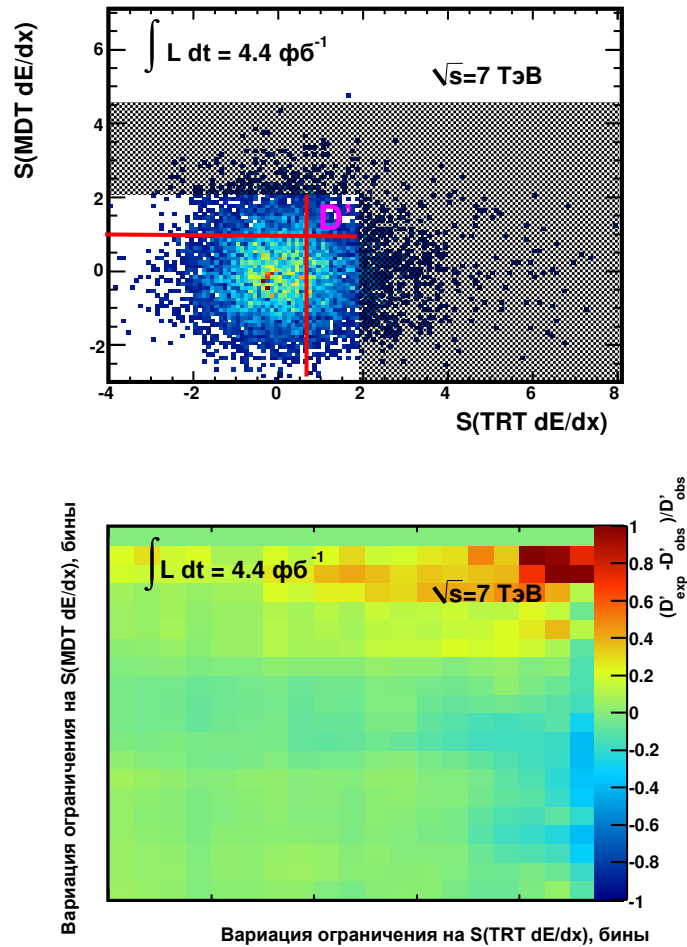


Рис. 5.15: Иллюстрация процедуры проверки правильности работы формулы 5.5. На верхнем рисунке красным представлено промежуточное положение границ областей после некоторого варьирования. Треки, попадающие в область, залитую серым или выше, не участвуют в исследовании. На нижнем рисунке показано относительное отклонение между числом ожидаемых треков и числом наблюдаемых для каждого положения границ областей.

начального положения на 10 бинов влево, соответствующее отклонение числа ожидаемых треков от числа наблюдаемых будет представлено на нижней гистограмме средним бином верхней горизонтальной «полосы» бинов.

Отметим, что несмотря на формулу, по которой вычисляется отклонение между числом ожидаемых и наблюдаемых треков

$$\Delta = \frac{N_{\text{expected}}^{D'} - N_{\text{observed}}^{D'}}{N_{\text{observed}}^{D'}}, \quad (5.12)$$

в случае, когда число ожидаемых треков равно нулю ($N_{\text{observed}}^{D'} = 0$), отклонение Δ также положено равным нулю. Этим и объясняется верхняя горизонтальная «полоса» бинов с нулевыми значениями: верхняя горизонтальная полоса и правый вертикальный ряд (скрыт цветовой шкалой) представляют собой значения, когда границы ещё не начали варьировать-

Таблица 5.11: Конечные обозначения областей A', B', C' и D' после варьирования.

Область	Ограничение на ионизационные потери в TRT	Ограничение на ионизационные потери в MDT
A'	$S(\text{TRT } dE/dx) < 0.1$	$S(\text{MDT } dE/dx) < 0.1$
B'	$0.1 < S(\text{TRT } dE/dx) < 2.0$	$S(\text{MDT } dE/dx) < 0.1$
C'	$S(\text{TRT } dE/dx) < 0.1$	$0.1 < S(\text{MDT } dE/dx) < 2.0$
D'	$0.1 < S(\text{TRT } dE/dx) < 2.0$	$0.1 < S(\text{MDT } dE/dx) < 2.0$

ся (они начинают варьироваться в следующей итерации), и области D' не существовало, а, следовательно, не существовало и наблюдаемых в ней треков.

Тогда очевидно, что правая верхняя часть нижней гистограммы на рисунке 5.15 соответствует очень малой по площади области D', и поэтому большие величины отклонения наблюдаются из-за крайне низкой статистики (не более одного-пяти треков). С расширением площади D' (нижняя левая область) статистика увеличивается, и по цвету соответствующих бинов делается вывод о том, что отклонение между числом ожидаемых и наблюдаемых треков не превышает 5%.

Идеей второй проверки стало исключение зон около границ областей (см. рисунок 5.16, сверху) из вычисления ожидаемого числа треков в сигнальной области с целью оценить влияние статистических флуктуаций в хвостах распределений и их корреляции. Ширина исключённых зон варьировалась на один вертикальный ряд бинов или горизонтальную полосу бинов за раз аналогично методу, описанному в предыдущем исследовании. После каждой такой вариации вычислялось относительное отклонение между числом ожидаемых треков в области D при текущем определении областей A', B' и C' и числом ожидаемых треков в области D до начала варьирования, то есть при стандартных определениях квадрантов A, B и C как приведено в таблице 5.5. Здесь на верхнем рисунке красная штриховка показывает исключённую область при максимальной рассмотренной вариации на 20 рядов/полос бинов шириной в один бин влево и вниз соответственно. Красными вертикальными и горизонтальными линиями показаны первоначальные границы, разделяющие области A, B, C и D. Треки под красной штриховкой не участвуют в исследовании. На нижнем рисунке показано относительное отклонение между числом ожидаемых треков в области D при текущем определении областей A', B' и C' и числом ожидаемых треков в области D до начала варьирования. Сама область D при данной вариации своих границ не меняет.

Каждый бин на нижнем рисунке соответствует вариации ширины исключённой области на один вертикальный ряд бинов или горизонтальную полосу бинов. Вариация производилась максимум на 20 рядов/полос в каждом направлении в пределах зоны, заштрихованной красным: начиная от положения, обозначенного красными вертикальными и горизонтальными линиями, и заканчивая положением, соответствующему концу красной штриховки. Зависимости относительных отклонений от вариации ширин исключённых областей объясняются следующим образом. Во-первых, постепенный рост относительного отклонения при вариации только влево может быть объяснён уменьшением числа треков в области A', тогда как число треков в остальных областях B' и C' оставалось неизменным. Тогда, согласно

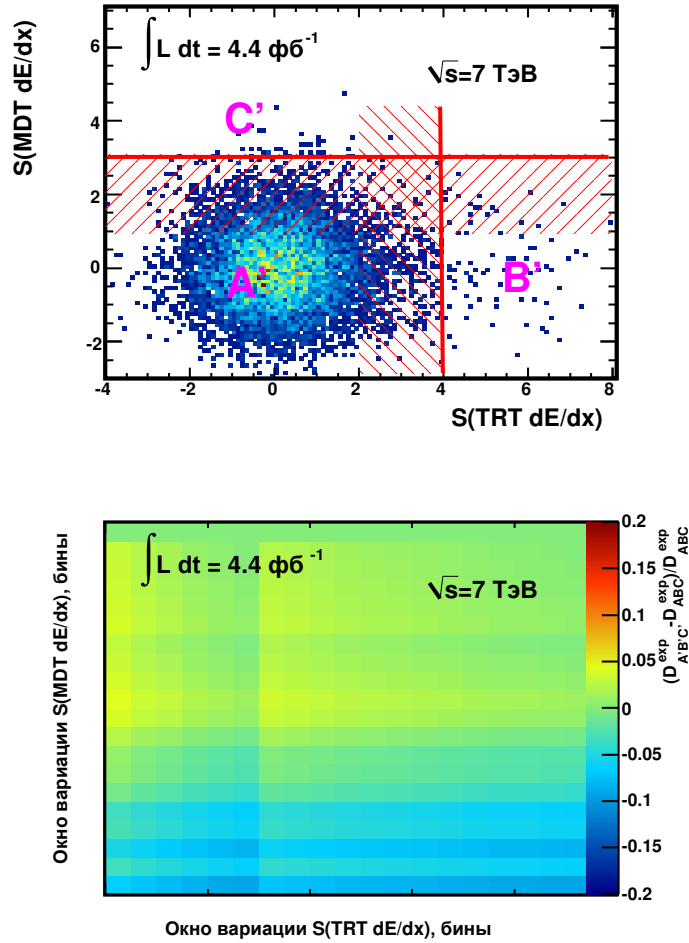


Рис. 5.16: Иллюстрация процедуры варьирования ширин областей, использующихся для вычисления ожидаемого количества треков в сигнальном квадранте D путём исключения зон около границ областей.

формуле 5.5, в которую $N_{data}^{observed \text{ in } A'}$ входит в знаменателе, $N_{data}^{expected \text{ in } D'}$, или $D_{A'B'C'}^{exp}$ (что то же самое в обозначениях рисунка 5.16 (снизу)), будет больше чем $N_{data}^{expected \text{ in } D'}$ (D_{ABC}^{exp}). Во-вторых, резкое снижение величины относительного отклонения при вариации на 13 бинов влево происходит из-за единственного исключения трека из области C' на протяжении всего варьирования. На данном шаге из области C', в которой всего около 30 треков, выбрасывается один из них, что является гораздо более значимым, чем исключение нескольких десятков треков из области A'; причём из A' исключено ещё не достаточное количество треков для того, чтобы скомпенсировать эффект. Следовательно, $D_{A'B'C'}^{exp}$ становится чуть меньше, чем D_{ABC}^{exp} , поэтому относительное отклонение принимает отрицательные значения. В-третьих, при дальнейшей вариации влево опять происходит постепенное увеличение относительного отклонения из-за уменьшения числа треков в A' при их неизменном количестве как в B', так и в C'. В-четвёртых, при вариации вниз относительное отклонение резко уменьшается на шестом бине из-за того, что при этой итерации выбрасывается один из немногих треков в области B'. После этого в течение нескольких итераций число треков в B' не изменяется, а

изменяется только в A' в сторону уменьшения, из-за чего отклонение опять растёт. Следует отметить, что при вариации вниз число исключаемых треков в области A' в среднем больше, чем в случае вариации влево. Поэтому исключение только одного трека в области B' за итерацию уже может быть скомпенсировано за счёт исключения достаточного числа треков области A' . Наконец, при дальнейшем варьировании вниз, когда за одну итерацию в области B' исключаются несколько треков сразу, разность $D_{A'B'C}^{\text{exp}} - D_{ABC}^{\text{exp}}$ становится отрицательной.

В отличие от первого метода, здесь важны отклонения в областях, близких к первоначальной. Как видно из нижнего рисунка, максимум отклонения по абсолютной величине не превышает 5%, как и в предыдущем случае. Поэтому эта величина и была выбрана как систематическая погрешность на степень применимости ABCD-метода при вычислении ожидаемого числа треков в сигнальной области.

5.6.2 Систематическая погрешность на интегральную светимость проанализированных экспериментальных данных

Относительная погрешность на интегральную светимость, определённая из сканированных по методу Ван дер Меера (см. [110]), составляет $\delta\mathcal{L} = 3.7\%$ как показано в работах [111] и [112], что для данного анализа означает абсолютную погрешность $\Delta\mathcal{L} = 0.2 \text{ фб}^{-1}$.

5.6.3 Погрешности на эффективность отбора сигнала

Рассматриваются три вида источников погрешностей на величины эффективности анализа. Во-первых, это недостаточное соответствие спектров базовых параметров одних и тех же частиц в экспериментальных данных и результатах моделирования. Во-вторых, это погрешность на эффективность триггерного отбора — глобальная и происходящая из-за искусственного занижения эффективности в результатах моделирования сигнальных частиц. Наконец, в-третьих — стандартная статистическая погрешность на число многозарядных частиц в сигнальной области в результатах моделирования. Первый и второй источники образуют систематическую погрешность на эффективность, третий — статистическую.

5.6.3.1 Систематическая погрешность из-за несоответствия между результатами моделирования и экспериментальными данными

Варьирование ограничений и подсчёт относительного изменения количества прошедших данное ограничение треков (в сигнальной области) учитывает погрешность несовпадения спектров соответствующих переменных между экспериментальными данными и результатами моделирования. Для этого варьировались ограничения предварительного, «жёсткого» и финального отборов в следующих интервалах:

- p_T на $\pm 3\%$, что соответствует разрешению измерения поперечного импульса;
- $S(\text{Pixel } dE/dx)$ и $S(\text{TRT } dE/dx)$ — каждое на $\pm 5\%$ из-за несовпадения спектров в экспериментальных данных и результатах моделирования;

- $S(\text{MDT } dE/dx)$ было проварьировано на -5% влево и на $+50\%$ вправо из-за значительного сдвига спектра в экспериментальных данных относительно результатов моделирования в положительную сторону;

- $\text{TRT } \Gamma^{\text{HT}}$ — на $\pm 20\%$ из-за сильной зависимости этой величины от количества вершин в событии;

Ограничения по другим переменным — d_0 , $z_0 \cdot \sin \theta$ и пр. — также были проварьированы на $\pm 10\%$, но это не привело к изменениям в числе прошедших данное ограничение частиц.

Абсолютные значения относительной разницы в количестве прошедших данное ограничение частиц приведены в таблице 5.12 для случая поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$. Вариации делаются независимо друг от друга, то есть если варьируется одна из переменных, то все остальные не варьируются — ограничения на них остаются неизменными как в таблице 5.3.

Таблица 5.12: Относительные разницы количеств треков в сигнальном квадранте, обусловленные варьированием соответствующих ограничений.

Масса, ГэВ	Относительная разница от варьирования, %							
	p_T		S(Pixel dE/dx)		S(TRT dE/dx)		S(MDT dE/dx)	
	на -3%	на $+3\%$	на -5%	на $+5\%$	на -5%	на $+5\%$	на -5%	на $+50\%$
50	0.6	0.0	0.0	0.1	0.8	1.4	0.4	0.4
100	0.0	0.0	0.15	0.0	0.8	1.7	0.3	0.2
200	0.0	0.0	0.0	0.0	0.8	0.9	0.4	0.3
300	0.0	0.0	0.0	0.0	0.6	0.9	0.3	0.10
400	0.0	0.0	0.0	0.0	0.6	0.6	0.18	0.01
500	0.0	0.0	0.10	0.15	0.2	1.0	0.14	0.10
600	0.0	0.0	0.0	0.0	0.4	0.7	0.2	0.0

Тогда квадратичные суммы подобных погрешностей, слагаемыми которых являются эффекты от вариации (влево или вправо) всех вышеназванных параметров, берутся в качестве систематических погрешностей на качество моделирования величин, входящих в кинематический аксептанс (см. таблицу 5.13).

Таблица 5.13: Квадратичные суммы погрешностей, обусловленных варьированиями ограничений на переменные отбора частиц.

Масса, ГэВ	Среднеквадратичная погрешность от вариаций вправо и влево, %				
	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
50	$-1.4 \rightarrow +1.1$	$-2.0 \rightarrow +2.2$	$-0.2 \rightarrow +0.5$	$-0.0 \rightarrow +0.0$	$-0.0 \rightarrow +0.0$
100	$-1.7 \rightarrow +0.9$	$-1.4 \rightarrow +1.4$	$-0.5 \rightarrow +0.5$	$-0.0 \rightarrow +0.0$	$-0.0 \rightarrow +0.0$
200	$-0.9 \rightarrow +0.9$	$-1.6 \rightarrow +1.6$	$-0.15 \rightarrow +0.15$	$-0.5 \rightarrow +0.5$	$-0.0 \rightarrow +0.0$
300	$-1.0 \rightarrow +0.6$	$-0.9 \rightarrow +0.9$	$-0.19 \rightarrow +0.19$	$-0.0 \rightarrow +0.0$	$-0.0 \rightarrow +0.0$
400	$-0.6 \rightarrow +0.6$	$-0.8 \rightarrow +0.8$	$-0.3 \rightarrow +0.3$	$-0.0 \rightarrow +0.0$	$-0.5 \rightarrow +0.5$
500	$-1.0 \rightarrow +0.3$	$-0.7 \rightarrow +0.7$	$-0.3 \rightarrow +0.3$	$-0.15 \rightarrow +0.15$	$-0.0 \rightarrow +0.0$
600	$-0.7 \rightarrow +0.4$	$-0.8 \rightarrow +0.8$	$-0.13 \rightarrow +0.13$	$-0.0 \rightarrow +0.0$	$-0.4 \rightarrow +0.4$

5.6.3.2 Статистическая погрешность из-за ограниченной статистики моделированных выборок

Данная погрешность представляет собой обычную пуассоновскую погрешность на число частиц в сигнальном квадранте. Значения для различных зарядов и масс искомых частиц варьируются в основном от 1% до 6%, хотя в случае низких масс и высоких зарядов могут достигать 28%.

