

17873

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2009-44

На правах рукописи  
УДК 539.126+539.128.412+539.1.07

ХРАМОВ  
Евгений Владимирович

ПЕРСПЕКТИВЫ ОБНАРУЖЕНИЯ НОВОЙ ФИЗИКИ  
НА УСТАНОВКЕ АТЛАС И КАЛИБРОВКА  
ЕЕ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2009

## Общая характеристика работы

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Н. А. Русакович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

С. А. Бунятов  
(ЛЯП ОИЯИ)

доктор физико-математических наук

А. А. Петрухин  
(МИФИ)

Ведущая организация:

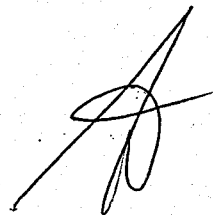
НИИЯФ МГУ, Москва

Защита диссертации состоится 28 апреля 2009 г. в  
" 11<sup>00</sup> " часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в  
Объединенном институте ядерных исследований, г.Дубна, Московской  
области.

Автореферат разослан " 27 " марта 2009 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института  
ядерных исследований.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук



Ю.А.Батусов

Актуальность темы. Фермионы, элементарные частицы со спином  $1/2$ , в СМ делятся на две группы: кварки и лептоны. Топ-кварк — самый тяжелый из всех кварков. Одна из главнейших, первоочередных задач физики топ-кварка — это прецизионное определение его массы. С другой стороны, необходимо быть уверенным в том, что заряд частицы, обладающей массой топ-кварка, соответствует ожидаемому заряду топ-кварка в Стандартной Модели (т.е. равен  $2/3$  заряда протона). Такая информация будет важной и независимой проверкой Стандартной Модели.

Кроме большой массы, топ-кварк еще является очень короткоживущим ( $\tau_t \sim 1/\Gamma_t \sim 0.5 \times 10^{-24}$  с) и, в отличие от других кварков, распадается настолько быстро, что не успевает адронизоваться. По крайней мере, еще не зарегистрировано никаких адронов или связанных адронных состояний, содержащих топ-кварк. Поскольку существуют связанные состояния (мезоны) всех других кварков, то вполне естественно ожидать, что и топ-кварк имеет свое связанное состояние, которое пока не обнаружено. Существует несколько теоретических моделей, предсказывающих существование достаточно тяжелых резонансов, распадающихся на  $t\bar{t}$ -пару.

Открытие Суперсимметричных партнеров известных частиц (SUSY частиц) и бозона(ов) Хиггса является одной из целей для современной экспериментальной физики частиц. Вот почему необходимо провести очень аккуратные исследования по поиску каких-либо (или всех) сигнатур SUSY частиц, что позволит действительно доказать открытие Суперсимметрии. Минимальный вариант Суперсимметрии в рамках Стандартной Модели (MSSM) с универсальным мягким нарушением суперсимметрии внесенным супергравитацией (mSUGRA) имеет минимальный набор свободных параметров:  $m_0, m_{1/2}, \text{sign}\mu, A_0, \tan\beta = v_2/v_1$ . Была предложена новая область параметров  $m_0$  и  $m_{1/2}$ , мотивированная результатами эксперимента EGRET, с довольно большим значением параметра скалярной массы  $m_0$  и относительно маленьким значением параметра массы фермионов  $m_{1/2}$ . В данном случае свойства LSP (легчайшей суперсимметричной частицы) согласуются с наблюдаемой плотностью реликтового излучения, т.е. LSP может являться хорошим кандидатом частицы холодной Темной Материи. В EGRET области, LSP может естественным образом объяснить избыток диффузионных галактических гамма-излучений. Более того, масса LSP подходит для описания данных измерения годовой модуляции эксперимента DAMA по прямому наблюдению Темной Материи.

