

На правах рукописи

Смирнов Юрий Сергеевич

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

01.04.23 – Физика высоких энергий

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Автор:



Москва – 2017

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

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

Официальные оппоненты: Тяпкин Игорь Алексеевич,
доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник Лаборатории физики
высоких энергий им. В.И. Векслера и
А.М. Балдина ОИЯИ, г. Дубна

Кодолова Ольга Леонидовна,
кандидат физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник НИИЯФ МГУ,
г. Москва

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение «Институт теоретической и
экспериментальной физики имени
А.И. Алиханова Национального
исследовательского центра «Курчатовский
институт», г. Москва

Защита состоится «06» декабря 2017 г. в 15 час. 00 мин. на заседании
диссертационного совета Д 212.130.07 на базе НИЯУ МИФИ по адресу:
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, телефон 8 (499) 324-84-98.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на
сайте <http://ods.mephi.ru/dissertations>.

Автореферат разослан «___» _____ 201__ г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в двух
экземплярах, заверенный печатью организации, по адресу НИЯУ МИФИ.

Учёный секретарь диссертационного совета,
д.ф.-м.н., профессор



С. Е. Улин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность

В настоящее время наиболее успешной теорией, описывающей строение материи и взаимодействие частиц, является так называемая Стандартная модель (СМ). Несмотря на успех её высокоточных проверок, СМ не даёт ответов на вопросы о происхождении иерархии масс наблюдаемых элементарных частиц, размерности нашего пространства-времени, механизме барионной асимметрии Вселенной, феномена 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 и в модели лево-правой симметрии.

Данная работа посвящена поискам новых частиц с аномальными значениями электрического заряда в широком диапазоне масс.

Цель работы

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

Научная новизна

- 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.

- Впервые установлены ограничения на массы многозарядных частиц в протон-протонных столкновениях с энергией 7 ТэВ, исключающие 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%.
- Установлены новые ограничения на массы многозарядных частиц в протон-протонных столкновениях с энергией 8 ТэВ, исключающие 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%.

Достоверность

Установлено количественное совпадение (в пределах 3%) полученных ограничений на массы многозарядных частиц с независимыми результатами, полученными коллаборацией CMS с помощью другого метода ([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.

Практическая значимость

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 позволяют совершенствовать теоретические модели «новой» физики за пределами СМ, предсказывающие существование таких частиц, и будут способствовать разработке новых теоретических моделей.

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

Личный вклад

Автор внёс определяющий вклад в разработку оригинального подхода к поиску многозарядных частиц в эксперименте ATLAS, основанного на оценке ионизационных потерь энергии частиц в нескольких детекторах, в том числе и изначально не предназначавшихся для этого. Автор осуществил сравнение и анализ результатов моделирования ионизационных потерь с экспериментальными данными; провёл анализ данных, полученных при энергиях протонных пучков 7 и 8 ТэВ в системе центра масс, включая разработку метода оценки вклада фоновых процессов в сигнальную область и выполнение статистической процедуры, которая позволила установить пределы на массы многозарядных частиц. Автор участвовал в проведении эксперимента, в том числе и в получении исходных экспериментальных данных, в подготовке научных статей и представлении докладов на российских и международных конференциях по результатам выполненных работ.

Результаты, представленные к защите

- 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.
- Пределы на массы, исключаящие существование многозарядных частиц в интервалах 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%, полученные на основании их поиска в экспериментальных данных 2012 года при энергии протонных пучков 8 ТэВ в системе центра масс.

Апробация

Основные результаты диссертации докладывались автором на следующих российских и международных конференциях: Научных Сессиях НИЯУ МИФИ 2011, 2012, 2013, 2014, 2015; Международных сессиях-конференциях Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (НИЯУ МИФИ, 2014; ОИЯИ, 2016); 17-ой Международной Ломоносовской конференции по ФЭЧ (МГУ, 2015) и обсуждались на рабочих совещаниях группы ATLAS Exotics (2011–2015). Материалы диссертации изложены в 9 научных работах, 3 из которых опубликованы в периодических научных изданиях, включённых ВАК РФ в перечень ведущих рецензируемых научных журналов (из них 2 статьи – в журналах, индексируемых в международных базах цитирования Web of Science и Scopus), 6 являются тезисами докладов.

Объём и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения и списка литературы. Содержит 121 страницу, 67 рисунков, 27 таблиц и 125 наименований цитируемой литературы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении приведены примеры экзотических частиц, обладающих аномальной ионизирующей способностью, включая искомые частицы с электрическим зарядом $|q| > 1e$; перечислены теоретические модели, их предсказывающие; вкратце обозначены отличительные характеристики многозарядных частиц с точки зрения их поиска в ATLAS.

В первой главе описаны теоретические модели, предсказывающие существование искомых многозарядных частиц. Рассматриваются АС-модель, основанная на «почти коммутативной геометрии» [2], модель «бегущего» техницвета [3] и модель лево-правой симметрии [4], все из которых предсказывают в том числе и частицы с зарядами $2e \leq |q| \leq 6e$. Эти модели могут пролить свет на проблему составной скрытой массы и ответить на вопрос о существовании новых симметрий вне рамок СМ.

В главе 2 проведён обзор поисков частиц, обладающих аномальной ионизирующей способностью, в коллайдерных экспериментах на LEP, HERA, Tevatron и LHC. Также перечислены результаты этих поисков, интерпретированные как нижние пределы на массу искомых частиц.

Третья глава посвящена описанию экспериментальной установки: ускорителя, комплекса детекторов ATLAS, триггерной системы, а также общим методами работы с данными в ATLAS.