5.6.3.3 Систематическая погрешность на эффективность триггерного отбора

Погрешность на эффективность триггерного отбора имеет два источника. Первый — это стандартная глобальная погрешность в 1% (источник - [113]). Второй — это погрешность, связанная с некорректным моделированием тайминга в RPC, точнее, её источником является поправочный коэффициент ρ . Очевидно, что метод корректировки временных распределений триггера, описанный в главе 4.1, неоптимален: несоответствие эффективностей в экспериментальных данных и результатах моделирования может иметь разные причины, и простое линейное перевзвешивание эффективности не может корректно устранить их все, особенно те, которые могут давать нелинейный вклад. Более правильным методом устранения несоответствия был бы сдвиг распределения на рисунке 4.1 (б) так, чтобы среднее нового распределения совпало бы со средним из рисунка 4.1 (а), затем соответствующее размывание пика в результатах моделирования согласно пику в экспериментальных данных и повторное моделирование всех событий с сигнальными частицами с новыми временными распределениями триггера. Однако такой метод потребовал бы серьёзных затрат времени, поэтому был выбран более простой метод, недостатком которого являются высокие систематические погрешности. Для их вычисления изучался эффект от варьирования ρ для каждого отдельного случая на $\rho \pm 0.5(1 - \rho)$ (из [114]), но так, чтобы не допускать варьирования в области $\rho > 1$: при вариации вниз новое значение поправочного коэффициента составляет $\rho_{\text{new}} = \rho_{\text{old}} - 0.5(1 - \rho_{\text{old}})$ при $\rho_{\text{old}} > \frac{1}{3}$ и $\rho_{\text{new}} = 0$ при $\rho_{\text{old}} \leq \frac{1}{3}$ (второе условие необходимо для того, чтобы не допускать варьирования в отрицательные области ρ , что не имеет смысла по определению поправочного коэффициента), а при вариации вверх — $\rho_{\text{new}} = \rho_{\text{old}} + 0.5(1 - \rho_{\text{old}})$. Нижние и верхние значения ρ_{new} , ограничивающие коридор вариации, для каждого значения исходного коэффициента ρ представлены на рисунке 5.17.

Таким образом, под вторым источником на погрешность триггера понимается относительная разница между эффективностью триггерного отбора $\varepsilon_{\text{trigger}}^{\text{scaled}}$, учитывающей поправочный коэффициент (см. таблицу 5.8), и максимальной из тех двух, которые получены варьированием поправочного коэффициента на 50% вверх и вниз. Аналогично методу, описанному в главе 5.6.3.1, после вариации поправочного коэффициента вычисляется соответствующее относительное изменение количества треков в сигнальной области. Значения этой погрешности представлены в таблице 5.14.

С ростом массы растёт и погрешность на эффективность триггерного отбора. Это объясняется тем, что чем выше масса, тем ниже как псевдобыстрота (см. рисунок 5.1), так и скорость (см. рисунок 5.2) сигнальных частиц. Следовательно, тем ниже будет поправка

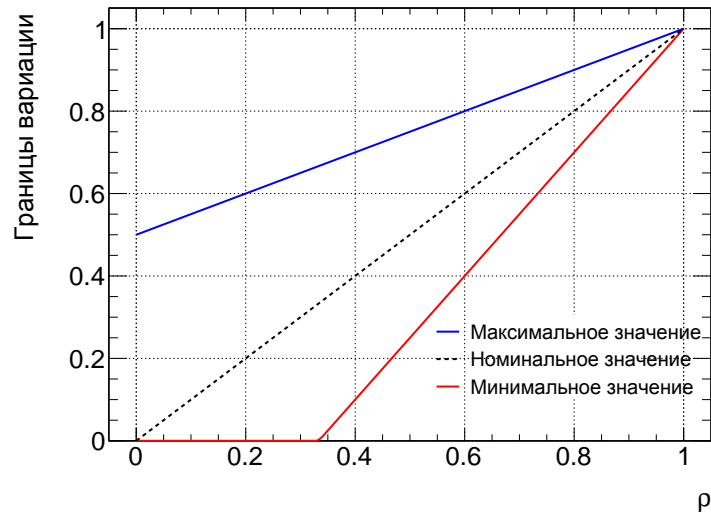


Рис. 5.17: Номинальное значение поправочного коэффициента ρ (чёрным пунктиром) и границы вариации: вверх — синяя прямая, вниз — красная.

Таблица 5.14: Относительная разница между эффективностью триггерного отбора $\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{scaled}}$ (с учётом поправочного коэффициента ρ) и максимальной эффективностью из двух, полученных варьированием поправочного коэффициента на $\pm 50\%$.

Масса, ГэВ	Погрешность на эффективность триггерного отбора, %				
	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
50	6	2	0.2	0.0	0.10
100	8	6	2	0.7	0.2
200	12	11	8	4	1.4
300	13	14	14	10	6
400	16	16	17	17	10
500	17	17	18	20	16
600	22	21	22	24	22

на эффективность триггерного отбора. Наконец, согласно рисунку 5.17, это будет означать более широкий интервал вариации.

5.6.3.4 Итоговые погрешности на эффективность анализа

Итоговые погрешности представляют собой квадратичную сумму всех описанных выше погрешностей отдельно для каждой изученной массы многозарядных частиц. Итак, они складываются из:

- систематической погрешности из-за недостаточного совпадения спектров параметров, используемых в анализе, между экспериментальными данными и результатами моделирования (не превышает 2.2%). Из значений в таблице 5.13 берётся максимальная (среди тех двух, которые получены варьированием ограничений вправо и влево) погрешность для каждого значения заряда и массы;

- статистической погрешности из-за ограниченной статистики при моделировании сигнальных выборок (может достигать до 30% в случае максимального заряда и минимальной массы);

- систематической глобальной погрешности на эффективность триггерного отбора (1%);

- систематической погрешности на эффективность триггерного отбора, вытекающей из варьирования поправочного коэффициента ρ на $\pm 50\%$ для каждого его значения (до 25%);

Значения финальных погрешностей приведены в таблице 5.15.

Таблица 5.15: Квадратичные суммы всех погрешностей для каждой исследуемой массы и заряда многозарядных частиц, представляющие собой итоговые относительные погрешности на эффективность поиска (чувствительность анализа).

Масса, ГэВ	Итоговые погрешности, %				
	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
50	6	4	3	8	18
100	8	7	5	11	27
200	12	11	9	7	10
300	13	14	14	11	10
400	16	16	17	18	12
500	18	18	18	20	17
600	22	22	22	25	23

Метод вычисления пределов на сечение рождения и массу искомым частиц, а также интерпретация полученных результатов обсуждаются в главе 7.

Глава 6

Анализ экспериментальных данных 2012 года

В основном, метод анализа экспериментальных данных 2012 года остался таким же, как и в случае анализа экспериментальных данных 2011 года. Исключения из этого правила связаны главным образом с возросшими энергией пучков протонов и количеством частиц в событии (эффект «наложения»), оптимизированными ограничениями при отборе мюонных сегментов треков и с добавленным триггером на недостающую в событии поперечную энергию E_T^{miss} .

При описании данной части анализа акцент будет сделан именно на различия между анализами экспериментальных данных 2011 и 2012 годов. Будет описано только то, что изменилось (или появилось) в более позднем анализе. Что касается остального, то по умолчанию считается, что метод анализа экспериментальных данных 2011 года справедлив и для анализа экспериментальных данных 2012 года.

6.1 Используемые экспериментальные данные

Как и в анализе экспериментальных данных 2011 года, в этом анализе использовались два типа экспериментальных данных: для сравнения поведения переменных в экспериментальных данных и результатах моделирования и собственно для поиска многозарядных частиц.

Для сравнения поведения переменных в экспериментальных данных и результатах моделирования была использована выборка с распадами $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Отбор мюонов из распадов Z^0 -бозонов остался таким же, за исключением более строгих ограничений на поперечный импульс и псевдобыстроту этих мюонов: $p_T > 24$ ГэВ и $|\eta| < 2.0$.

Для поиска многозарядных частиц использовались два типа выборок данных. Первая – такая же, как и в анализе экспериментальных данных 2011 года (dESD_SGLMU), в которую отобраны события, записанные мюонным триггером. Второй тип данных – такой, в который отбираются события с высокой недостающей поперечной энергией (dESD_RPVLL). Этот тип данных используется для того, чтобы скомпенсировать недостаточно эффективный в некоторых областях фазового объёма мюонный триггер. Подробнее о требованиях, кото-

рые необходимо удовлетворить, чтобы событие было записано в первый или второй формат данных, будет сказано в главе 6.3.2.

6.1.1 Отбор сеансов измерений с максимальной работоспособностью экспериментального комплекса

Исключение из анализа событий, не входящих в GRL, приводит к потере 1 фб^{-1} ; таким образом, эффективная интегральная светимость анализа экспериментальных данных 2012 года становится равной $\mathcal{L}_{\text{effective}} = 20.3 \text{ фб}^{-1}$. Все используемые триггеры и фильтры событий были доступны с самого начала сеансов измерений 2012 года.

6.2 Сигнальные выборки с моделированными многозарядными частицами

Результаты моделирования используют те же форматы выборок, что и анализ экспериментальных данных.

Всего было смоделировано 55 выборок с многозарядными (заряды $\pm 2e$, $\pm 3e$, $\pm 4e$, $\pm 5e$, $\pm 6e$) частицами с массами $M = 50, 100, 200, \dots, 900$ и 1000 ГэВ, каждая по 25000 событий. Из-за малого числа сигнальных частиц в выборках с массой 50 ГэВ и зарядами $\pm 5e$ и $\pm 6e$, остающихся после ограничений, диктуемых форматами dESD_SGLMU и dESD_RPVLL, для сигнальных частиц этих выборок был введён фильтр на уровне генератора:

$$\frac{p_T^{\text{true}}}{|q|} > 20 \text{ ГэВ}. \quad (6.1)$$

Доли событий в каждой из двух выборок, смоделированных без ограничения 6.1, содержащих хотя бы одну многозарядную частицу, удовлетворяющих ограничению, приведены в таблице 6.1.

Таблица 6.1: Доли событий в двух выборках (обе с частицами массой 50 ГэВ), смоделированных без ограничения 6.1, содержащих хотя бы одну многозарядную частицу, удовлетворяющих ограничению.

Заряд частиц	$\epsilon_{M50 \text{ truth filter, } \%}$
$\pm 5e$	5.815
$\pm 6e$	3.266

Моделирование каждой из этих 55 выборок, включая выборки с многозарядными частицами массой 50 ГэВ, состояло из следующих шагов:

- моделирование кинематических распределений пар сигнальных частиц в MADGRAPH 5.5.8;
- генерация событий, используя:

1. функцию распределения партонов STEQ6L1;
 2. PUTHIA 8.170;
 3. релиз ATHENA 17.2.10.3 с параметрами генерации событий e2076 (см. [115]);
- Моделирование отклика детектора в релизе ATHENA 17.2.6.2 с набором параметров s1581 (см. [116]);
 - Оцифровка и восстановление событий с использованием:
 1. релиза ATHENA 17.2.1.4.10 с параметрами r4650 (см. [117]);
 2. дополнительных наложенных смоделированных pp -столкновений в каждом пересечении сгустков протонов для воспроизведения эффекта «наложения» событий.

Распределения на уровне генератора по псевдобыстроте η , скорости β и поперечному импульсу, делённому на заряд $p_T/|q|$ сигнальных частиц при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ показаны на рисунках 6.1, 6.2 и 6.3 соответственно.

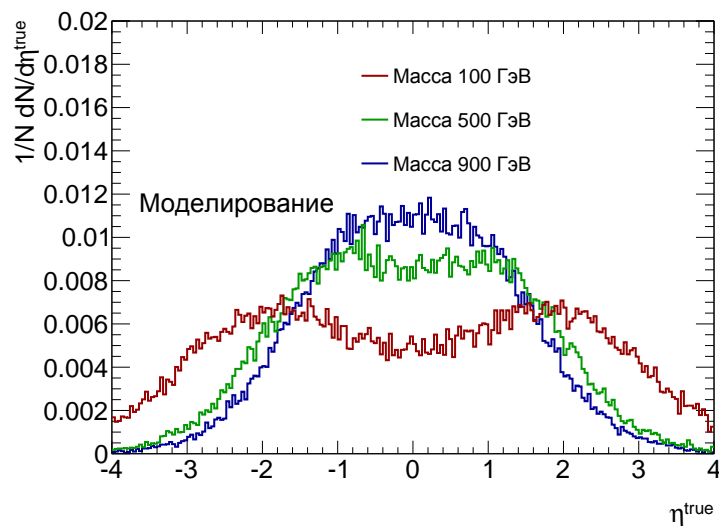


Рис. 6.1: Распределения псевдобыстроты η частиц с массами 100, 500 и 900 ГэВ.

В таблице 6.2 представлены значения сечений рождения моделированных пар многозарядных частиц по модели Дрелла-Яна, вычисленных с помощью MADGRAPH.

6.3 Отбор событий и кандидатов

Метод отбора событий и кандидатов отличается от метода отбора в анализе 2011 года тем, что фильтрование форматом dESD_SGLMU дополняется форматом dESD_RPVLL, а также оптимизированными для нового анализа ограничениями на физические величины. Событие называется «кандидатом на роль события с многозарядной частицей» (далее просто «кандидатом»), если оно удовлетворяет всем критериям отбора событий и содержит хотя бы одну частицу, удовлетворяющую всем критериям отбора многозарядных частиц.