Многие физические исследования на установке АТЛАС предполагают, что в процессах будут присутствовать адронные струи, а также будут образовываться частицы, приводящие к значительной потерянной поперечной энергии (нейтрино, нейтралито и т.п.). Для анализа подобных данных необходимо изучить функции отклика и энергетического разрешения калориметров для различных типов частиц в широком диапазоне энергий.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Цель работы. Одной из целей настоящей работы является оценка возможности восстановления событий некоторых эффектов новой физики на эксперименте АТЛАС:

- Проверка гипотезы об экзотическом кварке с электрическим зарядом  $-4e/3$ .
- Оценка возможности поиска топ-антитоп резонансов, когда один из топ-кварков должен иметь относительно высокий поперечный импульс.
- Наблюдение SUSY-подобных событий в распаде глюонной пары в EGRET-области.

Другой целью является определение функции отклика и энергетического разрешения адронного калориметра установки АТЛАС на пионы в данных тестирования на пучке в 2004 году. Кроме того, проведено сравнение экспериментальных данных с данными Монте-Карло моделирования.

Научная новизна и практическая ценность. Оценена возможность восстановления знака заряда топ-кварка методом полуплептонного распада  $B$ -мезона на основе полного Монте-Карло моделирования установки АТЛАС.

Оценена возможность восстановления топ-антитоп резонансов на установке АТЛАС. Предложен и опробован дополнительный критерий на величину поперечного импульса одного из восстановленных топ-кварков. Была разработана методика определения величины этого критерия. На основе полученных данных оценено минимальное сечение, необходимое для обнаружения топ-антитоп резонансов в диапазоне инвариантных масс от 0.7 до 3 ТэВ.

Впервые на установке АТЛАС была исследована возможность регистрации SUSY-подобных событий в предложенной EGRET-области в рамках mSUGRA модели. На первом этапе исследований рассматривался "дилептонный", а затем и "лептон-струйный" каналы распада пары глюино, образовавшихся в глюон-глюонном слиянии. Более того, оценена возможность разделения различных значений параметра mSUGRA модели  $m_{1/2}$ .

Был проведен анализ данных тестирования сегмента центральной части установки АТЛАС. Измерялись функции отклика и энергетического разрешения адронного калориметра на пионы в интервале энергий от 20 до 350 ГэВ. Были применены поправки на наличие протонов в пучке, продольную и поперечную утечку энергии на функции отклика и энергетического разрешения калориметра. С помощью сцинтиллятора SC1, расположенного между электромагнитным и адронным калориметрами, детально исследовано влияние энергетических потерь в пассивном веществе между электромагнитным и адронным калориметрами на функции отклика и энергетического разрешения адронного калориметра. Также исследовано влияние критерия на минимальные ионизационные потери в электромагнитном калориметре на функции отклика и энергетического разрешения адронного калориметра.

Положения выносимые на защиту:

1. Результаты исследований по оценке возможности восстановления знака заряда топ-кварка методом полуплептонного распада  $B$ -мезона.

2. Результаты исследования возможности регистрации топ-антитоп резонанса в широком интервале его возможной инвариантной массы.
3. Результаты проведенных исследований по возможности наблюдения SUSY-подобных событий в EGRET-области в рамках mSUGRA модели.
4. Результаты измерения функций отклика и энергетического разрешения адронного калориметра на данных тестирования на пионных пучках с энергиями от 20 до 350 ГэВ и сравнение с результатами анализа данных моделирования Монте-Карло.

Апробация работы и публикации. Основные результаты работы докладывались на научных семинарах Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований (ЛЯП ОИЯИ), регулярных совещаниях физических групп коллаборации АТЛАС. Опубликованы в виде журнальных статей и изданий ЦЕРН и ОИЯИ. Также автором был сделан доклад от коллаборации АТЛАС на конференции по физике высоких энергий в Ялте в 2008 году (Crimea-2008) на тему "Первые результаты на эксперименте АТЛАС". В диссертации обобщены результаты работ, выполненных автором в 2004-2008 гг. в ЛЯП ОИЯИ и в Европейском Центре Ядерных Исследований (ЦЕРН). Список работ, содержащих основные результаты диссертации, приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация объемом 117 страниц состоит из введения, пяти глав и заключения. Содержит 26 таблиц, 57 рисунков и список цитируемой литературы из 82 ссылок.