Большой адронный коллайдер – протон-протонный коллайдер, расположенный в ЦЕРН вблизи Женевы, Швейцария. Его проектировочная энергия в системе центра масс – $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, а номинальная мгновенная светимость – порядка 10^{34} см⁻²с⁻¹. Сеанс измерений в 2011 году длился с февраля по декабрь, набрав 5.7 фб⁻¹ при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. В следующем сеансе измерений в 2012 году было набрано ещё около 20 фб⁻¹ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

ATLAS – один из двух многоцелевых детекторов частиц на БАК. Он состоит из нескольких подсистем, каждая из которых предназначена для выполнения определённой задачи. Внутренний детектор служит главным образом для восстановления треков заряженных частиц, измерения их импульсов с помощью двух систем магнитов и идентификации частиц, перекрывая диапазон псевдобыстроты $|\eta| < 2.0$. Внутренний детектор в свою очередь состоит из пиксельного детектора (Pixel), полупроводникового трекового детектора (SCT) и трекового детектора переходного излучения (TRT), последний из которых использует технологию тонкостенных пропорциональных камер. Снаружи центрального соленоида два типа калориметров измеряют позицию и энергию заряженных и нейтральных частиц в диапазоне $|\eta| < 5$. Электромагнитный калориметр регистрирует энергию электронов, позитронов и фотонов, используя тонкие свинцовые поглотители, погруженные в жидкий аргон. Адронный калориметр окружает электромагнитный и преобразует энергию адронов – протонов, нейтронов, пионов и каонов – в адронные ливни. Мюонная система (или мюонный спектрометр) предназначена для реконструкции треков мюонов, отклоняемых восьмью тороидальными магнитами. Весь спектрометр перекрывает интервал псевдобыстроты $|\eta| < 2.7$ и включает в себя две системы, восстанавливающие треки мюонов: мониторируемые дрейфовые трубки (MDTs) и тонкослойные многопроволочные пропорциональные камеры в виде катодных стриповых камер (CSCs), а также две триггерные системы: камеры с резистивными электродами (RPCs) и узкозазорные камеры (TGCs).

Трёхуровневая триггерная система ATLAS снижает поток данных в двести тысяч раз (с 40 МГц до 200 Гц), отбирая только самые «интересные» с точки зрения физики события.

Суммируя все знания о физике частиц и детекторах, моделирование по методу Монте-Карло, которое является неотъемлемой частью любого анализа в экспериментальной физике высоких энергий, как можно

реалистичнее предсказывает результат столкновений протонов. Традиционно симуляция в физике частиц состоит из трёх частей: генерация событий, моделирование отклика детектора и восстановление (реконструкция) событий. Реконструкция в экспериментальных данных использует практически те же самые алгоритмы и форматы данных, что и моделирование. Кроме того, в физическом анализе экспериментальные и смоделированные данные обрабатываются одинаково.

В четвёртой главе описывается метод выделения сигнальных событий. Приводятся описания основного (мюонного) триггера, который используется для записи событий; особенностей вычисления его эффективности для тяжёлых частиц в результатах моделирования в двух подсистемах мюонной системы; детальное описание методов измерения потерь энергии на ионизацию в детекторах ATLAS.

Высоким временем жизни искомых частиц обосновывается выбор мюонного триггера, который записывает события по крайней мере с одним мюоном с поперечным импульсом $p_T > 18$ ГэВ или с $p_T > 36$ ГэВ (в анализах данных 2011 и 2012 годов соответственно). Для камер с резистивными электродами, которые являются триггерной подсистемой мюонной системы в барреле (в диапазоне псевдобыстроты $|\eta| < 1.05$), моделирование отклика триггера не включает в себя деталей, связанных с прохождением сигнала по электрическим цепям, поэтому для правильной оценки значения эффективности этого триггера в результатах моделирования вводится поправочный коэффициент ρ , который представляет собой отношение известных эффективностей в экспериментальных данных и результатах моделирования, как показано на рисунке 1.

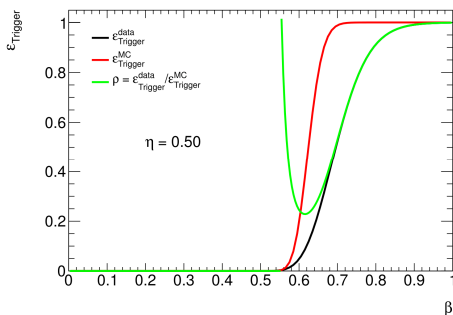


Рис. 1. Кривые зависимости эффективности RPC-триггера в экспериментальных данных (чёрная кривая), в результатах моделирования (красная) и отношения ρ (зелёная) этих двух эффективностей от скорости частиц $\beta = v/c$ для случая $\eta = 0.5$.

Эта поправка не применяется в случаях, если, например, срабатывание RPC-триггера в событии вызвала не многозарядная частица, а мюон, или если в событии была многозарядная частица, вызвавшая срабатывание мюонного триггера в узкозачерных камерах.

В отличие от камер с резистивными электродами, узкозачерные камеры (триггерная подсистема в торцах мюонной системы, $1.05 \leq |\eta| \leq 2.4$) только устанавливают факт попадания частицы во временное окно. Для этой подсистемы мюонного триггера экспериментальные данные согласуются с результатом моделирования в том числе и благодаря тому, что в 2011 и 2012 годах триггером TGC использовалось расширенное на 10 нс временное окно. Поэтому поправки на эффективность мюонного триггера для частиц, вызвавших срабатывание триггера TGC, не вводятся.

Для частиц, движущихся с релятивистскими скоростями, средняя потеря энергии на единицу длины пробега определяется формулой Бете-Блоха, согласно которой потери энергии зависят от квадрата электрического заряда. Следовательно, заряд искомых в работе частиц создаст уникальный след в детекторах в виде измерения высоких ионизационных потерь. В данной диссертации поиск многозарядных частиц основан на измерении таких потерь в пиксельном детекторе, TRT, калориметрах и MDTs мюонной системы.