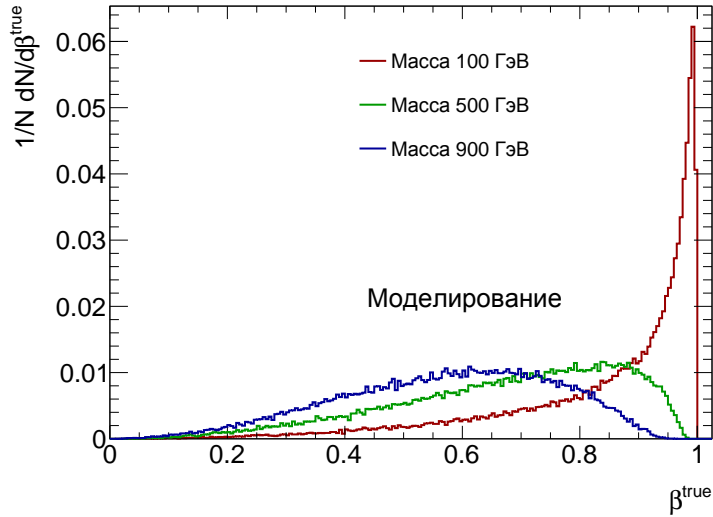
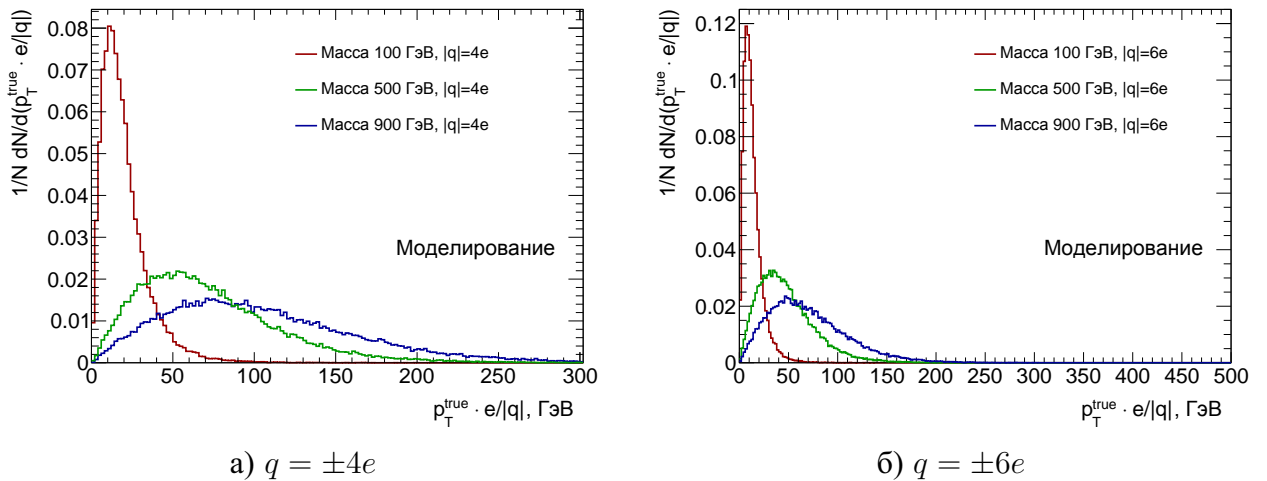


Рис. 6.2: Распределения скорости β частиц с массами 100, 500 и 900 ГэВ.



а) $q = \pm 4e$

б) $q = \pm 6e$

Рис. 6.3: Распределения поперечного импульса, делённого на заряд ($p_T/|q|$) частиц с массами 100, 500, 900 ГэВ и зарядами $\pm 4e$ (а) и $\pm 6e$ (б).

6.3.1 Предварительный («мягкий») отбор

Итак, для сегментов треков в мюонной системе требуется, чтобы они были восстановлены muID-алгоритмом, чтобы на них было хотя бы по одному хиту в MDTs для оценки MDT dE/dx , и чтобы этим сегментам соответствовали сегменты трека во внутреннем детекторе. Из-за замены используемого фильтра событий (с EF_mu18_medium на EF_mu36_tight для мюонного анализа), на сегменты в мюонной системе накладывается более серьёзное требование на качество их восстановления. Для поиска в данных, зарегистрированных триггером на недостающую поперечную энергию, на сегменты в мюонной системе не накладывается вообще никакого требования.

Из-за возросшего по сравнению с 2011 годом средним количеством частиц, рождённых в событии, появляется требование на изоляцию многозарядных частиц. В противном случае две очень близко пролетевших частицы могут дать удвоенный отклик в одних и тех же straws TRT и/или MDTs.

Таблица 6.2: Сечения рождения моделированных пар многозарядных частиц по модели Дрелла-Яна в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Масса частиц, ГэВ	Сечения рождения, пб				
	Заряд $\pm 2e$	Заряд $\pm 3e$	Заряд $\pm 4e$	Заряд $\pm 5e$	Заряд $\pm 6e$
50	18.9	42.5	75.5	118	170
100	1.88	4.24	7.54	11.8	17.0
200	0.147	0.331	0.589	0.920	1.33
300	$27.5 \cdot 10^{-3}$	$61.8 \cdot 10^{-3}$	$110 \cdot 10^{-3}$	$172 \cdot 10^{-3}$	$247 \cdot 10^{-3}$
400	$7.30 \cdot 10^{-3}$	$16.4 \cdot 10^{-3}$	$29.2 \cdot 10^{-3}$	$45.6 \cdot 10^{-3}$	$65.7 \cdot 10^{-3}$
500	$2.35 \cdot 10^{-3}$	$5.29 \cdot 10^{-3}$	$9.41 \cdot 10^{-3}$	$14.7 \cdot 10^{-3}$	$21.2 \cdot 10^{-3}$
600	$0.852 \cdot 10^{-3}$	$1.92 \cdot 10^{-3}$	$3.41 \cdot 10^{-3}$	$5.32 \cdot 10^{-3}$	$7.67 \cdot 10^{-3}$
700	$0.334 \cdot 10^{-3}$	$0.751 \cdot 10^{-3}$	$1.34 \cdot 10^{-3}$	$2.09 \cdot 10^{-3}$	$3.01 \cdot 10^{-3}$
800	$0.138 \cdot 10^{-3}$	$0.311 \cdot 10^{-3}$	$0.553 \cdot 10^{-3}$	$0.864 \cdot 10^{-3}$	$1.24 \cdot 10^{-3}$
900	$0.0594 \cdot 10^{-3}$	$0.134 \cdot 10^{-3}$	$0.238 \cdot 10^{-3}$	$0.371 \cdot 10^{-3}$	$0.535 \cdot 10^{-3}$
1000	$0.0263 \cdot 10^{-3}$	$0.0592 \cdot 10^{-3}$	$0.105 \cdot 10^{-3}$	$0.164 \cdot 10^{-3}$	$0.237 \cdot 10^{-3}$

Все требования на сегменты трека, восстановленные внутренним детектором, перечислены в таблице 6.3.

Таблица 6.3: Список ограничений на параметры сегментов трека во внутреннем детекторе, применяемых до их сопоставления с сегментами, восстановленными в мюонной системе.

Параметр	Ограничение
Поперечный импульс	Мюонный триггер: $p_T > 40$ ГэВ
Псевдобыстрота	E_T^{miss} -триггер: $p_T > 30$ ГэВ
Поперечный прицельный параметр	$ \eta < 2.0$
Продольный прицельный параметр	$d_0 < 1.5$ мм
Число хитов в SCT	$ z_0 \sin \theta < 1.5$ мм
Число хитов в TRT	$N_{\text{SCT hits}} \geq 6$
Величина TRT dE/dx	$N_{\text{TRT hits}} \geq 10$
Изоляция трека	Определена
	Нет других треков в окрестности $\Delta R = 0.01$

Затем происходит сопоставление оставшихся сегментов внутреннего детектора с сегментами мюонной системы.

6.3.2 Триггерный отбор

В качестве триггера используются фильтры событий EF_mu36_tight (мюонный анализ) и EF_he80_tclw (анализ по недостающей поперечной энергии). Первый срабатывает при наличии в событии хотя бы одного мюона с $p_T > 36$ ГэВ, второй – при $E_T^{\text{miss}} > 80$ ГэВ. Оба фильтра были включены в триггерное меню с самого начала набора экспериментальных данных. Каждому из этих двух онлайн-фильтров соответствуют по одному оффлайн-фильтру, также используемых в анализе: для мюонного фильтра это требование на событие иметь хотя бы один мюон с $p_T > 75$ ГэВ, а для E_T^{miss} -фильтра – требование иметь хотя бы один мюон с $p_T > 60$ ГэВ.

Мюонный триггер имеет приоритет над E_T^{miss} -триггером: если событие удовлетворяет критериям онлайн и оффлайн триггерного отбора обоих анализов, то оно будет рассматриваться только с точки зрения мюонного триггера.

6.3.3 Основной отбор

Как и в анализе экспериментальных данных 2011 года, основной отбор использует понятие «значимости» ионизационных потерь.

6.3.3.1 «Значимость» ионизационных потерь

Спектры распределений потерь энергии на ионизацию (с аппроксимациями функциями Гаусса) в каждом из используемых в анализе детекторов ATLAS представлены на рисунке 6.4.

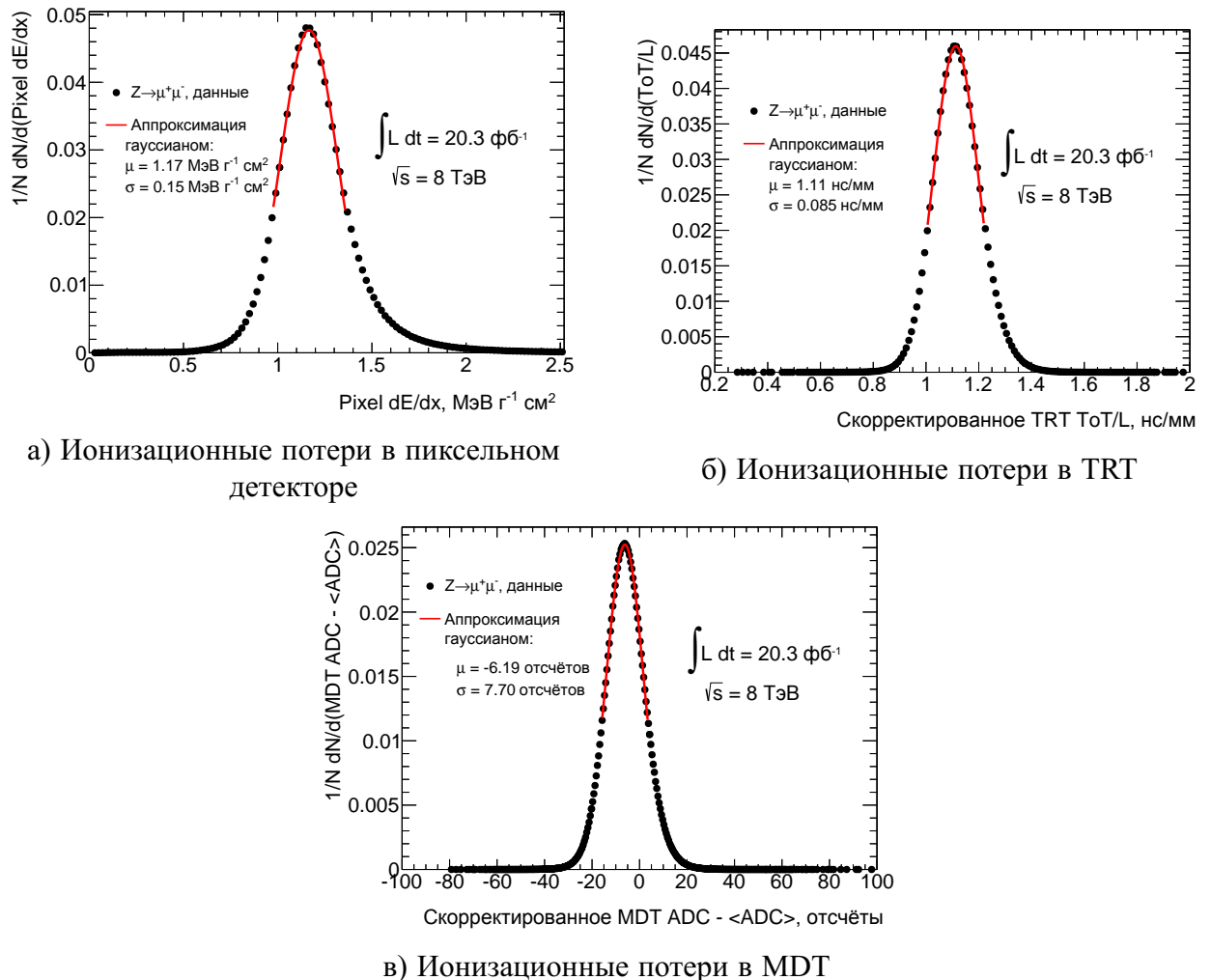


Рис. 6.4: Нормированные на единицу распределения ионизационных потерь от мюонов от распадов Z^0 -бозонов в экспериментальных данных 2012 года в пиксельном детекторе (а), TRT (б) и MDT (в) в своих относительных единицах. Аппроксимации гауссианами используются для вычисления значимости потерь.

Из этих фитов были получены значения $\mu_{Z^0 \text{ decay muons dE/dx}}$ и $\sigma_{Z^0 \text{ decay muons dE/dx}}$ для детекторов, потери на ионизацию частиц в которых используются в данном анализе. Эти значения для пиксельного детектора, TRT и MDT представлены в таблице 6.4 для экспериментальных данных и, для сравнения, результатов моделирования, хотя значения из результатов моделирования в анализе никак не участвуют.

Таблица 6.4: Значения параметров гауссиан спектров ионизационных потерь мюонов от распада Z^0 -бозонов в экспериментальных данных 2012 года и результатах моделирования.

Детектор	$\mu_{Z^0 \text{ decay muons dE/dx}}$ в данных	$\sigma_{Z^0 \text{ decay muons dE/dx}}$ в данных	$\mu_{Z^0 \text{ decay muons dE/dx}}$ в моделировании	$\sigma_{Z^0 \text{ decay muons dE/dx}}$ в моделировании
Pixel	1.17	0.15	1.23	0.14
TRT	1.11	0.085	1.11	0.081
MDT	-6.19	7.70	-6.24	7.17

Вычисленные таким образом значимости потерь в дальнейшем используются для разделения многозарядных частиц и мюонов. Так, на рисунках 6.5, 6.6 и 6.7 представлено такое разделение в пиксельном детекторе, TRT и MDT соответственно.

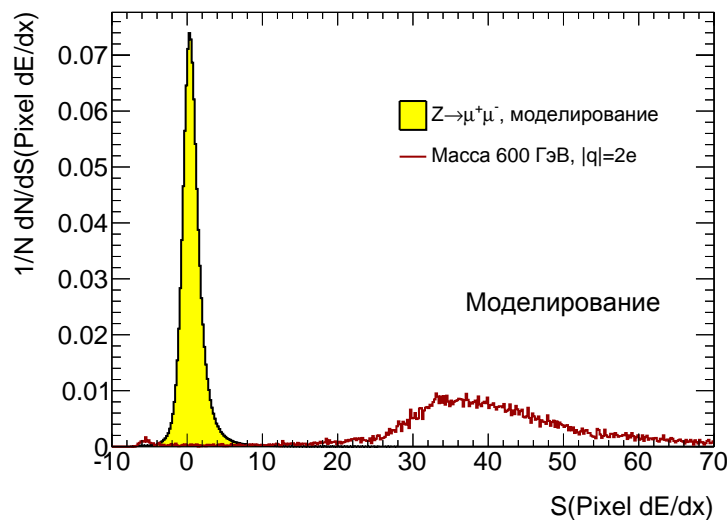


Рис. 6.5: Разделение по значимости ионизационных потерь в пиксельном детекторе между мюонами от распада Z^0 -бозонов и многозарядными частицами с зарядами $q = \pm 2e$ и массой 600 ГэВ в результатах моделирования.

6.3.3.2 Отборы по потерям на ионизацию в пиксельном детекторе и по доле кластеров с превышением верхнего порога по амплитуде на треке TRT («жёсткий» отбор)

Для двухзарядных частиц ограничение на потери на ионизацию в пиксельном детекторе снижает фон от мюонов на несколько порядков с потерей незначительной доли сигнала. Это проиллюстрировано на рисунке 6.5.

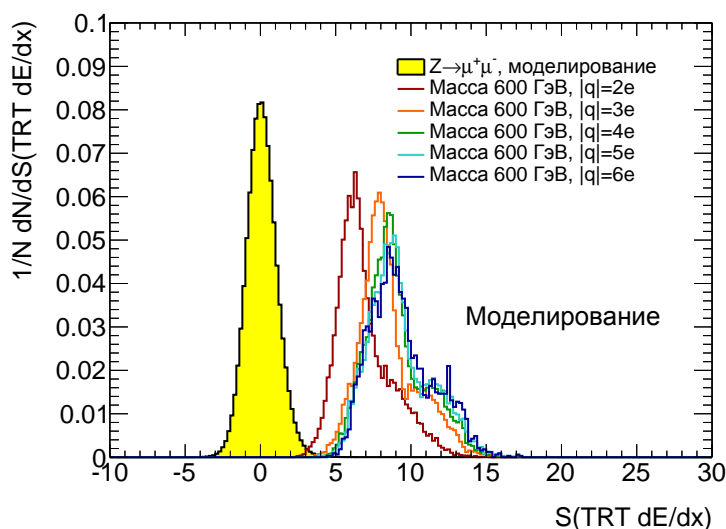


Рис. 6.6: Разделение по значимости ионизационных потерь в TRT между мюонами от распада Z^0 -бозонов и многозарядными частицами с зарядами от $q = \pm 2e$ до $q = \pm 6e$ и массой 600 ГэВ в результатах моделирования.