#### Содержание диссертации

Во введении показана важность и актуальность работы, сформулированы её цели, перечислены выносимые на защиту результаты, подчеркнуты их новизна и практическая ценность.

В первой главе приводится описание экспериментальной установки АТЛАС. Экспериментальная установка АТЛАС имеет цилиндрическую форму с диаметром 25 метров и длиной 44 метра (см. Рис. 1). Общая масса установки около 7000 тонн. Основная масса (~ 4000 тонн) приходится на систему электромагнитного и адронного калориметров. Детектор может быть разделен на четыре основные подсистемы (в порядке удаления от вершины взаимодействия первичных протонов: внутренний детектор (трековый), электромагнитный калориметр, адронный калориметр и мюонный детектор. Для того, чтобы максимально точно определять потерянную поперечную энергию, электромагнитный и адронный калориметры обеспечивают покрытие области соударения пучков ускорителя по азимутальному углу  $\phi = 2\pi$  и  $|\eta| < 4.9$  ( $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ ) по полярному углу.

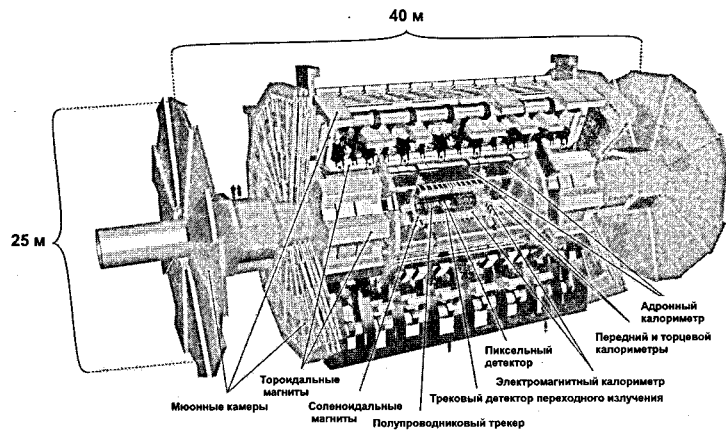


Рис. 1: Установка АТЛАС.

Внутренний детектор (Inner Detector, ID) расположенный в соленоиде с магнитным полем 2 Тесла имеет длину 7 метров и радиус 1.15 метров. Основными задачами внутреннего детектора являются восстановление вершин взаимодействия и распада частиц, измерение импульсов частиц и идентификация электронов. Трековая система эксперимента ATLAS состоит из трех поддетекторов (в порядке удаления от вершины взаимодействия первичных протонов): кремниевый пиксельный детектор, кремниевый стриповый детектор и детектор переходного излучения.

Электромагнитный жидкоаргонный (LAr) калориметр имеет цилиндрическую форму с внешним радиусом 2.23 м ( $24X_0 \equiv 1.2\lambda$ , где  $X_0$  — и  $\lambda$  — радиационная длина и длина взаимодействия, соответственно) и длиной 12.3 м. Благодаря высокой степени грануляции калориметр имеет очень хорошие энергетическое и пространственное (в плоскости  $\eta \times \phi$ ) разрешения. Центральная (barrel) и торцевые (end-cap) части калориметра в сумме покрывают область псевдобыстрот  $|\eta| < 3.2$ . Слои каждого модуля калориметра имеют форму мехов аккордеона, расположенных вдоль азимутального направления, с электродами, состоящими из трех медных слоев проложенных каптоновым изолятором (лента на основе полиамидной плёнки), и многослойного поглотителя, в котором основным материалом является свинец. На оба внешних слоя электрода подается высоковольтное напряжение, а средний слой используется для считывания сигнала. В свободном пространстве между внешним электродом и поглотителем находится жидкий аргон, который является активным веществом.