Энергия, потерянная частицей в пиксельном детекторе, может быть напрямую измерена по заряду созданных ею электрон-дырочных пар. Например, минимально ионизирующая частица, пересекая кремниевый пиксельный сенсор, в среднем создаёт около 80 таких пар. За итоговую потерю энергию на ионизацию принимается усечённое среднее измерений во всех группах сенсоров (кластерах), пересечённых частицей. Сравнение спектров ионизационных потерь (dE/dx) в пиксельном детекторе мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ в экспериментальных данных и результатах моделирования приведено на рисунке 2.

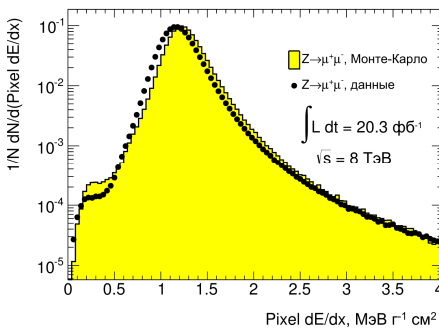


Рис. 2. Сравнение спектров ионизационных потерь в пиксельном детекторе мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ в экспериментальных данных и результатах моделирования.

Детектор переходного излучения, будучи трековым детектором, также способен идентифицировать частицы на основании времени превышения амплитуды сигнала над порогом. Когда заряженная частица пересекает детектирующий элемент TRT, вдоль её трека формируется цепочка ионизационных кластеров электронов. Эти кластеры дрейфуют в направлении анода и индуцируют сигнал, который кодируется в так называемую «битовую комбинацию», разбитую на интервалы по 3.125 нс: каждый раз, когда амплитуда сигнала превышает заранее установленный порог (в данном случае нижний), значение соответствующего бита устанавливается равным единице. Такая схема оцифровки сигнала позволяет использовать метод определения длительности сигнала по превышению над порогом (ToT, Time over Threshold), который состоит в нахождении длительности наибольшего интервала времени, в течение которого биты нижнего порога находились в состоянии «1» (то есть самой длинной цепи единиц в комбинации битов, не прерываемой нулями) для оценки dE/dx в детекторе. Для каждого случая пересечения частицей элемента детектора (хита) ToT делится на длину отрезка трека в детектирующем элементе. Перед этим для того, чтобы данный хит использовался для вычисления ToT всего трека, он должен удовлетворить некоторым критериям отбора, необходимым главным образом для исключения влияния краевых эффектов элемента детектора на ToT, а также для статистически значимой величины длины трека в элементе детектора. Кроме того, из вычисления также исключается хит с максимальным значением ToT на треке частицы. Затем временные параметры каждого из хитов, участвующих в данном вычислении, корректируются на геометрические эффекты детектора – псевдобыстроту и азимутальный угол – и усреднённое по хитам значение будет являться искомой величиной ионизационных потерь частицы в TRT. Сравнение спектров этой величины для мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в экспериментальных данных и результатах моделирования приведено на рисунке 3.

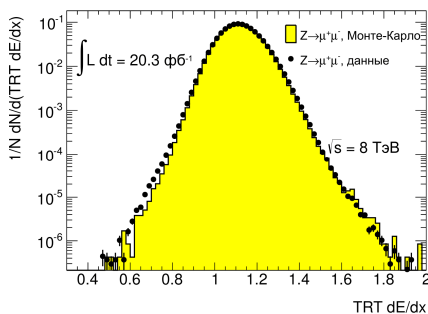


Рис. 3. Сравнение спектров ионизационных потерь в TRT мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в экспериментальных данных и результатах моделирования.

Любой установленный в единицу бит верхнего порога в битовой комбинации хита на треке TRT свидетельствует об электроне (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 TRT, обозначаемая далее как f^{HT} , также используется в работе в качестве дискриминатора многозарядных частиц и частиц CM.

Калориметрическая система ATLAS состоит из электромагнитного и адронного калориметров, каждый из которых в свою очередь состоит из нескольких слоёв. Потери энергии на ионизацию в двух калориметрах вычисляются схожим методом: сначала вычисляются потери энергии вдоль трека частицы, не учитывая вклад от ячеек с сигналом ниже уровня шума, а затем вычисляется длина сегментов трека частицы в каждом из слоёв каждого калориметра по отдельности. В качестве финального значения потерь энергии используется усреднённое значение отношения этих двух величин, исключая значение в слое с максимальными потерями для улучшения разрешения спектра ионизационных потерь за счёт выбрасывания измерений, лежащих в «хвостах» распределения Ландау. Сравнение спектров потерь энергии в электромагнитном калориметре мюонов от распадов Z^0 -бозонов в экспериментальных данных и результатах моделирования представлено на рисунке 4.

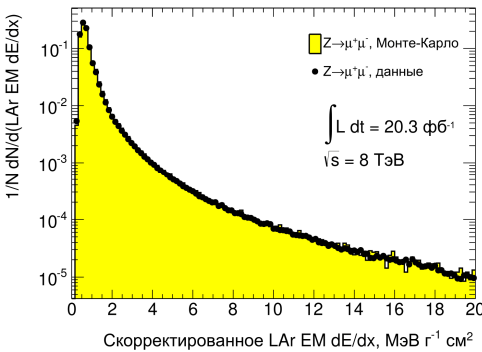


Рис. 4. Сравнение ионизационных потерь в электромагнитном калориметре мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в экспериментальных данных и результатах моделирования.