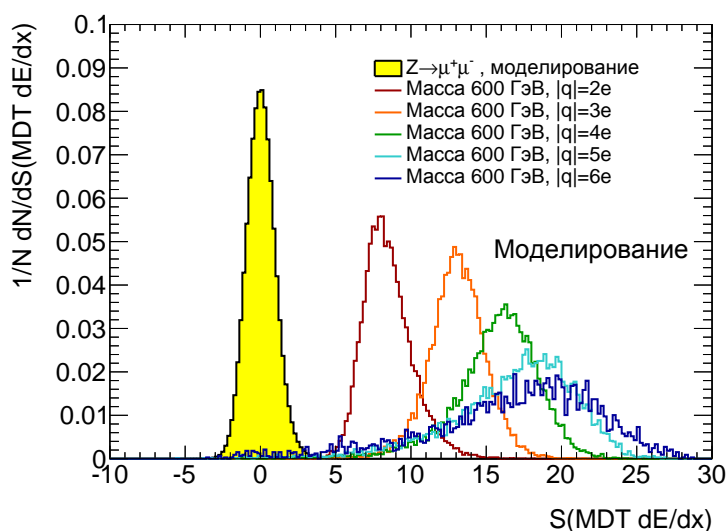


Рис. 6.7: Разделение по значимости ионизационных потерь в MDT между мюонами от распада Z^0 -бозонов и многозарядными частицами с зарядами от $q = \pm 2e$ до $q = \pm 6e$ и массой 600 ГэВ в результатах моделирования.

Требование $S(\text{Pixel } dE/dx) > 17$, накладываемое на все треки сразу после прохождения ими предварительного отбора, достаточно хорошо разделяет области сигнала и фона (в отличие от случая зарядов, отличных от $\pm 2e$), как проиллюстрировано на рисунке 6.8.

Как и раньше, для поиска частиц с зарядами $3e \leq |q| \leq 6e$ применяется ограничение на долю хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде со straw. Отличие спектров по зарядам представлено на рисунке 6.9, а разделение фона и сигнала (за исключением случая $q = \pm 2e$) — на рисунке 6.10.

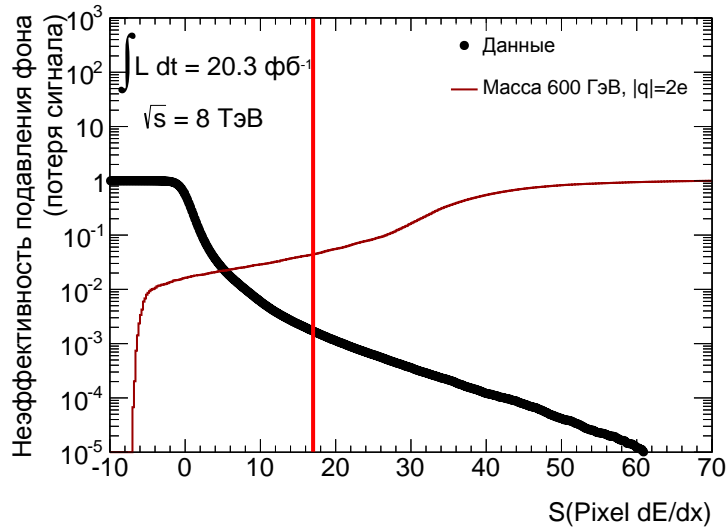


Рис. 6.8: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функции ограничения на значимость потерь на ионизацию в пиксельном детекторе для мюонов в экспериментальных данных и двухзарядных частиц с массой $m = 600$ ГэВ в результатах ММК. Красной вертикальной линией показано ограничение основного отбора.

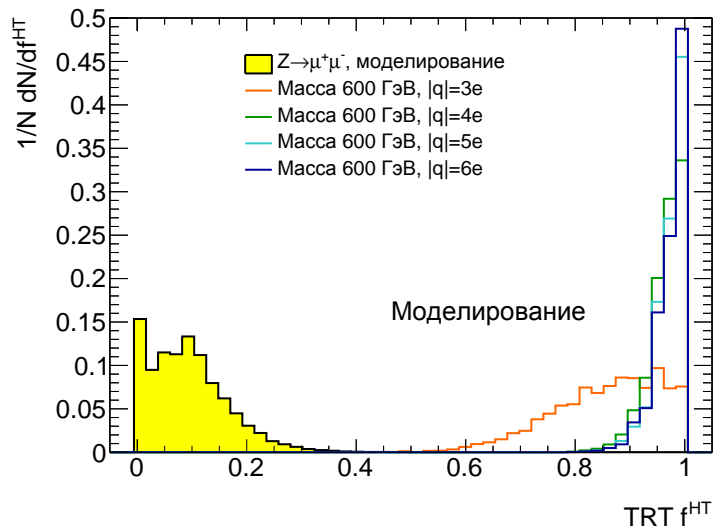


Рис. 6.9: Разделение по доле хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде со straw между мюонами от распада Z^0 -бозонов и многозарядными частицами с зарядами от $q = \pm 3e$ до $q = \pm 6e$ и массой 600 ГэВ в результатах моделирования.

6.4 Финальный отбор и оценка фона

На рисунках 6.11 и 6.12 представлены неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функция ограничений на значимость потерь на ионизацию в TRT и MDTs. Красными и синими вертикальными линиями на гистограммах показаны ограничения финального отбора.

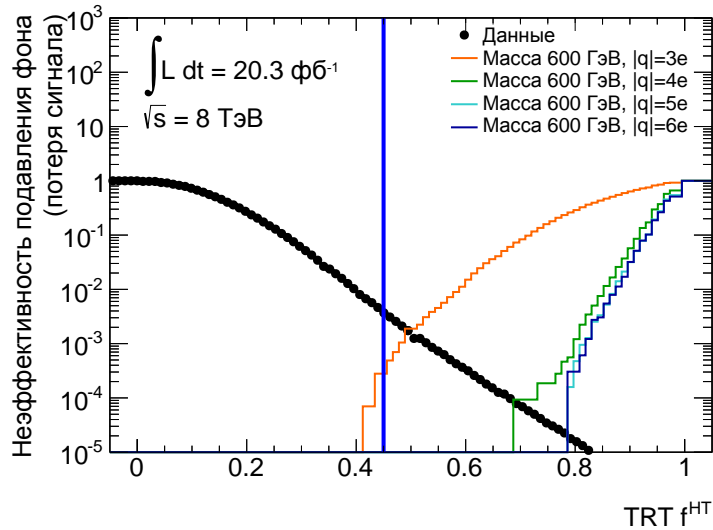
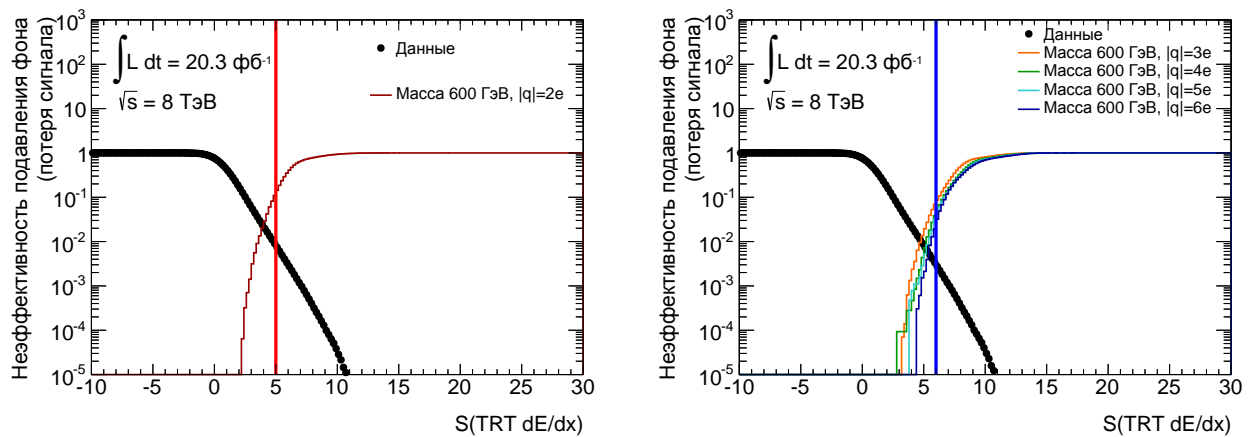


Рис. 6.10: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функции ограничения на долю хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде со straw для мюонов в экспериментальных данных и многозарядных частиц с массой $m = 600$ ГэВ в результатах моделирования.

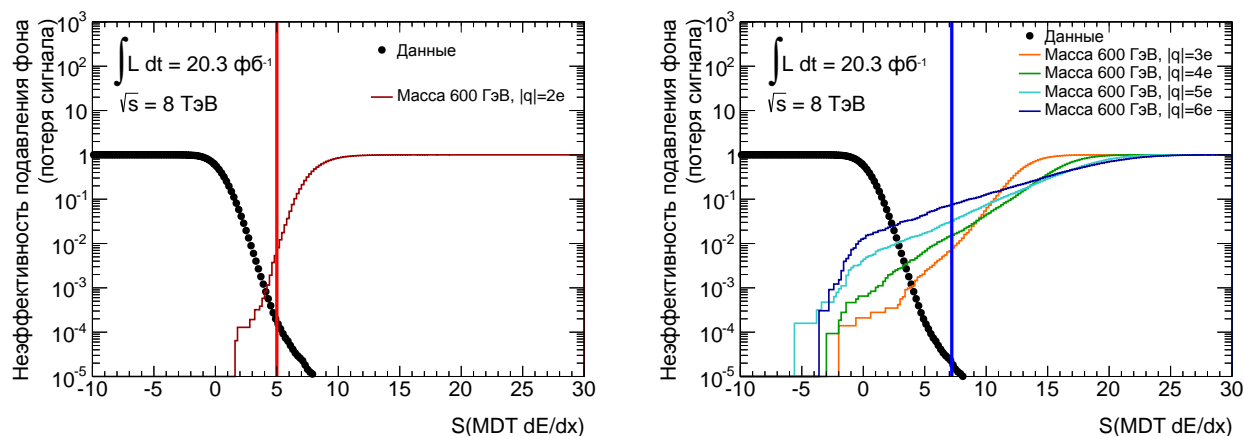


а) Случай поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$ б) Случай поиска частиц с зарядом $|q| > 2e$

Рис. 6.11: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функция ограничения на значимость потерь на ионизацию в TRT для мюонов в экспериментальных данных и многозарядных частиц с массой $m = 600$ ГэВ в результатах ММК до основного отбора.

ABCD-метод, использовавшийся в анализе экспериментальных данных 2011 года, в настоящем анализе даёт бесконечно большую статистическую погрешность из-за отсутствия фоновых событий в контрольной области C, как показано на двумерных плоскостях на рисунке 6.13.

Поэтому оценка фона выполняется специально разработанным методом, базирующимся на форме распределения значимости потерь в MDT, суть которого заключается в следующем. Число событий в области D, ожидаемых из фона, может быть оценено из вероятности найти событие с кандидатом с $S(\text{MDT } dE/dx) > 5$ для случая поиска частиц с $|q| = 2e$ или с $S(\text{MDT } dE/dx) > 7.2$ для случая поиска частиц с $3e \leq |q| \leq 6e$, используя распределение



а) Случай поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$ б) Случай поиска частиц с зарядом $|q| > 2e$

Рис. 6.12: Неэффективность подавления фона и степень потери сигнала как функция ограничения на значимость потерь на ионизацию в MDT для мюонов в экспериментальных данных и многозарядных частиц с массой $m = 600$ ГэВ в результатах моделирования до основного отбора.

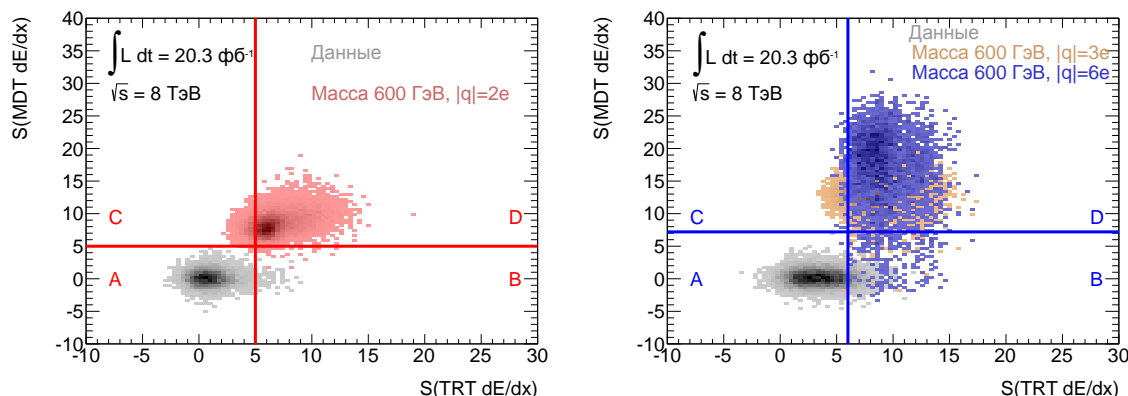


Рис. 6.13: Плоскости значимостей потерь в TRT и MDTs после основного отбора для случая поиска многозарядных частиц с зарядом $|q| = 2e$ (слева) и $3e \leq |q| \leq 6e$ (справа).

$S(\text{MDT } dE/dx)$ до основного отбора. Это распределение и вычисленные из него вероятности показаны на рисунке 6.14.

Тогда ожидаемое число событий из фона в сигнальной области D можно представить как произведение вероятности f найти частицу, $S(\text{MDT } dE/dx)$ которой превышает порог основного отбора, и числа событий в области B. Как и оригинальный ABCD-метод, данный метод опирается на предположение о том, что переменные, образующие двумерную плоскость, некоррелированы между собой. Чтобы доказать это, проводилось сравнение спектров переменной $S(\text{TRT } dE/dx)$ для мюонов из экспериментальных данных с $-10 < S(\text{MDT } dE/dx) < 0$ и с $0 < S(\text{MDT } dE/dx) < 10$, как проиллюстрировано на рисунке 6.15.

Отличное согласие двух распределений подтверждает возможность использования такого метода для оценки фона в сигнальной области.

В таблице 6.5 приведены количества наблюдаемых событий с частицами в областях B и D, а также значения вероятностей f и, наконец, количества ожидаемых событий в области D

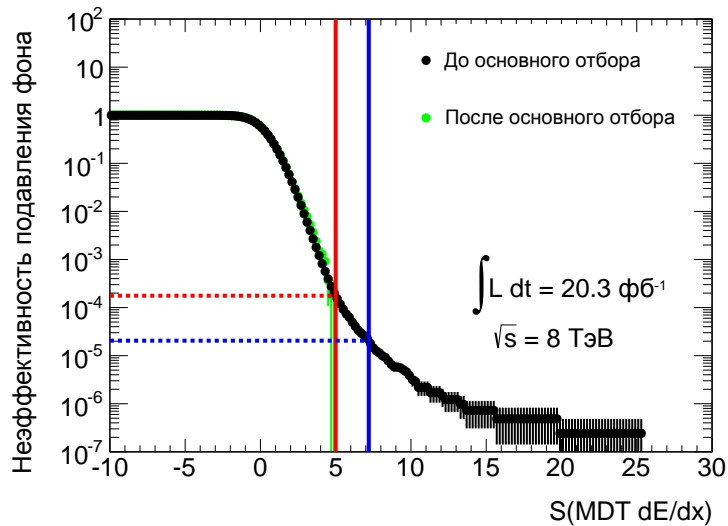


Рис. 6.14: Интегральное распределение $S(\text{MDT } dE/dx)$ до основного отбора, необходимое для вычисления вероятности f найти частицу, $S(\text{MDT } dE/dx)$ которой превышает определённый порог. Красным и синим пунктирами показаны вероятности $S(\text{MDT } dE/dx)$ превысить величины 5 и 7.2.