Адронный калориметр, состоящий из трех цилиндров, покрывает область псевдобыстрот  $|\eta| < 1.7$ . Для этой области использовалось поочередное расположение железных и сцинтилляционных пластин. Пластины расположены таким

образом, что их плоскость параллельна азимутальному направлению, перпендикулярно оси пучка ускорителя. Эффективная толщина калориметра составляет  $7.2\lambda$  (где  $\lambda$  — длина взаимодействия). Торцевая и передняя части адронного калориметра, расширяющие область покрытия до  $|\eta| < 4.9$ , помещены в криостат, поскольку в них, также как и в электромагнитном калориметре, в качестве активного вещества использовался жидкий аргон. В адронном торцевом калориметре в качестве поглотителя используется медь. В переднем калориметре, состоящем из трех слоев, в качестве поглотителя в первом слое используется медь, а последних двух — вольфрам.

Размеры мюонного спектрометра определяют размеры всей установки ATLAS. Он состоит из тороидальной магнитной системы и камер Мониторируемых Дрейфовых Трубок (Monitored Drift Tube, MDT), позволяющих измерить кривизну траектории мюона с очень высоким разрешением, и Плоских Резистивных Камер (Resistive Plate Chambers, RPC), используемых в качестве триггера. В торцевой части в качестве триггера используются Тонкоззорные Газовые Камеры (Thin Gap Chambers, TGC). Передняя часть, вместо мониторируемых дрейфовых трубок, оснащена Катодно-Стриповыми Камерами (Cathode Strip Chambers, CSC), чтобы обеспечивать более высокую скорость счета. Магнитная система мюонного спектрометра, состоящая из восьми тороидальных магнитов, создает поле около 4 Т. Достоинством спектрометра является то, что он способен измерить импульс мюона с энергией 1 ТэВ с разрешением 10%. Во второй главе приведены результаты исследований по определению знака заряда топ-кварка на данных моделирования установки ATLAS. Кроме того, одной из целей этого исследования было рассмотрение гипотезы существования “экзотического” тяжелого кварка с зарядом не равным заряду топ-кварка ( $Q \neq +2/3$ ). Поскольку в эксперименте CDF и D0 восстанавливалась только инвариантная масса топ-кварка по продуктам его распада, то можно сделать предположение, что существует “экзотический” тяжелый кварк, который отличается от SM топ-кварка только зарядом, т.е.  $Q_{exotic} = -4/3$ . Определение знака заряда топ-кварка, описанное в диссертации, основано на восстановлении знака зарядов продуктов распада топ-кварка. Поскольку основным (более 99% вероятности) каналом распада топ-кварка является  $t \rightarrow W^+b$  ( $\bar{t} \rightarrow W^-b$ ), то для определения знака заряда топ-кварка необходимо измерить заряды  $W$ -бозона и  $b$ -кварка. В то время как заряд  $W$ -бозона может быть определен посредством его лептонного распада, заряд  $b$ -кварка не может быть измерен напрямую поскольку он образует адроны. В диссертации рассмотрен один из двух основных способов определения заряда  $b$ -кварка:

- Метод “полулептонного распада  $B$ -мезона” основан на определении знака заряда  $b$ -струи, образованной  $b$ -кварком, посредством определения заряда неизолрированного лептона (продукт распада  $B$ -мезона) внутри этой струи:

$$b \rightarrow c, u + l^- + \bar{\nu} \quad \bar{b} \rightarrow \bar{c}, \bar{u} + l^+ + \nu.$$