Подсистема мониторируемых дрейфовых трубок, помимо восстановления треков и измерения скорости частиц, способна также предоставлять информацию об ионизационных потерях частицы. Время, в

течение которого амплитуда сигнала с трубки превышает определённый порог, пропорционально заряду, собранному в этой трубке за первые 18 нс сигнала. Несмотря на полное время дрейфа в трубке порядка 700 нс, даже этого короткого интервала, 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. Очевидно, что измеренный заряд зависит от расстояния от трека до анода, поэтому в вычисление финальной оценки были введены соответствующие поправки. Усечённое среднее, из которого выбрасывается измерение хита с максимальной скорректированной величиной ионизации, используется в дальнейшем как оценка dE/dx на треке частицы в MDT. Сравнение спектров потерь энергии на ионизацию в MDT мюонов от распадов Z^0 -бозонов в экспериментальных данных и результатах моделирования представлено на рисунке 5.

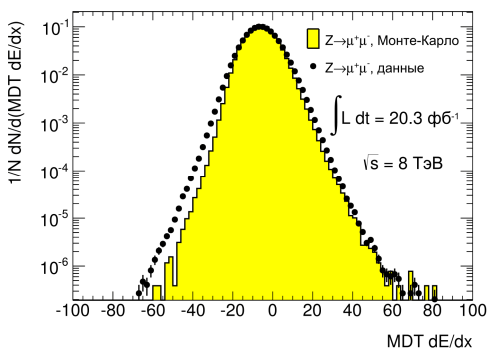


Рис. 5. Сравнение ионизационных потерь энергии в MDT мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в экспериментальных данных и результатах моделирования.

Методы отбора событий триггером, вычисления эффективности мюонного триггера и измерения потерь энергии частиц на ионизацию в детекторах ATLAS, описанные в этой главе, составляют основу поиска многозарядных частиц в экспериментальных данных 2011 и 2012 годов. Разработанные методы могут быть использованы вплоть до завершения работы эксперимента ATLAS с небольшими модификациями, связанными с разными условиями проведения эксперимента: большей энергией протонных пучков, большей загрузкой детекторов и пр., а также и в других коллайдерных экспериментах.

Пятая и шестая главы посвящены описанию поиска многозарядных частиц в экспериментальных данных 2011 и 2012 годов соответственно. Эти поиски проводятся с помощью единого основополагающего метода с небольшими модификациями, связанными в основном с возросшими

энергией пучков протонов и множественностью частиц, а также с добавленным в более позднем анализе триггером на недостающую в событии поперечную энергию и оптимизированными критериями отборов. Приведены используемые выборки с экспериментальными и моделированными данными, подробно описаны методы отборов событий и треков частиц. Рассмотрены методы оценки вклада фона в процессы, которые имитируют искомые многозарядные частицы, вычислены значения эффективности (чувствительности) анализов и погрешности на пределы на сечения рождения таких частиц.

Сигнальные моделированные выборки получены с использованием полной симуляции детектора ATLAS, а последующие восстановление событий и анализ происходят таким же образом, как и в экспериментальных данных. В рамках анализа экспериментальных данных 2011 года было смоделировано 35 выборок с многозарядными частицами (заряды $\pm 2e$, $\pm 3e$, $\pm 4e$, $\pm 5e$ и $\pm 6e$) с массами $M = 50, 100, 200, 300, 400, 500$ и 600 ГэВ, по 10000 событий в каждой выборке. В анализе данных 2012 года массовый интервал искомым частиц был расширен, и были добавлены ещё 20 выборок: с массами $M = 700, 800, 900$ и 1000 ГэВ. В каждом событии помимо частиц SM сгенерированы две многозарядные частицы с противоположными зарядами.

В анализах используются два типа выборок с моделированными или экспериментальными данными для поиска многозарядных частиц. В первом анализе использовалась только выборка с событиями, которые были записаны мюонным триггером. Во втором анализе, помимо таких событий, рассматривалась ещё выборка с событиями, записанными триггером на недостающую поперечную энергию (E_T^{miss}).

Все события из выборки, в которых сработал мюонный триггер, сначала проходят предварительный отбор на существование в них хотя бы одного мюона с $p_T > 75$ ГэВ или как минимум двух с $p_T > 15$ ГэВ у каждого (фильтр событий). В случае выборки с событиями, записанными E_T^{miss} -триггером, требуется, чтобы в событии существовал хотя бы один мюон с $p_T > 60$ ГэВ. Эти два условия накладываются при создании выборок для уменьшения объёма записанных в них данных и не оптимизированы для данных анализов. Далее из выборок с экспериментальными данными выбрасываются события из тех сеансов измерений, в которых работоспособность всего экспериментального комплекса не была максимальной, что иначе могло бы привести к недостоверности полученных результатов. После этого сегменту трека в мюонной системе каждого мюона (в каждом событии) ставится в соответствие сегмент, восстановленный внутренним детектором, причём оба должны отвечать критериям предварительного отбора, которые определяют кинематическую область поиска треков частиц и гарантируют

их высокое качество с точки зрения достаточного количества хитов в разных детекторах, по которым впоследствии восстанавливается трек частицы. Восстановленный трек мюона проверяется на удовлетворение критериям отбора триггером и вышеупомянутым фильтром. В анализе экспериментальных данных 2011 года использовался только мюонный триггер, который записывает событие с мюоном с $p_T \geq 18$ ГэВ, а в анализе данных 2012 года порог мюонного триггера был повышен до $p_T \geq 36$ ГэВ и добавлен E_T^{miss} -триггер, срабатывающий при недостающей в событии энергии $E_T^{miss} \geq 80$ ГэВ. Использование E_T^{miss} -триггера мотивировано тем, что частицы, восстановленные в мюонном спектрометре, не учитываются при вычислении E_T^{miss} , давая таким образом прямой вклад в величину недостающей в событии поперечной энергии.