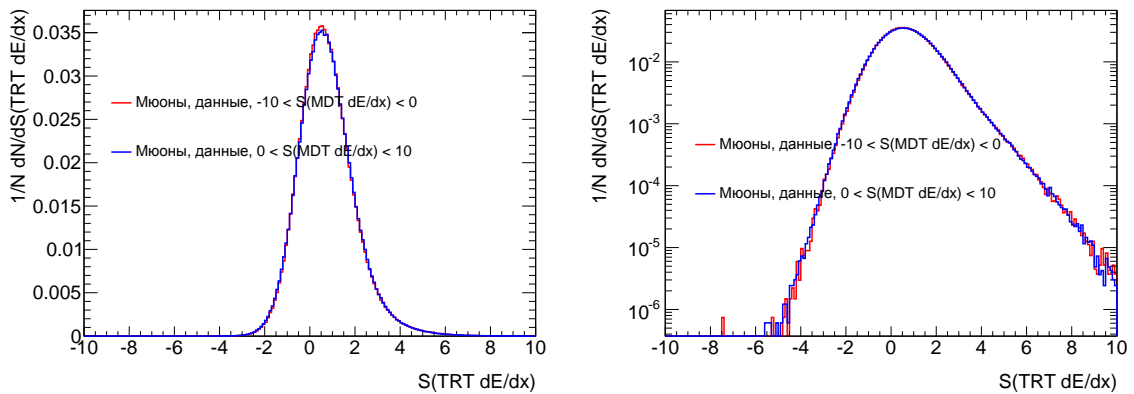


Рис. 6.15: Линейный и логарифмический спектры $S(\text{TRT } dE/dx)$ для мюонов из экспериментальных данных до основного отбора: красным – с $-10 < S(\text{MDT } dE/dx) < 0$, синим – с $0 < S(\text{MDT } dE/dx) < 10$.

из фона со своими статистическими погрешностями. Систематические погрешности на эти величины обсуждаются в главе 6.6.1.

Хотя в этой таблице уже приведены значения N_{obs}^D , анализ тем не менее был «слепым»: подсчёт N_{obs}^D проводился только после того, как были вычислены все погрешности (см. главу 6.6) и количество ожидаемых из фона событий в сигнальной области.

Таблица 6.5: Количества наблюдаемых событий с частицами в областях В и D, а также вероятности найти частицу, $S(\text{MDT } dE/dx)$ которой превышает порог основного отбора. Последняя колонка – количества ожидаемых событий в области D из фоновых процессов.

Все величины представлены для двух случаев: поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$ и $3e \leq |q| \leq 6e$.

	N_{obs}^B	f	N_{obs}^D	N_{exp}^D
$ q = 2e$	76	$1.765 \cdot 10^{-4}$	0	0.013 ± 0.002
$3e \leq q \leq 6e$	1251	$2.05 \cdot 10^{-5}$	0	0.026 ± 0.003

6.5 Эффективность отбора сигнала (чувствительность анализа)

Верхний предел на сечение рождения σ по-прежнему определяется из 5.6, где N_{data} — число ожидаемых или наблюдаемых кандидатов на уровне значимости 95%, \mathcal{L} — интегральная светимость проанализированных экспериментальных данных, ε — эффективность поиска. Под эффективностью поиска в анализе экспериментальных данных 2012 года понимается доля событий-кандидатов по отношению ко всем смоделированным событиям, и она вычисляется как произведение эффективностей кинематического отбора, триггерного отбора и эффективности отбора сигнала.

6.5.1 Эффективность триггерного отбора

Одно из основных отличий в методах подсчёта эффективности между анализами экспериментальных данных 2011 и 2012 годов состоит в том, что в последнем случае эффективности кинематического и триггерного отбора были совмещены в одну величину, называемую «эффективностью триггера». Сделано это из-за того, что обе эти величины на самом деле связаны между собой.

Анализ начинается с отбора событий, имеющих хотя бы один восстановленный объект, который удовлетворяет критериям, перечисленным в главе 6.3.1. Эти объекты должны быть геометрически совмещены с truth-частицами в кинематическом диапазоне $\frac{p_T}{|q_{\text{true}}|} > 40$ ГэВ и $|\eta| < 2.0$ для мюонного анализа и $\frac{p_T}{|q_{\text{true}}|} > 30$ ГэВ и $|\eta| < 2.0$ для E_T^{miss} -анализа.

После этого события по крайней мере с одним таким объектом должны удовлетворять критериям триггерного отбора, которые описаны в главе 6.3.2.

Как и в анализе экспериментальных данных 2011 года, при использовании мюонного триггера в диапазоне RPCs в барреле ($|\eta| < 1.05$) необходимо принять во внимание зависимость эффективности такого триггера от β (соответствующая поправка была описана в главе 4.1).

Для демонстрации вклада триггера на недостающую поперечную энергию в таблице 6.6 представлены значения его эффективности для всех рассматриваемых значений масс и зарядов искомым многозарядных частиц.

Таблица 6.6: Эффективность триггера для случая E_T^{miss} -анализа для всех исследуемых значений зарядов и масс искомых многозарядных частиц.

Масса, ГэВ	Заряд, e				
	± 2	± 3	± 4	± 5	± 6
50	0.40 ± 0.04	0.17 ± 0.03	0.06 ± 0.02	0.02 ± 0.01	0.01 ± 0.01
100	1.14 ± 0.07	0.90 ± 0.06	0.49 ± 0.05	0.20 ± 0.03	0.10 ± 0.02
200	1.93 ± 0.09	1.87 ± 0.09	1.52 ± 0.08	1.00 ± 0.07	0.50 ± 0.05
300	2.51 ± 0.10	2.87 ± 0.11	2.45 ± 0.10	1.62 ± 0.08	1.03 ± 0.07
400	3.67 ± 0.12	3.53 ± 0.12	2.92 ± 0.11	2.21 ± 0.10	1.37 ± 0.08
500	4.79 ± 0.14	4.07 ± 0.13	3.81 ± 0.12	2.90 ± 0.11	1.76 ± 0.09
600	5.33 ± 0.15	4.74 ± 0.14	4.34 ± 0.13	3.02 ± 0.11	2.06 ± 0.09
700	6.02 ± 0.15	5.13 ± 0.14	4.64 ± 0.14	3.51 ± 0.12	2.21 ± 0.10
800	6.30 ± 0.16	5.83 ± 0.15	4.88 ± 0.14	3.69 ± 0.12	2.46 ± 0.10
900	7.28 ± 0.17	6.50 ± 0.16	5.47 ± 0.15	3.96 ± 0.13	2.62 ± 0.11
1000	7.12 ± 0.17	6.92 ± 0.16	5.53 ± 0.15	4.14 ± 0.13	2.50 ± 0.10

Погрешности на все величины эффективностей в этой главе вычислены с использованием частотного подхода Клоппера-Пирсона при уровне достоверности 0.95.

6.5.2 Эффективность отбора сигнала

По-прежнему, эффективность отбора сигнала — отношение количества событий-кандидатов (по крайней мере с одним треком-кандидатом в сигнальном квадранте D) к числу тех событий, которые прошли триггерный отбор. Значения этой эффективности варьируются в диапазоне от 87% до 100%.

6.5.3 Итоговая эффективность поиска

Итоговая эффективность поиска (величина, стоящая в знаменателе формулы 5.6) является произведением эффективностей триггера и отбора сигнала. Её величины представлены на рисунке 6.16.

Многие факторы влияют на зависимость итоговой эффективности поиска от массы и заряда многозарядных частиц. Для низких значений масс требование на $\frac{p_T}{|q|}$ является главной причиной снижения эффективности. Для более высоких масс требование достичь мюонной системы с β , удовлетворяющей триггерному временному окну, также уменьшает эффективность. Кроме того, высокие ионизационные потери замедляют частицы: они могут не попасть в триггерное окно или потерять всю свою кинетическую энергию до мюонной системы. Зависимость эффективности от заряда объясняется увеличением потерь на ионизацию и более строгим отбором по эффективным значениям импульсов, которые увеличиваются в q^2 и $|q|$ раз с ростом заряда соответственно. Для многозарядных частиц, которые не долетают до мюонной системы, недостающая энергия будет выше для более тяжёлых частиц; соответственно, вероятность «зажечь» E_T^{miss} -триггер будет выше, хотя и вероятность для та-

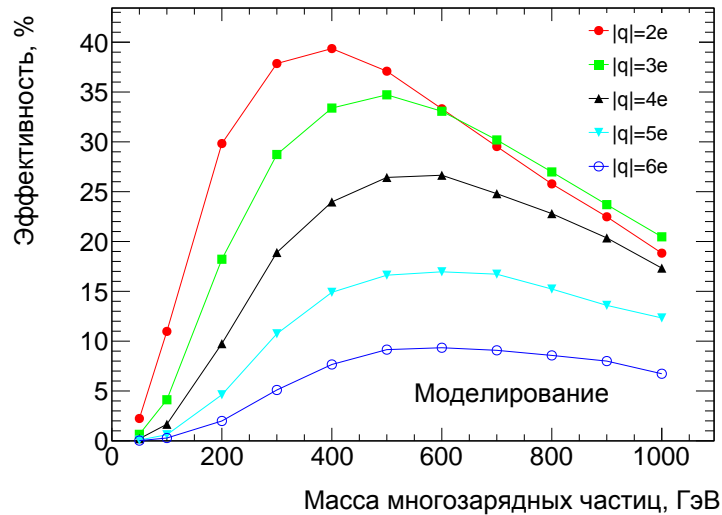


Рис. 6.16: Значения итоговой эффективности поиска для каждого исследуемого заряда и массы многозарядных частиц. Статистические погрешности по величине меньше размеров маркеров и поэтому скрыты за ними. Систематические погрешности обсуждаются только в следующей главе и не показаны на графике.

ких событий удовлетворить всем критериям отбора будет ниже из-за того, что в событии остаётся только один возможный трек-кандидат.

6.5.4 Вероятности событиям принадлежать несигнальным квадрантам после основного отбора

Вероятности событиям принадлежать несигнальным квадрантам А, В и С представлены в таблице 6.7 для каждого исследуемого значения заряда и массы многозарядных частиц. Эти вероятности определяются как доли смоделированных событий по крайней мере с одним треком-кандидатом в каком-либо несигнальном квадранте после прохождения ими условий основного отбора. Полагается, что событие даёт вклад в несигнальный квадрант если в нём есть трек, принадлежащий этому квадранту и нет трека-кандидата в сигнальном квадранте D.

6.6 Систематические и статистические погрешности на сечения рождения многозарядных частиц

В этой главе погрешности вычисляются отдельно для каждой переменной, входящей в формулу 5.6.

Таблица 6.7: Вероятности (в %) событиям принадлежать несигнальным квадрантам после основного отбора.

Масса, ГэВ	Вероятность, %														
	$ q = 2e$			$ q = 3e$			$ q = 4e$			$ q = 5e$			$ q = 6e$		
	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C
50	0.00	0.02	0.29	0.00	0.00	0.06	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
100	0.04	0.13	1.47	0.00	0.02	0.31	0.00	0.01	0.06	0.00	0.00	0.02	0.00	0.00	0.01
200	0.04	0.23	3.44	0.00	0.03	0.94	0.00	0.02	0.33	0.00	0.08	0.14	0.00	0.07	0.04
300	0.05	0.22	2.79	0.00	0.09	1.09	0.00	0.06	0.51	0.00	0.15	0.27	0.01	0.25	0.11
400	0.02	0.18	2.41	0.00	0.14	0.92	0.00	0.15	0.56	0.00	0.28	0.29	0.00	0.35	0.21
500	0.01	0.09	1.79	0.01	0.12	0.85	0.00	0.23	0.45	0.01	0.45	0.37	0.01	0.49	0.17
600	0.01	0.09	1.45	0.00	0.16	0.75	0.00	0.28	0.38	0.00	0.41	0.31	0.00	0.62	0.15
700	0.01	0.05	1.17	0.00	0.21	0.64	0.00	0.36	0.32	0.00	0.53	0.23	0.01	0.71	0.14
800	0.01	0.07	0.93	0.01	0.20	0.52	0.00	0.32	0.33	0.00	0.61	0.27	0.00	0.79	0.16
900	0.01	0.07	0.69	0.00	0.28	0.33	0.00	0.37	0.26	0.00	0.67	0.17	0.01	0.76	0.10
1000	0.00	0.06	0.50	0.00	0.22	0.45	0.00	0.36	0.19	0.01	0.55	0.16	0.00	0.69	0.09

6.6.1 Систематическая погрешность на оценку ожидаемого фона

Для оценки систематической погрешности на число ожидаемых из фона событий в сигнальном квадранте было проведено сравнение результатов двух методов оценки фона, используя более мягкие ограничения на сигнальную область D. Как уже упоминалось в главе 6.4, причиной, по которой в анализе экспериментальных данных 2012 года невозможно использовать метод оценки ожидаемого фона из анализа экспериментальных данных 2011 года, стало отсутствие событий в одном из несигнальных квадрантов. Однако, если смягчить требование на $S(\text{MDT } dE/dx)$ в финальном отборе, можно оценить ожидаемый фон обоими способами и взять относительную разницу за систематическую погрешность нового метода. Для этого ограничение на $S(\text{MDT } dE/dx)$ было снижено с 5 и 7.2 до 3 для случаев поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$ и $|q| \geq 3e$ соответственно, и оба метода дали результаты, отличающиеся друг от друга на 25%. Это число в итоге и было взято за систематическую погрешность на оценку ожидаемого из фона числа событий в сигнальной области.

6.6.2 Систематическая погрешность на интегральную светимость проанализированных экспериментальных данных

Погрешность на интегральную светимость для анализа экспериментальных данных 2012 года составляет 2.8%. Она вычислена с использованием той же самой методики, которая описана в работе [118].

6.6.3 Погрешности на итоговую эффективность анализа

Систематическая погрешность на итоговую эффективность поиска складывается из нескольких величин. Во-первых, это погрешность из-за недостаточного соответствия между экспериментальными данными и результатами моделирования. Во-вторых, это погрешность из-за ограниченной статистики моделированных выборок. Наконец, в-третьих, это погрешность, связанная с искусственной поправкой на эффективность мюонного триггера (также

присутствует и погрешность на эффективность триггера по недостающей поперечной энергии).

6.6.3.1 Систематическая погрешность из-за несоответствия между результатами моделирования и экспериментальными данными

Как и в анализе экспериментальных данных 2011 года, для определения погрешности, связанной с несоответствием между результатами моделирования и экспериментальными данными, были проварьированы ограничения на каждую используемую физическую величину. Сюда входят вариации p_T на $\pm 3\%$ из-за ограниченного разрешения измерения импульса треков, f^{HT} на $\pm 25\%$ из-за сильной зависимости этой величины от эффекта «наложения» событий и вариации $S(\text{Pixel } dE/dx)$ на $\pm 10\%$, $S(\text{TRT } dE/dx)$ на $\pm 5\%$, $S(\text{MDT } dE/dx)$ на $\pm 15\%$ из-за наблюдаемого несогласия спектров соответствующих переменных (см. рисунки 4.5, 4.10 и 4.19). Для остальных переменных вариации имели незначительный эффект. Квадратичная сумма результатов вариаций всех переменных, меняющаяся от 1% до 17%, представлена в таблице 6.8.

Таблица 6.8: Систематические погрешности (в %) из-за вариации ограничений на основные физические параметры анализа.