Т.е. в  $b$ -струе, инициированной  $b$ -кварком, должны присутствовать отрицательно заряженные лептоны, а в  $b$ -струе инициированной  $\bar{b}$ -кварком — наоборот, положительно заряженные лептоны. Но из-за осцилляций  $B^0$ -мезонов в  $\bar{B}^0$ -мезоны, а также полулептонного распада  $D$ -мезона внутри  $b$ -струи, в  $b$ -струе появляется лептон со знаком заряда, противоположным знаку заряда лептона от распада  $B$ -мезона. Основной модой распада “экзотического” тяжелого кварка является распад на  $b$ -кварк и  $W^-$ -бозон, в то время как топ-кварк распадается на  $b$ -кварк и  $W^+$ -бозон:

$$\begin{aligned} t^{+2/3} &\rightarrow b^{-1/3} + W^+, & Q_{exotic}^{-4/3} &\rightarrow b^{-1/3} + W^- \\ \bar{t}^{-2/3} &\rightarrow \bar{b}^{+1/3} + W^-, & \bar{Q}_{exotic}^{+4/3} &\rightarrow \bar{b}^{+1/3} + W^+ \end{aligned}$$

Для того, чтобы проверить гипотезу об “экзотическом” кварке, необходимо решить две основных проблемы. Во первых, найти такой критерий отбора, который бы позволил выделить изолированный заряженный лептон и  $b$ -струю произошедшие от одного и того же топ-кварка. В Стандартной Модели  $b$ -струя, образованная  $b$ -кварком, должна соответствовать положительно заряженному лептону ( $l^+$ ), в то время как в случае экзотического кварка,  $b$ -струя должна соответствовать отрицательному лептону ( $l^-$ ). Во вторых, определение заряда  $b$ -струи, выбранной в пару к одному из заряженных изолированных лептонов. Для исследований использовались данные моделирования полученные рабочей группой по физике топ-кварка коллаборации АТЛАС. Данные содержат 555000 событий  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-b$  как с “лептон-струйным”, так и с “дилептонными” каналами распада (только электроны и мюоны рассматривались в как лептоны). В качестве фоновых событий использовались данные моделирования коллаборацией АТЛАС процессов  $pp \rightarrow W$ +адронные струи,  $Wb\bar{b}$ +адронные струи,  $Wc\bar{c}$ +адронные струи,  $Z$ +адронные струи,  $WW$ ,  $ZZ$  и  $WZ$ . В данном анализе использовались стандартные для эксперимента АТЛАС критерии отбора событий:

”Лептон-струйный” канал распада:

- единственный изолированный электрон (мюон) в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$  и  $p_T > 25$  ГэВ/с ( $p_T > 20$  ГэВ/с);
  - четыре и более адронных струи с  $|\eta| < 2.5$  и  $p_T > 30$  ГэВ/с,
  - две и более из которых должны быть  $b$ -струями;
  - потерянная поперечная энергия свыше 20 ГэВ/с;
- ”Дилептонный” канал распада:
- два изолированных электрона (мюона) с  $|\eta| < 2.5$  и  $p_T > 25$  ГэВ/с ( $p_T > 20$  ГэВ/с);
  - две и более  $b$ -струи с  $|\eta| < 2.5$  и  $p_T > 30$  ГэВ/с;
  - потерянная поперечная энергия свыше 30 ГэВ;

Кроме распада  $b$ -кварка, существуют и другие источники образования изолированного лептона внутри  $b$ -струи. Например, одним из каналов распада  $B$ -мезона является  $B \rightarrow D + X$  и в этом случае полулептонные распады  $D$ -мезонов в дальнейшем также дают изолированный лептон, знак электрического заря-

да которого противоположен лептону от распада  $B$ -мезона. Также, осцилляции  $B^0 - \bar{B}^0$  с их последующим полулептонным распадом могут привести к неправильному определению заряда  $b$ -струи. Но при этом лептоны от распадов  $D$ -мезонов в среднем менее энергетичные, чем от прямых распадов  $B$ -мезона поскольку первые являются продуктами вторичных распадов. Для того, чтобы подавить вклад от  $D$ -мезонов был введен дополнительный критерий на поперечный импульс неизолированного лептона по отношению к направлению оси  $b$ -струи,  $p_T^{rel}$ . Другим источником ошибки при определении знака заряда  $b$ -струи является неправильное восстановление самой  $b$ -струи, т.е. когда адронная струя, будучи инициированной не  $b$ -кварком, была восстановлена как  $b$ -струя.