Поскольку все детекторы, используемые в данной работе для измерения в них потерь частиц на ионизацию, измеряют эти величины в разных относительных единицах, была разработана унифицирующая переменная, называемая «значимость» потеря, которая определяется как

$$S = \frac{\frac{dE}{dx} - \mu_{Z^0} \text{ decay muons } dE/dx}{\sigma_{Z^0} \text{ decay muons } dE/dx}, \quad (1)$$

где $\frac{dE}{dx}$ – вычисленные ионизационные потери данной частицы в относительных единицах в данном детекторе, 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 в том же детекторе. Таким образом, эта величина представляет собой разницу между наблюдаемой величиной ионизационных потерь частицы и ожидаемой от мюонов от распада Z^0 -бозонов из экспериментальных данных, измеренную в единицах среднеквадратичного отклонения последней.

Для разделения сигналов многозарядных частиц от фона СМ в данной работе используются величины значимостей потерь энергии в пиксельном детекторе, TRT, MDT и доли хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде. Для увеличения эффективности метода поиска частиц с зарядами $|q| = 2e$ и $3e \leq |q| \leq 6e$ проводится с помощью разных комбинаций детекторов.

Надо отметить, что за счёт длинных «хвостов» распределений ионизационных потерь в калориметрах их способность отличить мюоны от многозарядных частиц заметно ниже, чем у трековых детекторов (см. рисунок 6).

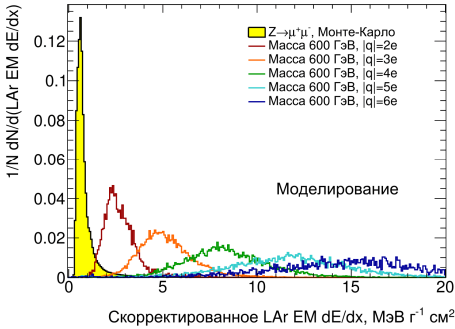


Рис. 6. Сравнение ионизационных потерь в электромагнитном калориметре мюонов от распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и многозарядных частиц массой 600 ГэВ в результатах моделирования.

В действительности, при условиях работы БАК в 2011 и 2012 годах режекции трековыми детекторами было достаточно, чтобы подавить почти все фоновые события, поэтому калориметры не использовались в данной работе для отделения сигнала от фона.

Для двухзарядных частиц потери 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 7.

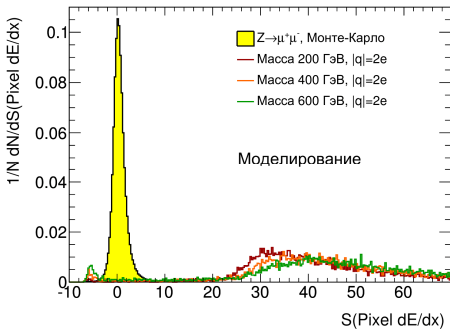


Рис. 7. Разделение по значимости ионизационных потерь в пиксельном детекторе мюонов от распада Z^0 -бозонов и двухзарядных частиц с массами 200, 400 и 600 ГэВ в результатах моделирования.

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. Отличие спектров для частиц разных зарядов представлено на рисунке 8.

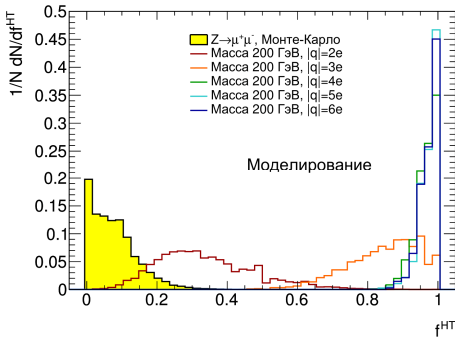


Рис. 8. Разделение по доле хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде, мюонов от распада Z^0 -бозонов и многозарядных частиц в результатах моделирования: с зарядами от $|q| = 2e$ до $|q| = 6e$ и массой 200 ГэВ.

Эти два отбора – по значимости на ионизационные потери в пиксельном детекторе и по доле хитов на треке частицы в TRT, сработавших с превышением верхнего порога по амплитуде, – входят в понятие основного отбора частиц обоих анализов.

Финальный отбор треков, а также оценка вклада фона в процессы, имитирующие сигнальные, в анализе экспериментальных данных 2011 года производится с помощью величин значимостей потерь одновременно в TRT и MDT с использованием широко известного ABCD-метода для случаев поиска как частиц с зарядом $|q| = 2e$, так и с зарядами $3e \leq |q| \leq 6e$. В данной работе этот метод 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 моделирования), прошедшие предыдущие отборы, наносятся на эту плоскость. Затем плоскость делится на четыре области (квадранта): в одной доминирует фон СМ, а другой – сигнал, как показано на рисунке 9.

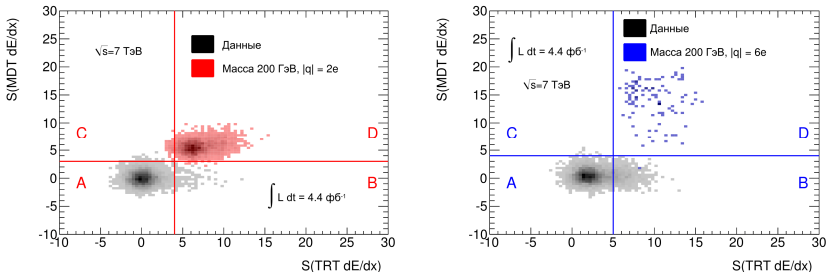


Рис. 9. Плоскости значимостей ионизационных потерь в TRT и MDT для случаев поиска многозарядных частиц с зарядами $|q| = 2e$ (слева) и $3e \leq |q| \leq 6e$ (справа) в анализе экспериментальных данных 2011 года. Показаны распределения мюонов в экспериментальных данных и

многозарядных частиц (с зарядом $|q| = 2e$ слева и с зарядом $|q| = 6e$ справа) с массой 200 ГэВ в результатах моделирования.