Масса, ГэВ	Заряд, e				
	± 2	± 3	± 4	± 5	± 6
50	14	12	15	12	13
100	11	11	9	12	17
200	8	6	8	10	9
300	5	5	5	6	7
400	4	3	4	4	5
500	5	2	3	4	4
600	3	2	2	3	3
700	2	1	2	3	3
800	2	1	1	2	3
900	2	1	1	2	3
1000	3	1	1	2	3

В принципе, погрешность на количество вещества перед мюонной системой могла бы увеличивать погрешность, связанную с недостаточным соответствием спектров физических параметров из-за эффекта замедления (или ускорения) частиц. Однако, такая погрешность составляет всего около 1% [119], и её эффект полностью покрывается погрешностью в 3% на измерение поперечных импульсов частиц.

6.6.3.2 Статистическая погрешность из-за ограниченной статистики моделированных выборок

Погрешность, связанная с размером используемых наборов данных с моделированным сигналом, обычно не превышает 3%, хотя и может достигать достаточно высоких значений (до 60%) для наборов данных с многозарядными частицами высоких зарядов и низких масс.

6.6.3.3 Систематическая погрешность на эффективность триггера

Погрешность на величину поправки на эффективность RPC-триггера вычисляется путём варьирования внутренних параметров этой поправки и определения соответствующих эффектов таких вариаций:

- вариация значения β на разность между сгенерированным значением и восстановленным мюонной системой,
- вариация временного интервала, необходимого многозарядной частице для того, чтобы достичь самой дальней плоскости RPC триггера, на величину σ (см. рисунок 4.1.),
- учёт «уменьшения эффективного временного окна» в результатах моделирования из-за большего временного интервала между моментами попадания сигнальной частицы в самую ближнюю и самую дальнюю RPC плоскости по отношению к ситуации с временным окном обычных мюонов.

Результирующая итоговая погрешность, учитывающая все эти эффекты, показана в таблице 6.9.

Таблица 6.9: Эффект варьирования (в %) внутренних параметров поправки на эффективность RPC триггера в событиях, записанных мюонным триггером.

Масса, ГэВ	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
50	1	0.5	10	0.4	0.4
100	6	2	1.1	0.8	0.4
200	10	13	7	3	2
300	9	11	13	11	7
400	8	10	11	12	11
500	9	9	10	11	11
600	9	8	9	10	10
700	9	9	9	10	11
800	10	9	9	10	11
900	10	9	9	10	10
1000	10	9	9	9	10

Как уже было упомянуто в главе 4.1, в то время как RPC проводит временные измерения, TGC их не проводит. Частица может или соответствовать «правильному» пересечению сгустков или не соответствовать ему, и с этой точки зрения экспериментальные данные хорошо совпадают с результатом моделирования. Максимально возможная разница может достигать 2 нс при том, что в экспериментальных данных временное окно может удлиняться на дополнительные 10 нс. Это означает, что эффективность не может быть переоценена в результатах моделирования. Поэтому в работе не рассматриваются погрешности на эффективность TGC триггера: они пренебрежимо малы по сравнению с погрешностями на эффективность RPC триггера.

Эффективность E_T^{miss} -триггера зависит от испускания струй, то есть от количества частиц в начальном и конечном состояниях. Варьируя количество струй от излучения начального состояния (на -50% и на $+200\%$), можно пересчитать эффективность этого триггера и

рассматривать относительную разницу как систематическую погрешность. Что и было сделано, и погрешность составила 8.5%.

Для оценки полной погрешности на эффективность триггера по недостающей поперечной энергии были квадратично сложены глобальная 5% погрешность на этот триггер [120, 121] и вышеупомянутая погрешность в 8.5%. Для оценки полной погрешности на мюонный триггер были квадратично сложены погрешности на поправки на эффективность RPC триггера (см. таблицу 6.9) и глобальная погрешность в 1% на эффективность мюонного триггера [122].

Квадратичная сумма погрешностей на эффективность E_T^{miss} -триггера и мюонного триггера с весами в зависимости от доли вклада первого или второго триггера в анализ и называется систематической погрешностью на эффективность триггера.

6.6.3.4 Итоговые погрешности на эффективность анализа

В итоге, погрешности из-за ограниченной статистики моделирования, из-за недостаточного соответствия экспериментальных данных результатам моделирования и погрешности на эффективность триггера складываются квадратично, и эта сумма представлена в таблице 6.10 для всех исследуемых значений заряда и масс многозарядных частиц.

Таблица 6.10: Итоговые систематические погрешности на эффективность поиска многозарядных частиц.

Масса, ГэВ	Заряд, e				
	± 2	± 3	± 4	± 5	± 6
50	15	15	24	31	61
100	13	12	11	15	22
200	13	14	11	11	11
300	10	12	14	13	11
400	10	10	11	12	12
500	10	9	10	12	12
600	9	9	10	10	11
700	10	9	10	11	11
800	10	9	9	10	11
900	10	9	9	10	11
1000	10	9	9	10	11

Погрешности на предсказываемые теорией значения сечений рождения многозарядных частиц (из-за, например, субъективного выбора функции распределения партонов или учёта поправок более высоких порядков теории возмущений), безусловно, приводят к изменению величин эффективности поиска; однако относительные изменения значений эффективности оказываются меньше, чем их статистические погрешности.

Метод вычисления пределов на сечение рождения и массу искомых частиц, а также интерпретация полученных результатов обсуждаются в следующей главе.

Глава 7

Результаты

Итак, в анализе экспериментальных данных 2011 года при ожидаемых количествах частиц из фона в сигнальных областях, равных 0.41 ± 0.08 (стат.) ± 0.02 (сист.) для случая поиска двухзарядных частиц и 1.37 ± 0.46 (стат.) ± 0.07 (сист.) для случая поиска частиц с зарядами $3 \leq |q| \leq 6e$, после «открытия» сигнальных областей наблюдаемое число частиц в каждой из них составило 0.

В анализе экспериментальных данных 2012 года ожидаемые количества фоновых событий в сигнальных областях составили 0.013 ± 0.002 (стат.) ± 0.003 (сист.) и 0.026 ± 0.003 (стат.) ± 0.008 (сист.) для случаев поиска частиц с зарядами $|q| = 2e$ и $3 \leq |q| \leq 6e$, соответственно. Так же, как и в анализе экспериментальных данных 2011 года, в сигнальных областях не было найдено ни одного события.

Отдельно было подтверждено отсутствие искомых треков в так называемом “debug” типе экспериментальных данных (“debug stream”). В нём содержатся события, для которых триггер не мог сразу принять решение из-за какого-либо рода неполадок и сбоев (см. [123]). После устранения причин, вызвавших сбой в онлайн-триггерной системе, такие события обрабатываются ещё раз и записываются в отдельные наборы данных.

7.1 Интерпретация результатов в терминах верхних пределов на сечение рождения и нижних пределов на массу искомых частиц

Типичным методом проведения эксперимента в физике частиц является подсчёт числа искомых объектов (треков в анализе экспериментальных данных 2011 года и событий в анализе экспериментальных данных 2012 года) в некоторой области, определённой набором ограничений на физические параметры. Если наблюдаемое число объектов превосходит аналогичное число из «известной» физики (фона СМ) на статистически значимую величину, заявляется об открытии нового вида частиц. С другой стороны, если наблюдаемое количество сравнимо или меньше количества из фона, устанавливаются (или уточняются, если поиск таких объектов проводился ранее) верхние пределы на сечение их рождения. В случае, если

наблюдаемый верхний предел на сечение рождения меньше теоретически предсказанного значения, теория исключается.

Измеренное количество объектов в экспериментальных данных сравнивается с предсказаниями двух моделей: первая включает новую физику («сигнально-фоновая» модель; она утверждает, что экспериментальные данные описываются одним или несколькими процессами вне СМ), вторая («нулевая» или «фоновая» модель) её исключает, то есть описывает наблюдаемые явления целиком с точки зрения СМ, и утверждает, что «новой физики» нет. Результат должен показать, на каком уровне достоверности исключаются первая или вторая модели.

Данная работа предполагает редкий и дискретный характер появления искомым объектов, что обуславливает выбор распределения Пуассона для описания их количества. Тогда вероятность p наблюдения N_{obs} объектов при их ожидаемом количестве из фона b будет равна

$$p = \sum_{n=N_{\text{obs}}}^{\infty} \frac{b^n}{n!} e^{-b}. \quad (7.1)$$

Тогда тестовую статистику можно представить как отношение (сигнальной + фоновой) гипотезы к фоновой гипотезе:

$$X(N_{\text{obs}}) = \frac{\frac{e^{-(s+b)}(s+b)^{N_{\text{obs}}}}{N_{\text{obs}}!}}{\frac{e^{-b}b^{N_{\text{obs}}}}{N_{\text{obs}}!}}, \quad (7.2)$$

где s и b — количества наблюдаемых и ожидаемых от фоновых событий объектов. Обе этих величины остаются неизвестными. В анализе экспериментальных данных 2011 года ожидаются 0.41 (1.37) треков из фона для случаев поиска частиц с зарядами $|q| = 2e$ ($|q| > 2e$), а в анализе экспериментальных данных 2012 года — 0.013 (0.026) событий. Единственное, что известно из эксперимента, это число наблюдаемых объектов (треков или событий) $N_{\text{obs}} = s + b = 0$, поэтому тестовая статистика принимает вид

$$X_{\text{obs}} = X(N_{\text{obs}} = 0) = \frac{e^{-(s+b)}}{e^{-b}}. \quad (7.3)$$

Целью является установить предел на истинное число объектов. Тогда можно вычислить количество объектов, которое включено в наблюденное количество объектов N_{obs} . Это достигается путём нахождения максимума s , для которого сумма p -значений $N_{\text{obs}}^{\text{test}}$ (где $X_{\text{obs}}(N_{\text{obs}}^{\text{test}}) < X_{\text{obs}}$) удовлетворяет следующему выражению:

$$CL_{s+b} = 1 - \alpha = P_{s+b}(X \leq X_{\text{obs}}) = \sum_{X(N_{\text{obs}}^{\text{test}}) \leq X(N_{\text{obs}})} \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^{N_{\text{obs}}^{\text{test}}}}{N_{\text{obs}}^{\text{test}}!}, \quad (7.4)$$

где α — наперёд заданное значение уровня достоверности (см. [124]). В поисках в ATLAS принято задавать $\alpha = 0.05$, тогда полученное число истинных объектов представляет собой 95%-ый верхний предел на число наблюдаемых объектов. Однако, если ожидаются флуктуации числа объектов из фоновых процессов в отрицательную сторону (как в случае настоящего анализа), полагаться на формулу 7.4 некорректно, так как максимизация s в CL_{s+b}

приведёт к неоправданно строгим верхним пределам. Решение этой проблемы — нормировка уровня достоверности на уровень достоверности фоновой гипотезы CL_b :

$$CL_b = P_b(X \leq X_{\text{obs}}) = \sum_{X(N_{\text{obs}}^{\text{test}}) \leq X(N_{\text{obs}})} \frac{e^{-b} b^{N_{\text{obs}}^{\text{test}}}}{N_{\text{obs}}^{\text{test}}!}. \quad (7.5)$$

Полученный в результате уровень достоверности $CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} = 1 - \alpha$ (см., например, работу [125]) вычисляется для максимального s и $\alpha = 0.05$ с помощью так называемых псевдоэкспериментов, которые генерируют репрезентативную выборку результатов эксперимента и сравнивают тестовую статистику с N_{obs} . Пакет программ, необходимый для его вычисления, называется MCLimit (см. [124]). Систематические погрешности входят в процедуру установки пределов на сечение рождения путём «размывания» по Гауссу величин s и b , причём, естественно, ширины получающихся распределений задаются соответствующими погрешностями:

$$CL_s = 1 - \alpha = \frac{CL_{s+b}^{s,b \text{ smeared}}}{CL_b^{b \text{ smeared}}}. \quad (7.6)$$

В итоге вычисляются количество наблюдаемых объектов на 95% уровне достоверности, число ожидаемых объектов на том же уровне достоверности, а также вариации в пределах $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ вокруг числа ожидаемых объектов. Затем, подставляя определённые таким образом количества искомым объектов и значения эффективностей, вычисленных в главах 5.5.4 или 6.5.3 (для анализа экспериментальных данных 2011 или 2012 года), в формулу 5.6, количества объектов пересчитываются в верхние пределы на сечение рождения искомым частиц. Результаты представлены на рисунках 7.1 и 7.2 для анализов экспериментальных данных 2011 и 2012 годов соответственно.

Данные верхние пределы на сечения рождения подразумевают, что «разрешённые» значения сечений находятся ниже красных кривых, а «запрещённые» — выше. Благодаря этому были вычислены нижние пределы (то есть «разрешёнными» являются все значения выше этого предела, а «запрещёнными» — ниже) на массу многозарядных частиц как точки пересечения теоретически предсказанных (синих) кривых с соответствующими наблюдаемыми верхними пределами (красных кривых), полученные методом линейной интерполяции соответствующих кривых между измеренными значениями.

В ряде случаев ожидаемые и наблюдаемые пределы практически совпадают (например, в случае поиска частиц с зарядом $|q| = 2e$ в экспериментальных данных 2011 года (левый верхний график на рисунке 7.1) и поиска частиц всех зарядов в экспериментальных данных 2012 года (рисунок 7.2)) из-за того, что число ожидаемых объектов из фона меньше 0.5 при отсутствии наблюдаемых объектов, что с точки зрения статистики Пуассона означает равенство этих двух чисел. Величины областей вариаций $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ вокруг ожидаемых пределов зависят от числа ожидаемых объектов, поэтому в случаях низких количеств ожидаемых из фона объектов области вариации будут уже.

Таким образом, в рамках анализа экспериментальных данных 2011 года существование многозарядных частиц исключено на уровне достоверности 95% в интервале их масс от

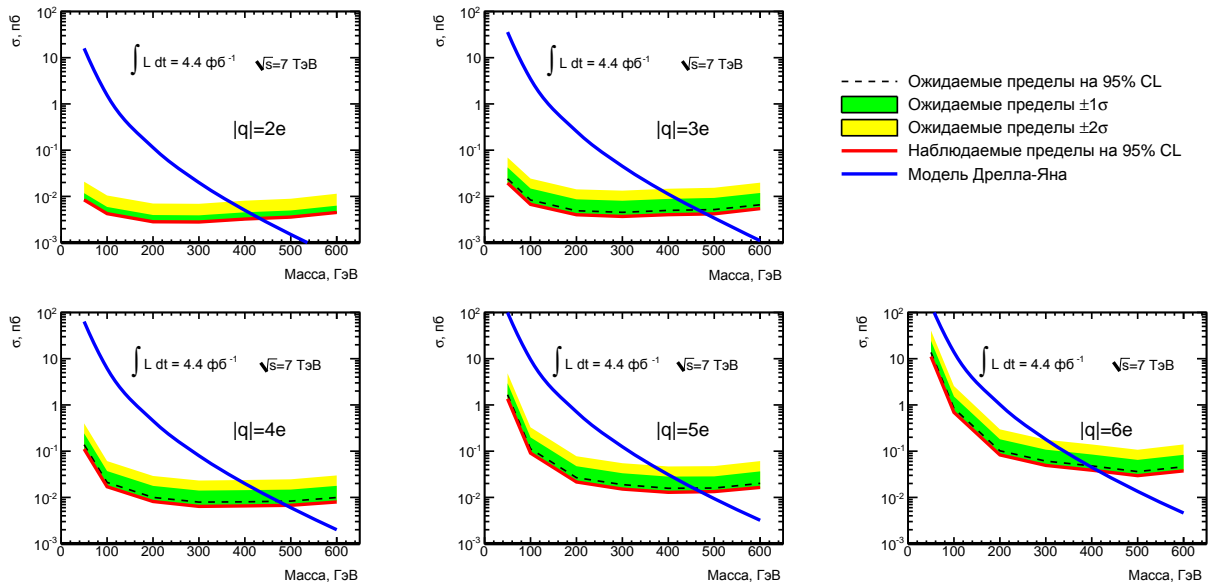


Рис. 7.1: Верхние пределы на сечения рождения многозарядных частиц в анализе экспериментальных данных 2011 года: наблюдаемые пределы красными линиями, ожидаемые — чёрным пунктиром (в случае двухзарядных частиц совпадают с наблюдаемыми); вариации в пределах $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ вокруг ожидаемых пределов — зелёной и жёлтой заливками соответственно. Синими кривыми показаны теоретически предсказанные значения сечений по модели Дрелла-Яна.