Средние значения зарядов неизолированных лептонов:

$$\bar{Q}_{nonls}^{(+)} = \frac{Q(l^+) \cdot N(l^+) - Q(l^-) \cdot N(l^-)}{N(l^+) + N(l^-)} = -0.32 \pm 0.05, \quad (1)$$

$$\bar{Q}_{nonls}^{(-)} = \frac{Q(l^+) \cdot N(l^+) - Q(l^-) \cdot N(l^-)}{N(l^+) + N(l^-)} = 0.30 \pm 0.05,$$

где  $\bar{Q}_{nonls}^{(+)}$  ( $\bar{Q}_{nonls}^{(-)}$ ) - средние значения зарядов неизолированных лептонов внутри  $b$ -струи ассоциированной с положительно (отрицательно) заряженными изолированными лептонами.  $N(l^-)$  - количество  $b$ -струи с отрицательно заряженным лептоном внутри, а  $N(l^+)$  - количество  $b$ -струи с положительно заряженным лептоном внутри.  $Q(l^+) = +1$  и  $Q(l^-) = -1$  - заряд неизолированного лептона внутри  $b$ -струи. С помощью величины  $Q(l) \times Q_{nonls}^{(l)}$ , где  $Q(l)$  - заряд изолированного лептона ассоциированного с  $b$ -струей содержащей неизолированный лептон, можно объединить полученные результаты для  $\bar{Q}_{nonls}^{(+)}$  ( $\bar{Q}_{nonls}^{(-)}$ ). Полученное таким образом суммарное значение для Стандартной Модели  $\bar{Q}_{nonls}^{(comb)} = -0.31 \pm 0.04$  позволяет с большим уровнем достоверности разделить заряд СМ топ-кварка от заряда тяжелого кварка в рамках “экзотической” гипотезы уже при интегральной светимости  $1 \text{ фб}^{-1}$ , поскольку “экзотический” сценарий предполагает противоположное значение  $\bar{Q}_{nonls}^{(comb)}$ . В третьей главе описан анализ по оценке возможности регистрации топ-антитоп резонансов на установке АТЛАС.

Представлены результаты оценки минимального сечения, необходимого для обнаружения  $t\bar{t}$  резонанса (для определенности будем обозначать его  $Z'$ ) на уровне значимости  $5\sigma$  с учетом фона от прямого рождения  $t\bar{t}$  пары. Рассматривался только “лептон-струйный” канал распада  $t\bar{t}$ -пары. Исследовались  $Z'$  резонансы со значениями масс  $M_{Z'}^{Gen} = 700, 1000, 1500, 2000$  и  $3000$  ГэВ/с<sup>2</sup> и ширинами составляющими 2.3% значения массы, распадающиеся на топ-антитоп кварковую пару. Рождение резонансов рассчитывалось без учета возможной интерференции с  $Z^0$  или  $\gamma^*$  бозонами с помощью генератора событий PYTHIA. Фоновый процесс прямого рождения  $t\bar{t}$ -пары ( $pp \rightarrow t\bar{t}$ ) генерировался с помощью

генератора MC@NLO. Структурная функция протонов описывалась функцией STEQ6. Моделирование данных проводилось рабочей группой по физике топ-кварка коллаборации АТЛАС.

При анализе использовался только "лептон-струйный" канал распада топ-анти топ кварковой пары, для которого событие выделялось с помощью как "прежних" кинематических критериев:

1. В событии должен быть один изолированный лептон с  $p_T > 20$  ГэВ/с в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ ;
2. Недостающая поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию  $E_T^{\text{miss}} > 20$  ГэВ;
3. Присутствие в событии четырех или более адронных струй с  $E_T \geq 40$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ , две из которых должны быть  $b$ -струями,

так и "новых", менее жестких для адронных струй критериев отбора события:

1. В событии в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$  должен быть один изолированный электрон с  $p_T > 25$  ГэВ/с или изолированный мюон с  $p_T > 20$  ГэВ/с;
2. Недостающая поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию  $E_T^{\text{miss}} > 20$  ГэВ;
3. Присутствие в событии четырех или более адронных струй с  $E_T \geq 30$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ , две из которых должны быть  $b$ -струями.