Этот метод позволяет оценить ожидаемое число кандидатов в экспериментальных данных в сигнальной области из фона, экстраполируя в неё фон из всех трёх несигнальных областей согласно формуле (2):

$$N_{\text{эксп. данные}}^{\text{ожидаемое в D}} = \frac{N_{\text{эксп. данные}}^{\text{наблюдаемое в B}} \cdot N_{\text{эксп. данные}}^{\text{наблюдаемое в C}}}{N_{\text{эксп. данные}}^{\text{наблюдаемое в A}}} \quad (2)$$

Ожидаемое число треков из фона в сигнальной области в анализе экспериментальных данных 2011 года оказалось равно 0.41 ± 0.08 (стат.) ± 0.02 (сист.) и 1.37 ± 0.46 (стат.) ± 0.07 (сист.) для случаев поиска частиц с зарядами $|q| = 2e$ и $3e \leq |q| \leq 6e$ соответственно. Статистическая погрешность происходит из относительных погрешностей на количества наблюдаемых треков в областях А, В и С, входящих в формулу (2). Природа систематической погрешности – степень применимости ABCD-метода в данном случае, как будет показано далее.

В отличие от результата применения этого метода вычисления ожидаемого вклада фоновых процессов в экспериментальных данных 2011 года, в анализе данных 2012 года $N_{\text{эксп. данные}}^{\text{наблюдаемое в C}} = 0$ как в случае поиска частиц с зарядами $|q| = 2e$, так и с $3e \leq |q| \leq 6e$, как видно на рисунке 10.

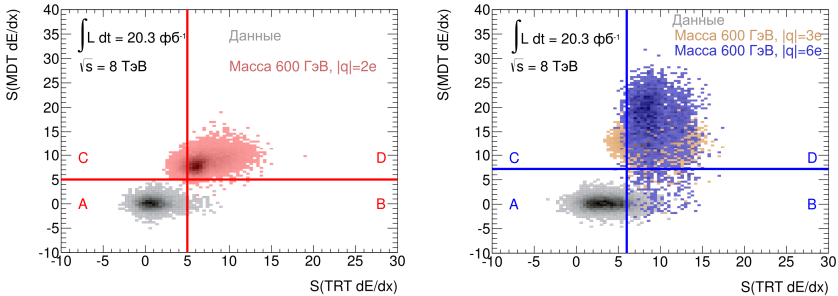


Рис. 10. Плоскости значимостей ионизационных потерь в TRT и MDT для случаев поиска многозарядных частиц с зарядами $|q| = 2e$ (слева) и $3e \leq |q| \leq 6e$ (справа) в анализе экспериментальных данных 2012 года.

Показаны распределения мюонов в экспериментальных данных и многозарядных частиц (с зарядом $|q| = 2e$ слева и с зарядами $|q| = 3e$ и $6e$ справа) с массой 600 ГэВ в результатах моделирования.

Из-за этого формула (2) будет давать бесконечно большую статистическую погрешность на $N_{\text{эксп. данные}}^{\text{ожидаемое в } D}$. Поэтому был разработан новый метод оценки вклада фоновых процессов в сигнальную область, который заключается в том, что число частиц в области D, ожидаемых из фона, может быть оценено из вероятности f найти частицу в областях В или D, используя распределение $S(\text{MDT } dE/dx)$ до основного отбора согласно формуле (3):

$$N_{\text{эксп. данные}}^{\text{ожидаемое в } D} = f \cdot N_{\text{эксп. данные}}^{\text{наблюдаемое в } B}. \quad (3)$$

Это распределение и вычисленные из него вероятности показаны красным и синим пунктирами на рисунке 11 для случаев поиска частиц с зарядами $|q| = 2e$ и $3e \leq |q| \leq 6e$ соответственно.

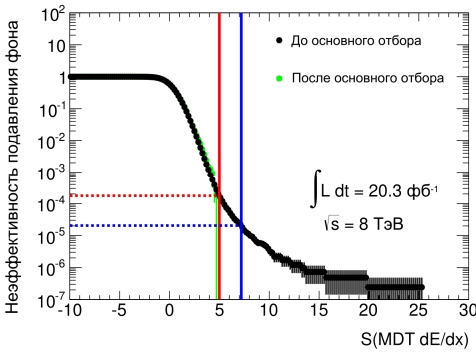


Рис. 11. Интегральное распределение $S(\text{MDT } dE/dx)$ до основного отбора для вычисления вероятности f найти частицу, $S(\text{MDT } dE/dx)$ которой превышает порог финального отбора.

Вычисленные таким образом количества ожидаемых в сигнальной области фоновых событий в анализе экспериментальных данных 2012 года составили 0.013 ± 0.002 (стат.) ± 0.003 (сист.) и 0.026 ± 0.003 (стат.) ± 0.007 (сист.) для поисков частиц с зарядами $|q| = 2e$ и $3e \leq |q| \leq 6e$ соответственно. Статистическая погрешность в основном определяется погрешностью на $N_{\text{эксп. данные}}^{\text{наблюдаемое в } B}$, входящее в формулу (3). Систематическая погрешность вычисляется путём сравнения результатов, полученных новым разработанным методом и оригинальным ABCD-методом при снижении ограничения на $S(\text{MDT } dE/dx)$ в финальном отборе, как будет показано далее.