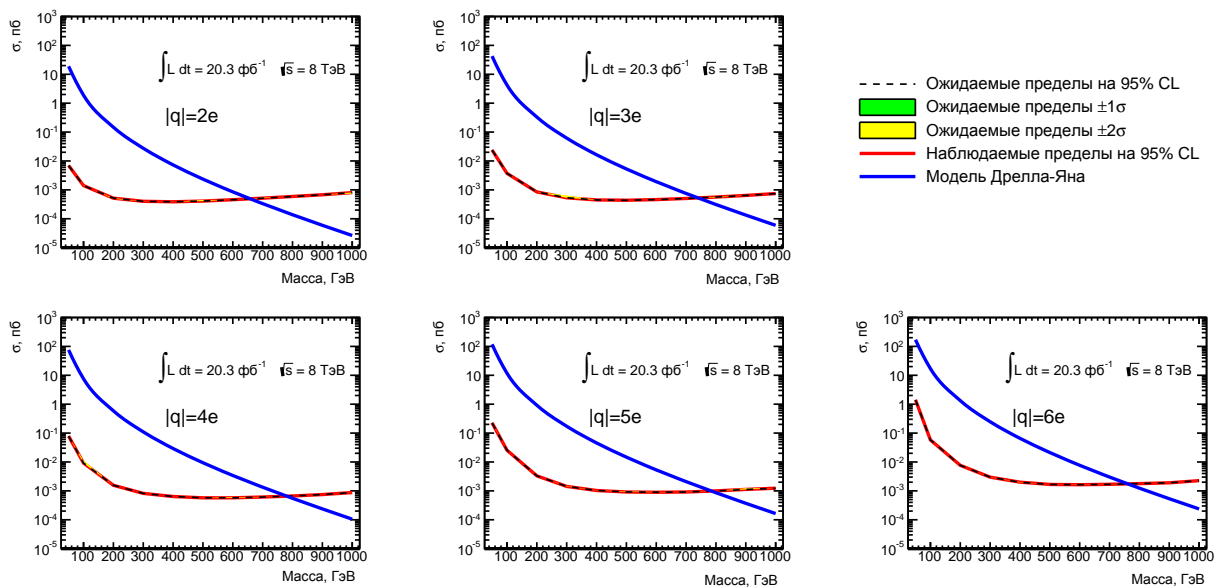
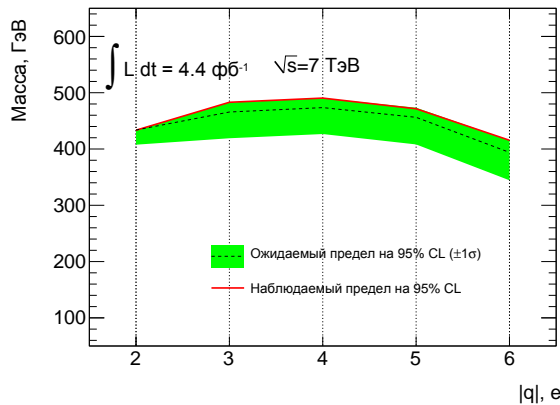


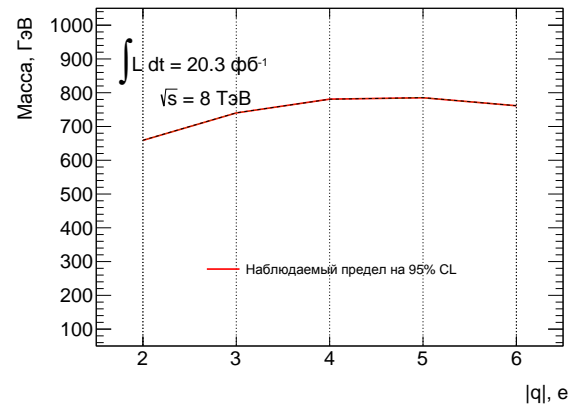
Рис. 7.2: Верхние пределы на сечения рождения многозарядных частиц в анализе экспериментальных данных 2012 года: наблюдаемые пределы красными линиями, ожидаемые — чёрным пунктиром (в случае двухзарядных частиц совпадает с наблюдаемым); вариации в пределах $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ вокруг ожидаемых пределов — зелёным и жёлтым соответственно. Синими кривыми показаны теоретически предсказанные значения сечений по модели Дрелла-Яна.

50 ГэВ до 433, 483, 490, 471 и 416 ГэВ для частиц с зарядами $\pm 2e$, $\pm 3e$, $\pm 4e$, $\pm 5e$ и $\pm 6e$ соответственно как проиллюстрировано на рисунке 7.3 (а).

В анализе экспериментальных данных 2012 года ограничения стали строже из-за увеличившихся энергии протонных пучков и статистики, а также благодаря оптимизированным критериям отбора событий. В этом случае существование многозарядных частиц исключается на том же уровне достоверности 95% в интервале масс от 50 ГэВ до 659, 740, 781, 785 и 761 ГэВ для частиц с зарядами $\pm 2e$, $\pm 3e$, $\pm 4e$, $\pm 5e$ и $\pm 6e$ соответственно как проиллюстрировано на рисунке 7.3 (б).



а) Результаты анализа экспериментальных данных 2011 года



б) Результаты анализа экспериментальных данных 2012 года

Рис. 7.3: Нижние пределы на массу многозарядных частиц. Чёрной пунктирной линией обозначены ожидаемые пределы, красной – наблюдаемые. Зелёной заливкой обозначены области в пределах $\pm 1\sigma$ от ожидаемых пределов.

Заключение

Проведены два поиска многозарядных ($|q| = 2e, 3e, 4e, 5e$ и $6e$) долгоживущих тяжёлых частиц, используя экспериментальные данные эксперимента ATLAS на БАК ЦЕРН: накопленные за сеансы измерений с мая по октябрь 2011 года с интегральной светимостью $\mathcal{L} = 4.4 \text{ фб}^{-1}$ и энергией протонных пучков в системе центра масс $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и накопленные с апреля по декабрь 2012 года со светимостью 20.3 фб^{-1} и $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$. В результате не было найдено ни одного кандидата на роль многозарядных частиц. По результатам поиска этих частиц в экспериментальных данных 2012 года были установлены верхние пределы на сечения их рождения для каждого значения исследуемых масс (в диапазоне от 50 до 1000 ГэВ) и зарядов. Эти пределы, а также теоретически предсказанные сечения рождения, представлены на рисунке 7.4 (б). Для сравнения на этом же рисунке (а) представлены менее строгие пределы, полученные в анализе экспериментальных данных 2011 года.

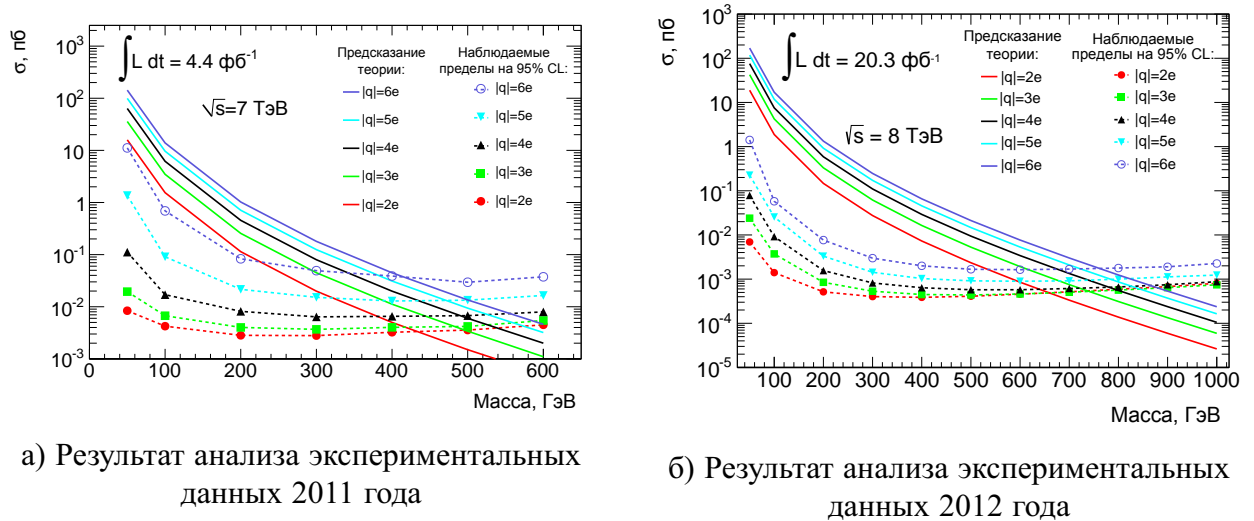


Рис. 7.4: Сравнение теоретически предсказанных сечений рождения многозарядных частиц (сплошными линиями) и экспериментально наблюдаемых верхних пределов на сечения рождения (пунктиром).

Верхние пределы на сечения рождения для используемой упрощённой модели Дрелла-Яна могут быть интерпретированы в качестве нижних пределов на массу таких частиц, исключая их существование в интервале от 50 ГэВ до 659, 740, 781, 785 и 761 ГэВ для частиц с зарядами $\pm 2e, \pm 3e, \pm 4e, \pm 5e$ и $\pm 6e$ соответственно на уровне достоверности 95%.

На момент окончания анализа только объединённый результат, полученный коллаборацией CMS в 2011-2012 годах (см. [1]) путём поиска мюонных треков с высокими значениями

ионизационных потерь в центральной трековой системе и времени пролёта в мюонной системе, с нижними пределами в 685, 752, 793, 796 и 781 ГэВ (соответственно для зарядов от $\pm 2e$ до $\pm 6e$) на массу многозарядных частиц на уровне значимости 95%, превосходит данный результат. Рассматривая только поиск на $\mathcal{L}_{int} = 18.8 \text{ фб}^{-1}$ при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ на экспериментальных данных 2012 года, анализ CMS исключил существование многозарядных частиц тех же зарядов лишь до масс 673, 748, 778, 785 и 770 ГэВ.

Основные итоги работы заключаются в следующем:

1. Получены результаты поиска высокоионизирующих частиц с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$ и подавления фоновых событий с однозарядными релятивистскими частицами на основе одновременного учёта потерь их энергии на ионизацию в нескольких детекторах установки ATLAS: в пиксельном кремниевом детекторе, трековом детекторе переходного излучения, калориметрах и мониторируемых дрейфовых трубках мюонного спектрометра.
2. Установлены пределы на массы, исключаящие существование многозарядных частиц в интервалах от 50 ГэВ до 659, 740, 781, 785 и 761 ГэВ для частиц с зарядами $\pm 2e$, $\pm 3e$, $\pm 4e$, $\pm 5e$ и $\pm 6e$ соответственно на уровне достоверности 95%, полученные на основании их поиска в экспериментальных данных 2012 года при энергии протонных пучков 8 ТэВ в системе центра масс.

Благодарности

Работа не была бы выполнена без поддержки множества людей, которым я всецело признателен. Всех перечислить всё равно невозможно, поэтому, если упоминание о ком-то далее отсутствует, это ни в коем случае не означает, что он(а) забыт(а)!

Прежде всего я хотел бы выразить глубокую благодарность своему научному руководителю А.С. Романюку за всё, что было сделано для меня за годы работы над диссертационным исследованием: за постоянную поддержку, генерацию важных идей, критический взгляд на многие аспекты работы и, в особенности, за неоценимое терпение.

Также хочу горячо поблагодарить своих непосредственных коллег из коллаборации ATLAS: О.В. Булекова, М. Jüngst, С. Marino и S. Zimmermann за их помощь, вклад в работу и регулярные обсуждения многочисленных деталей исследования.

Наконец, приношу благодарности всему коллективу кафедры № 40 «Физика элементарных частиц» НИЯУ МИФИ за неустанную поддержку во время моей учёбы и работы в институте.

Литература

1. *CMS Collaboration*. Searches for long-lived charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // *JHEP*. — 2013. — Vol. 1307. — P. 122.
2. *ATLAS Collaboration*. Search for long-lived, multi-charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector // *Phys.Lett.* — 2013. — Vol. B722. — Pp. 305–323.
3. Смирнов Ю. С. Поиск долгоживущих многозарядных частиц в эксперименте АТЛАС на БАК ЦЕРН // *Вестник Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»*. — 2014. — Т. 3. — С. 261–266.
4. Смирнов Ю.С. Изучение возможности идентификации дваждызарядных частиц в ATLAS TRT // *Труды Научной Сессии МИФИ-2011*. — 2011. — Т. 2. — С. 123–124.
5. Смирнов Ю.С. Изучение возможности идентификации дваждызарядных частиц в ATLAS TRT // *Труды Научной Сессии МИФИ-2012*. — 2012. — Т. 2. — С. 71.
6. Смирнов Ю.С. Поиск долгоживущих многозарядных тяжёлых частиц в эксперименте ATLAS на LHC // *Труды Научной Сессии МИФИ-2013*. — 2013. — Т. 2. — С. 97.
7. Смирнов Ю.С. Поиск долгоживущих многозарядных тяжёлых частиц в эксперименте ATLAS на LHC // *Труды Научной Сессии МИФИ-2014*. — 2014. — Т. 1. — С. 60.
8. Смирнов Ю.С. Поиск долгоживущих многозарядных тяжёлых частиц в эксперименте ATLAS на БАК ЦЕРН // *Труды Научной Сессии МИФИ-2015*. — 2015. — Т. 1. — С. 59.
9. Смирнов Ю.С., Булеков О.В., Романюк А.С. Поиск долгоживущих многозарядных тяжёлых частиц в эксперименте ATLAS на БАК ЦЕРН // *Тезисы докладов международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН*. — 2014. — С. 24.
10. *ATLAS Collaboration*. Search for heavy long-lived multi-charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector // *Eur. Phys. J.* — 2015. — Vol. C75, no. 8. — P. 362.
11. Stable massive particles at colliders / M. Fairbairn, A.C. Kraan, D.A. Milstead et al. // *Phys. Rept.* — 2007. — Vol. 438. — Pp. 1–63.
12. *J.S.Schwinger*. Magnetic charge and quantum field theory // *Phys. Rev.* — 1966. — Vol. 144. — Pp. 1087–1093.

13. *Dimopoulos S., Landsberg G. L.* Black Holes At LHC // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 87. — P. 161602.
14. *Kusenko A., Shaposhnikov M. E.* Supersymmetric Q-balls as dark matter // *Phys. Lett.* — 1998. — Vol. B418. — Pp. 46–54.
15. *Connes A.* Noncommutative geometry. — Academic Press, London and San Diego, 1994.
16. *Khlopov M. Yu., Kouvaris Ch.* Strong Interactive Massive Particles from a Strong Coupled Theory // *Phys.Rev.* — 2008. — Vol. D77. — P. 065002.
17. *Mohapatra R. N., Pati J. C.* Left-Right Gauge Symmetry and an Isoconjugate Model of CP Violation // *Physical Review D.* — 1975. — Vol. 11.
18. *Fargion D., Khlopov M., Stephan Ch. A.* Cold dark matter by heavy double charged leptons? // *Class.Quant.Grav.* — 2006. — Vol. 23. — Pp. 7305–7354.
19. *SLIM Collaboration.* Results of the Search for Strange Quark Matter and Q-balls with the SLIM Experiment // *Eur.Phys.J.* — 2008. — Vol. C57. — Pp. 525–533.
20. *Burdin S., Firan A., Jackson P. et al.* Search for exotic highly charged particles with ATLAS. — 2010.
21. *Peskin M.E., Schroeder D.V.* An introduction to quantum field theory. — Addison-Wesley, 1995.
22. Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model / Collaboration ALEPH, Collaboration CDF, Collaboration D0 et al. — 2009.
23. *Khlopov M. Yu.* New symmetries in microphysics, new stable forms of matter around us // *Annales Fond.Broglie.* — 2006.
24. *Khlopov M. Yu., Stephan C. A.* Composite dark matter with invisible light from almost-commutative geometry. — 2006.
25. *Sannino F., Tuominen K.* Orientifold theory dynamics and symmetry breaking // *Phys.Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 051901.
26. *Hong D. K., Hsu S. D. H., Sannino F.* Composite Higgs from higher representations // *Phys. Lett.* — 2004. — Vol. B597. — Pp. 89–93.
27. *Dietrich D. D., Sannino F., Tuominen K.* Light composite Higgs from higher representations versus electroweak precision measurements: Predictions for CERN LHC // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D72. — P. 055001.
28. *Dietrich D. D., Sannino F., Tuominen K.* Light composite Higgs and precision electroweak measurements on the Z resonance: An Update // *Phys. Rev.* — 2006. — Vol. D73. — P. 037701.