При восстановлении инвариантной массы  $t\bar{t}$ -пары сначала восстанавливались инвариантные массы  $W$ -бозона и  $t$ -кварка, распавшихся по адронному каналу ( $t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}b$ ), а затем  $t$ -кварка, распавшегося по лептонному каналу ( $t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu_l b$ ). Из двух и более адронных струй, не восстановленных как  $b$ -струи, выбиралась та комбинация двух струй, инвариантная масса которой ближе всего к генерированному значению массы  $W$ -бозона ( $M_W^{\text{PDG}} = 80.4$  ГэВ/с<sup>2</sup>). Чтобы восстановить адронный топ-кварк необходимо выбрать комбинацию адронного  $W$ -бозона и одной из двух  $b$ -струй. Было рассмотрено три способа выбора такой комбинации: комбинация, дающая наибольший поперечный импульс восстановленного топ-кварка; комбинация с ближайшим значением инвариантной массы к генерированному значению массы  $t$ -кварка ( $M_{\text{top}}^{\text{Gen}} = 175$  ГэВ/с<sup>2</sup>); комбинация ближайших друг к другу  $W$ -бозона и  $b$ -струи в плоскости  $(\eta \times \phi)$ . На Рис. 2а показана зависимость восстановленной инвариантной массы адронного  $t$ -кварка тремя способами после "прежних" и "новых" критериев отбора событий для разных масс  $Z'$  бозона (для обозначения восстановленных масс  $t$ -кварка в фоновых событиях использовалось значение массы  $t\bar{t}$ -резонанса 350 ГэВ/с<sup>2</sup>). Можно

также увеличить эффективность восстановления адронного топ-кварка накладывая дополнительное условие на массу адронного  $W$ -бозона,  $|M_{jj} - 80.4| < 30$  ГэВ/с<sup>2</sup> (см Рис. 2б).

Поскольку, в среднем, значения восстановленной массы адронного топ-кварка после "прежних" критериев отбора и без требования, чтобы  $|M_{jj} - 80.4| < 30$  ГэВ/с<sup>2</sup>, ближе к  $M_{\text{top}}^{\text{Gen}} = 175$  ГэВ/с<sup>2</sup>, то этот способ восстановления и был выбран для дальнейшего анализа.

Следующим шагом является восстановление лептонного  $t$ -кварка, но поскольку в событии имеется информация только о потерянной поперечной энергии, то для восстановления делается предположение, что вся потерянная энергия в событии происходит из-за нерегистрируемого нейтрино в распаде  $W$ -бозона ( $W \rightarrow l\nu_l$ ), т.е.  $E_T^{\text{miss}} \equiv P_T^{\nu}$ . Таким образом, решая квадратичное уравнение  $M_W = 80.4 = \sqrt{(E_l + E_{\nu_l})^2 - (\vec{p}_l + \vec{p}_{\nu_l})^2}$  относительно  $p_{\nu_l}^2$ , получаем либо ни одного решения и тогда событие отбрасывается, либо два решения и тогда выбирается та комбинация лептонного  $W$ -бозона и второй  $b$ -струи, которая дает ближайшее значение инвариантной массы к генерированному значению.