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

$$\sigma = \frac{N_{\text{эксп. данные}}}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon}, \quad (4)$$

где $N_{\text{эксп. данные}}$ – число ожидаемых или наблюдаемых объектов (частиц или событий) в сигнальной области на уровне достоверности 95%, \mathcal{L} – интегральная светимость проанализированных экспериментальных данных, ε – эффективность (чувствительность) поиска – усреднённая вероятность найти многозарядную частицу в моделированном событии после всех отборов при условии, что в этом событии были сгенерированы две такие частицы. Эффективность поиска вычисляется отдельно для каждой выборки моделированных событий, и её значения приведены на рисунке 12.

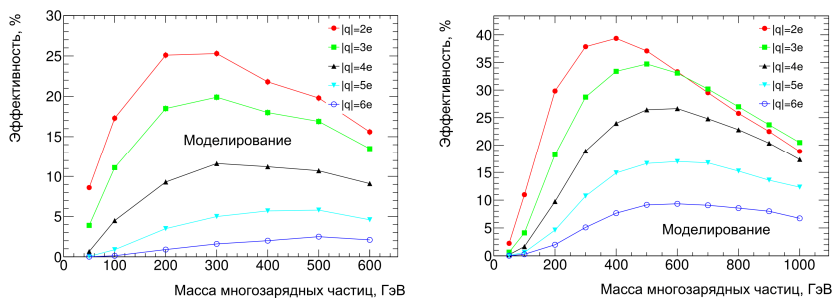


Рис. 12. Зависимости эффективности поиска от массы многозарядных частиц всех исследуемых зарядов при параметрах моделирования, соответствующих экспериментальным данным 2011 (слева) и 2012 (справа) годов.

Основными причинами низкой эффективности являются ограничение $|\eta| < 2.0$ (предел TRT), а также требование на достижение мюонной системы, учитывая ограничения снизу на скорость частиц, с которой они все ещё могут вызвать срабатывание мюонного триггера. Зависимость значений эффективности от массы частиц в основном определяется двумя конкурирующими факторами: во-первых, чем выше масса частицы, тем более «централен» её трек – тем проще обеспечить выполнение условия на псевдобыстроту. Во-вторых, опять же, с ростом массы уменьшается скорость частицы, что уменьшает эффективность мюонного триггера для соответствующего события. Зависимость эффективности от заряда объясняется следующими факторами: во-первых, чем выше заряд частицы, тем выше потеря её энергии и тем выше вероятность, что частица не долетит до мюонной системы. Кроме того, это означает меньший восстановленный поперечный импульс, что приводит к уменьшению эффективности поиска. Во-вторых, с меньшим восстановленным поперечным импульсом труднее удовлетворить критериям предварительного отбора на существование в событии хотя бы одного мюона с $p_T > 75$ ГэВ или как минимум двух с $p_T > 15$ ГэВ у каждого. Наконец, в случае анализа экспериментальных данных

2012 года с E_T^{miss} -триггером, чем выше масса частицы, тем больше вероятность, что сработает этот триггер, если частица потеряет всю свою энергию до мюонной системы. Одновременно с этим же вероятность найти многозарядную частицу в этом событии уменьшается из-за того, что в событии остался только один потенциальный кандидат.

Основные критерии отбора треков частиц для обоих анализов приведены в таблице 1.

Заряд искомых частиц	Анализ данных 2011 года	Анализ данных 2012 года
$ q = 2e$	$S(\text{Pixel } dE/dx) > 10$ $S(\text{TRT } dE/dx) > 4$ $S(\text{MDT } dE/dx) > 3$	$S(\text{Pixel } dE/dx) > 17$ $S(\text{TRT } dE/dx) > 5$ $S(\text{MDT } dE/dx) > 5$
$3e \leq q \leq 6e$	$\text{TRT } f^{HT} > 0.4$ $S(\text{TRT } dE/dx) > 5$ $S(\text{MDT } dE/dx) > 4$	$\text{TRT } f^{HT} > 0.45$ $S(\text{TRT } dE/dx) > 6$ $S(\text{MDT } dE/dx) > 7.2$

Табл. 1. Количественные критерии отбора частиц на основании потерь их энергии на ионизацию в анализах экспериментальных данных 2011 и 2012 годов.

Погрешности на пределы на сечения рождения можно разделить на три типа: погрешность на оценку фона, на интегральную светимость проанализированных экспериментальных данных и на эффективность поиска сигнала. Величины первых двух видов погрешностей едины для всего анализа, в то время как погрешности на эффективность поиска вычисляются отдельно для каждой исследуемой массы и заряда многозарядных частиц. Систематическая погрешность на оценку фона составляет 5% в анализе экспериментальных данных 2011 года и 25% в анализе данных 2012 года. В первом анализе она вычислена как максимальная величина корреляции между переменными, образующими ABCD-плоскость, а во втором – как относительная разница между результатами, полученными оригинальным ABCD-методом и разработанным новым методом при условии, что требование на $S(\text{MDT } dE/dx)$ снижено с $S(\text{MDT } dE/dx) > 5$ или $S(\text{MDT } dE/dx) > 7.2$ (в случаях поисков частиц с зарядами $|q| = 2e$ и $3e \leq |q| \leq 6e$ соответственно) до $S(\text{MDT } dE/dx) > 3$. Погрешность на интегральную светимость исследованных экспериментальных данных была определена из сканирований по методу Ван дер Мера и равна для первого и второго анализа 3.7% [5] и 2.8% [6] соответственно. Погрешность на эффективность поиска сигнала имеет три источника: 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 мюонного триггера при моделировании сигнальных частиц. Наконец, третий источник – это стандартная статистическая погрешность на число многозарядных частиц в сигнальной области в результатах моделирования. Первый и второй источники образуют систематическую погрешность на эффективность поиска, третий – статистическую.