29. *Stephan C. A.* Almost-commutative geometries beyond the standard model // *J.Phys.* — 2006. — Vol. A39. — P. 9657.
30. *Khlopov M. Yu.* Physics of Dark Matter in the Light of Dark Atoms // *Mod. Phys. Lett.* — 2011. — Vol. A26. — Pp. 2823–2839.
31. Decaying Dark Atom constituents and cosmic positron excess / K. Belotsky, M. Khlopov, C. Kouvaris, M. Laletin // *Adv. High Energy Phys.* — 2014. — Vol. 2014. — P. 214258.
32. *Adriani O. et al.* Cosmic-Ray Positron Energy Spectrum Measured by PAMELA // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 081102.
33. *Aguilar M. et al.* First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 141102.
34. High Energy Positrons and Gamma Radiation from Decaying Constituents of a two-component Dark Atom Model / K. Belotsky, M. Khlopov, C. Kouvaris, M. Laletin // *Int. J. Mod. Phys.* — 2015. — Vol. D24. — P. 1545004.
35. *Cudell J.-R., Khlopov M. Yu., Wallemacq Q.* Effects of dark atom excitations // *Mod. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. A29. — P. 1440006.
36. *Cheng T. P., Li L.-F.* Neutrino masses, mixings, and oscillations in $SU(2) \times U(1)$ models of electroweak interactions // *Physical Review D.* — 1980. — Nov. — Vol. 22.
37. *Aulakh C. S., Benakli K., Senjanović G.* Reconciling High-Scale Left-Right Symmetry with Supersymmetry // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Sep. — Vol. 79. — Pp. 2188–2191.
38. The Cross sections of the muons and charged pions pairs production at electron-positron annihilation near the threshold / Yu.M. Bystritskiy, E.A. Kuraev, G.V. Fedotovitch, F.V. Ignatov // *Phys.Rev.* — 2005. — Vol. D72. — P. 114019.
39. *Smith B. H., Voloshin M.B.* $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ at the threshold and beyond // *Phys.Lett.* — 1994. — Vol. B324. — Pp. 117–120.
40. *Boos E. et al.* CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events // *Nucl.Instrum.Meth.* — 2004. — Vol. A534. — Pp. 250–259.
41. *OPAL Collaboration.* Search for stable and long-lived massive charged particles in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 130 - 209$ GeV // *Phys.Lett.* — 2003. — Vol. B572. — Pp. 8–20.
42. *L3 Collaboration.* Search for heavy neutral and charged leptons in e^+e^- annihilation at LEP // *Phys.Lett.* — 2001. — Vol. B517. — Pp. 75–85.
43. *ALEPH Collaboration.* Search for gauge mediated SUSY breaking topologies at $\sqrt{s} \sim 189$ GeV // *Eur.Phys.J.* — 2000. — Vol. C16, no. 1. — Pp. 71–85.

44. *DELPHI Collaboration*. Search for heavy stable and long-lived particles in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV // *Phys.Lett.* — 2000. — Vol. B478. — Pp. 65–72.
45. *H1 Collaboration*. Measurement of anti-deuteron photoproduction and a search for heavy stable charged particles at HERA // *Eur.Phys.J.* — 2004. — Vol. C36. — Pp. 413–423.
46. *D0 Collaboration*. Search for Long-Lived Charged Massive Particles with the D0 Detector // *Phys.Rev.Lett.* — 2009. — Vol. 102. — P. 161802.
47. *CDF Collaboration*. Search for Long-Lived Massive Charged Particles in 1.96 TeV $\bar{p}p$ Collisions // *Phys.Rev.Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 021802.
48. *CDF Collaboration*. Search for long-lived charged massive particles in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys.Rev.Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 131801.
49. *CDF Collaboration*. Search for long-lived doubly-charged Higgs bosons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys.Rev.Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 071801.
50. *CMS Collaboration*. Search for Heavy Stable Charged Particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *JHEP.* — 2011. — Vol. 1103. — P. 024.
51. *CMS Collaboration*. Search for heavy long-lived charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Phys.Lett.* — 2012. — Vol. B713. — Pp. 408–433.
52. *CMS Collaboration*. A search for a doubly-charged Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Eur. Phys. J.* — 2012. — Vol. C72. — P. 2189.
53. *ATLAS Collaboration*. Search for Massive Long-lived Highly Ionising Particles with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys.Lett.* — 2011. — Vol. B698. — Pp. 353–370.
54. *ATLAS Collaboration*. Search for Heavy Long-Lived Charged Particles with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Phys.Lett.* — 2011. — Vol. B703. — Pp. 428–446.
55. *ATLAS Collaboration*. Search for stable hadronising squarks and gluinos with the ATLAS experiment at the LHC // *Phys.Lett.* — 2011. — Vol. B701. — Pp. 1–19.
56. *ATLAS Collaboration*. Searches for heavy long-lived sleptons and R-Hadrons with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Phys.Lett.* — 2013. — Vol. B720. — Pp. 277–308.
57. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // *JINST.* — 2008. — Vol. 3. — P. S08001.
58. *Holmes S. D.* Critical beam intensity issues in hadron colliders // *AIP Conf. Proc.* — 1995. — Vol. 377, no. FERMILAB-CONF-95-370. — P. 42.
59. *ATLAS Collaboration*. ATLAS Luminosity group public results. — https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults#Integrated_luminosity_summary_pl.

60. *Pequenão J.* Computer generated image of the whole ATLAS detector. — <https://cds.cern.ch/record/1095924/>. — 2008. — Mar.
61. *Wilson K. G.* Confinement of quarks // *Phys. Rev. D.* — 1974. — Oct. — Vol. 10. — Pp. 2445–2459.
62. *Pequenão J.* Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector. — [https://cds.cern.ch/record/1096081.](https://cds.cern.ch/record/1096081/) — 2008. — Mar.
63. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // *JINST.* — 2008. — Vol. 3. — P. S08003.
64. *Egede U.* The search for a Standard Model Higgs at the LHC and electron identification using transition radiation in the ATLAS tracker: Ph.D. thesis / Lund U. — Lund, 1998. — Presented on 16 Jan 1998.
65. *Pequenão J.* Computer generated image of the ATLAS inner detector. — [https://cds.cern.ch/record/1095926.](https://cds.cern.ch/record/1095926/) — 2008. — Mar.
66. *Hüggling F. G.* The ATLAS Pixel Detector // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2004. — Dec. — Vol. 53, no. physics/0412138. BONN-IP-2004-12. — Pp. 1732–1736. 5 p.
67. *Turala M.* The ATLAS semiconductor tracker // *Nucl.Instrum.Meth.* — 2001. — Vol. A466. — Pp. 243–254.
68. *Долгошеин Б.А.* Идентификация частиц высоких энергий с помощью переходного излучения. — МИФИ, 1981.
69. *Pequenão J.* Computer Generated image of the ATLAS calorimeter. — <http://cds.cern.ch/record/1095927/>. — 2008. — Mar.
70. ATLAS liquid argon calorimeter: Technical design report. — 1996.
71. ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report. Technical Design Report ATLAS. — Geneva: CERN, 1996.
72. ATLAS muon spectrometer: Technical design report. — 1997.
73. *Pequenão J.* Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem. — [http://cds.cern.ch/record/1095929.](http://cds.cern.ch/record/1095929/) — 2008. — Mar.
74. *Rimoldi A.* The ATLAS muon trigger chamber system // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1998. — Vol. 409, no. 1–3. — Pp. 669 – 674. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029701348X>.
75. ATLAS Computing: technical design report. Technical Design Report ATLAS. — Geneva: CERN, 2005.

76. *ATLAS Collaboration*. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. — 2009.
77. Les Houches guidebook to Monte Carlo generators for hadron collider physics / M.A. Dobbs, S. Frixione, E. Laenen et al. — 2004. — Pp. 411–459.
78. MadGraph 5 : Going Beyond / J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni et al. // *JHEP*. — 2011. — Vol. 1106. — P. 128.
79. *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual // *JHEP*. — 2006. — Vol. 0605. — P. 026.
80. *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // *Comput.Phys.Commun.* — 2008. — Vol. 178. — Pp. 852–867.
81. *Beringer J. et al.* Review of Particle Physics (RPP) // *Phys.Rev.* — 2012. — Vol. D86. — P. 010001.
82. *Мухин К.Н.* Экспериментальная ядерная физика. — Энергоатомиздат, 1993.
83. dE/dx measurement in the ATLAS Pixel Detector and its use for particle identification: Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-016. — Geneva: CERN, 2011. — Mar.
84. Particle ID Discriminators Using Drift Times in the ATLAS TRT Barrel: Tech. Rep. ATL-COM-INDET-2010-079 / C. Marino, H. Ogren, D. Whittington, D. Zieminska. — Geneva: CERN, 2010. — Jun.
85. Specific Energy Loss Estimators using the ATLAS TRT: Tech. Rep. ATL-COM-INDET-2010-150 / C. Marino, H. Ogren, B. Weinert et al. — Geneva: CERN, 2010. — Nov.
86. Measurement of BetaGamma for R hadrons using the ATLAS TRT low-threshold bit pattern: Tech. Rep. ATL-COM-INDET-2010-154 / C. Marino, H. Ogren, B. Weinert et al. — Geneva: CERN, 2010. — Nov.
87. *Jünger M., Schultens M., Zimmermann S.* A time-over-threshold based approach for particle identification with the ATLAS TRT detector: Tech. Rep. ATL-INDET-INT-2012-001. — Geneva: CERN, 2012. — Feb.
88. *Jørgensen M. D., Hansen J. B.* Search for long lived massive particles with the ATLAS detector at the LHC: Ph.D. thesis / Bohr Inst. — Copenhagen, 2011. — Presented 06 Feb 2011. <https://cds.cern.ch/record/1370233>.
89. *Bulekov O., Romaniouk A., Smirnov Y.* Identification of objects with the charge more than one using MDT chambers: Tech. Rep. ATL-MUON-INT-2013-008. — Geneva: CERN, 2013. — Nov.

90. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И.* Частицы и ядра. Эксперимент. — МАКС Пресс, 2013.
91. ATLAS pixel detector electronics and sensors / G. Aad, M. Ackers, F.A. Alberti et al. // *JINST.* — 2008. — Vol. 3. — P. P07007.
92. *Blum W., Rolandi L.* Particle detection with drift chambers // *Il Nuovo Cimento A.* — 1995. — Vol. 108, no. 9. — Pp. 1161–1162.
93. *Klinkby E., Hansen J. D.* W mass measurement and simulation of the Transition Radiation Tracker at the ATLAS experiment: Ph.D. thesis / U. Copenhagen. — Copenhagen, 2008. — Presented on 02 Jul 2008.
94. TRT ToT-based dE/dx estimator: Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-771 / J. Adelman, E. Hines, E. Klinkby et al. — Geneva: CERN, 2010. — Sep.
95. *Novák G. S., Posch C., Riegler W.* Particle Identification in the ATLAS Muon Spectrometer: Tech. Rep. ATL-MUON-2001-013. — Geneva: CERN, 2001. — Jul.
96. *Posch C., Hazen E., Oliver J.* MDT-ASD, CMOS front-end for ATLAS MDT; rev. version 2.1: Tech. Rep. ATL-MUON-2002-003. — Geneva: CERN, 2007. — Sep.
97. *Zibell A.* — Pulsformanalyse an MDT-Myondetektoren. — Master’s thesis, München Universität, München, 2010.
98. Рекомендации по критериям отбора мюонов от распада Z^0 -бозона в данных 2011 года. — https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/BaselinecutsforWWatPLHC#WW_lnulnu.
99. *Gallas E.J. et al.* Conditions and configuration metadata for the ATLAS experiment // *J.Phys.Conf.Ser.* — 2012. — Vol. 396. — P. 052033.
100. Таблица всех сеансов измерений, соответствующих периодам с F до M 2011 года. — <http://atlas-runquery.cern.ch/query.py?q=f+r+periodF-periodM>.
101. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis / J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston et al. // *JHEP.* — 2002. — Vol. 0207. — P. 012.
102. Описание тэга e1388 параметров генерации событий. — <http://www-f9.ijs.si/atlpy/atlprod/prodtag/8817/>.
103. Описание тэга s1372 параметров моделирования отклика детектора. — <http://www-f9.ijs.si/atlpy/atlprod/prodtag/7012/>.
104. Описание тэга r3802 параметров оцифровки и восстановления событий. — <http://www-f9.ijs.si/atlpy/atlprod/prodtag/8811/>.

105. Описание алгоритма muID трекинга мюонов. — <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MuonRecoPedia#MuIDCombined>.
106. ATLAS inner detector: Technical design report. Vol. 2. — 1997.
107. Описание ABCD-метода, ATLAS Statistics Forum. — <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/ATLASStatisticsFAQ/ABCD.pdf>.
108. Lyons L. Statistics for Nuclear and Particle Physicists. — Cambridge University Press, 1986.
109. Пакет TMVA. — <http://tmva.sourceforge.net/>.
110. S. Van Der Meer, ISR-PO/68-31, KEK68-64.
111. Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011: Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-116. — Geneva: CERN, 2011. — Aug.
112. *ATLAS Collaboration*. Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC // *Eur.Phys.J.* — 2011. — Vol. C71. — P. 1630.
113. Performance of the ATLAS muon trigger in 2011: Tech. Rep. ATL-COM-DAQ-2012-012 / J. Almond, G. Artoni, M. Bianco et al. — Geneva: CERN, 2012. — Mar.
114. Обсуждение с Massimo Corradi, экспертом по триггеру RPC.
115. Описание тэга e2076 параметров генерации событий. — <http://www-f9.ijs.si/atlpy/atlprod/prodtag/11139/>.
116. Описание тэга s1581 параметров моделирования отклика детектора. — <http://www-f9.ijs.si/atlpy/atlprod/prodtag/9448/>.
117. Описание тэга r4650 параметров оцифровки и восстановления событий. — <http://www-f9.ijs.si/atlpy/atlprod/prodtag/10962/>.
118. *ATLAS Collaboration*. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC // *Eur.Phys.J.* — 2013. — Vol. C73, no. 8. — P. 2518.
119. *ATLAS Collaboration*. Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data // *Eur.Phys.J.* — 2014. — Vol. C74, no. 11. — P. 3130.
120. Search for the Standard Model Higgs boson in associated production with a vector boson and decaying to bottom quarks with the ATLAS detector: Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2013-465 / G. Aad, B. M. M. Allbrooke, D. Buescher et al.: 2013.
121. Searches for heavy long-lived sleptons and R-hadrons with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Physics Letters B.* — 2013. — Vol. 720, no. 4.5. — Pp. 277 – 308. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313001445>.

122. *ATLAS Collaboration*. Performance of the ATLAS muon trigger in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. — 2014.
123. Debug stream. — <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/DebugStream>.
124. *Junk T*. Sensitivity, Exclusion and Discovery with Small Signals, Large Backgrounds, and Large Systematic Uncertainties.
125. *Read A. L*. Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method). — 2000. — no. CERN-OPEN-2000-205.