Для вычисления вклада погрешности из-за недостаточного соответствия спектров базовых параметров в экспериментальных данных и результатах моделирования проводилось варьирование ограничений анализа (p_T , $S(\text{Pixel } dE/dx)$, $\text{TRT } f^{HT}$, $S(\text{TRT } dE/dx)$ и $S(\text{MDT } dE/dx)$) и подсчёт относительного изменения количества прошедших данное ограничение треков частиц в сигнальной области. При вычислении погрешности на эффективность триггерного отбора учитывались два источника: глобальная погрешность (1%) мюонного триггера (5% для E_T^{miss} -триггера) и погрешность, связанная с некорректным моделированием временных распределений в RPC для событий, записанных мюонным триггером. Для вычисления последней погрешности изучался эффект от варьирования внутренних параметров соответствующей поправки на эффективность мюонного триггера. Квадратичная сумма этих погрешностей, включая статистическую погрешность на количество многозарядных частиц в сигнальной области в результатах моделирования, приведена в таблице 2 для каждого значения массы и заряда искомых частиц на примере анализа экспериментальных данных 2012 года.

Масса, ГэВ	Итоговые погрешности на эффективность поиска, %				
	$ q = 2e$	$ q = 3e$	$ q = 4e$	$ q = 5e$	$ q = 6e$
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

Табл. 2. Относительные погрешности на эффективность поиска многозарядных частиц в анализе экспериментальных данных 2012 года.

В седьмой главе рассмотрен метод вычисления верхних пределов на сечения рождения, учитывающий все систематические и статистические погрешности обоих анализов. С его помощью вычисляются количество наблюдаемых объектов на 95% уровне достоверности, число ожидаемых объектов на том же уровне достоверности, а также вариации в диапазонах $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ вокруг числа ожидаемых объектов. Точки пересечения теоретически предсказанных кривых зависимостей сечений рождения многозарядных частиц от их массы с соответствующими наблюдаемыми верхними пределами на сечения определяют нижние пределы на массу искомого частиц.

В заключении диссертации приведены полученные пределы на массу многозарядных частиц (см. рисунок 13): их существование исключено на уровне достоверности 95% в диапазонах от 50 ГэВ до 433, 483, 490, 471 и 416 ГэВ в анализе экспериментальных данных 2011 года для частиц с зарядами $\pm 2e$, $\pm 3e$, $\pm 4e$, $\pm 5e$ и $\pm 6e$ соответственно. В анализе экспериментальных данных 2012 года пределы были существенно расширены до 659, 740, 781, 785 и 761 ГэВ для частиц тех же зарядов.

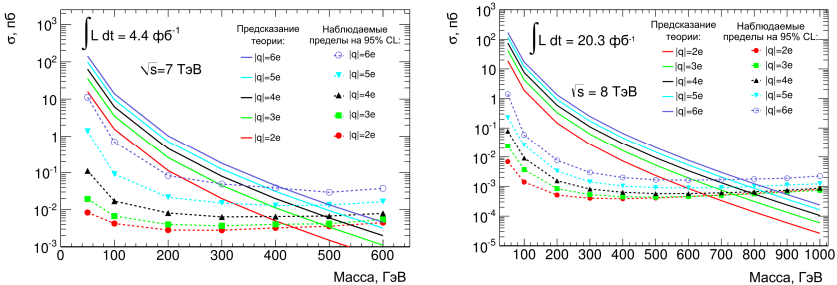


Рис. 13. Сравнение теоретических сечений рождения многозарядных частиц и верхних пределов на сечения, полученных в настоящей работе: слева – в анализе экспериментальных данных 2011 года, справа – 2012 года.

Кроме того, в заключении сформулированы основные итоги работы:

- 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.

- Установлены пределы на массы, исключаяющие существование многозарядных частиц в интервалах 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%, полученные на основании их поиска в экспериментальных данных 2012 года при энергии протонных пучков 8 ТэВ в системе центра масс.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. G. Aad, ..., Y. Smirnov et al. (ATLAS Collaboration) “Search for long-lived, multi-charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”. Physics Letters B. 2013. Vol. B722. Pp. 305-323. DOI: 10.1016/j.physletb.2013.04.036
2. 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. DOI: 10.1134/S2304487X1403016X
3. G. Aad, ..., Y. Smirnov et al. (ATLAS Collaboration) “Search for heavy long-lived multi-charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector”. European Physical Journal C. 2015. Vol. C75, no. 8. P. 362. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3534-2
4. Ю. С. Смирнов, О. В. Булеков, А. С. Романюк «Поиск долгоживущих многозарядных тяжёлых частиц в эксперименте ATLAS на БАК ЦЕРН». Тезисы докладов Международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий». М.: НИЯУ МИФИ, 2014. С. 24. ISBN 978-5-7262-2032-1
5. Ю. С. Смирнов «Поиск долгоживущих многозарядных тяжёлых частиц в эксперименте ATLAS на БАК ЦЕРН». Аннотации докладов Научной Сессии НИЯУ МИФИ-2015. М.: НИЯУ МИФИ, 2015. Т. 1. С. 59. ISBN 978-5-7262-2053-6

Список цитируемой литературы:

1. CMS Collaboration, Searches for long-lived charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and 8 TeV // Journal of High Energy Physics, 2013, Vol. 1307, P. 122.
2. A. Connes, Noncommutative geometry // Academic Press, London and San Diego, 1994.

3. F. Sannino, K. Tuominen, Orientifold theory dynamics and symmetry breaking // Physical Review D, 2005, Vol. D71, P. 051901.
4. R. N. Mohapatra, J. C. Pati, Left-Right Gauge Symmetry and an Isoconjugate Model of CP Violation // Physical Review D, 1975, Vol. D11, Pp. 566-571.
5. ATLAS Collaboration, Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC // European Physical Journal C, 2011, Vol. C71, P. 1630.
6. ATLAS Collaboration, Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC // European Physical Journal C, 2013, Vol. C73, P. 2518.