Так как поперечные импульсы топ-кварков от распада  $t\bar{t}$ -резонанса больше, чем поперечные импульсы топ-кварков при прямом рождении  $t\bar{t}$ -пары, то, для подавления фона, можно применить дополнительный критерий на поперечный импульс адронного  $t$ -кварка, т.е. чтобы  $p_T^{\text{had}r} > 200, 250, 300, 350$  и  $450$  ГэВ/с для резонансов с массами 700, 1000, 1500, 2000 и 3000 ГэВ/с<sup>2</sup> соответственно. Результаты исследования позволяют сказать, что применение критерия на поперечный импульс адронного топ-кварка приближает восстановленное значение инвариантной массы  $Z'$ -бозона к генерированному значению и улучшает его разрешение.

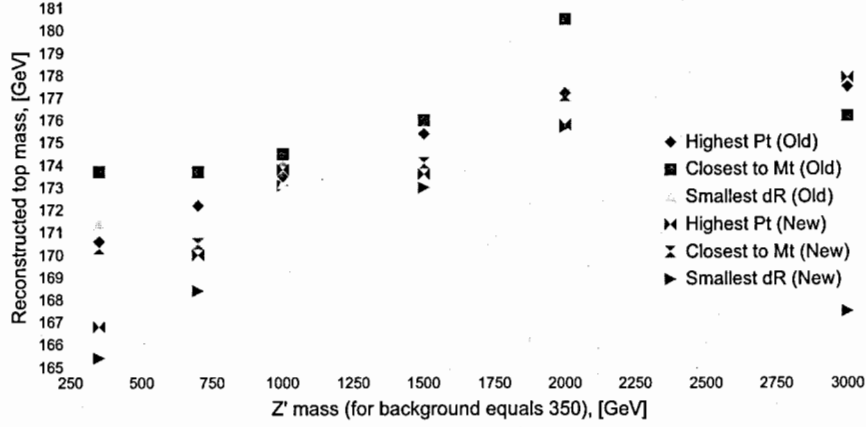
Расчет минимального сечения необходимого для обнаружения  $t\bar{t}$ -резонанса в "лептон-струйном" канале распада проводился по формуле:

$$\sigma \times Br = 5 \cdot \frac{\sqrt{\sigma_{bkg} \cdot \epsilon_{bkg}}}{\epsilon_{sig} \cdot \sqrt{L}}, \quad (2)$$

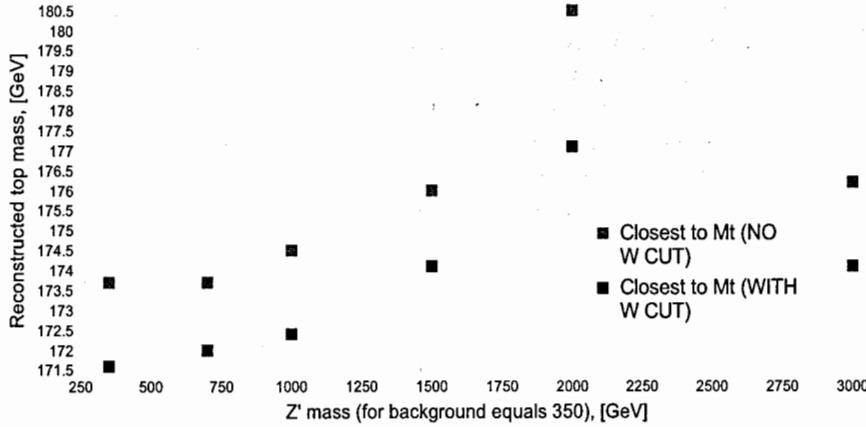
где  $\sigma_{bkg}$  — сечение прямого рождения  $t\bar{t}$ -пары,  $L$  - предполагаемая интегральная светимость ускорителя, а  $\epsilon_{bkg}$  и  $\epsilon_{sig}$  — эффективность критериев отбора события и дополнительного условия на поперечный импульс адронного топ-кварка в пределах  $M_{Z'}^{\text{Rec}} \pm 2 \cdot \sigma_{Z'}^{\text{Rec}}$ .

На Рис. 3 показаны минимальные значения сечения (2) образования резонансов, необходимые для достижения уровня достоверности в  $5\sigma$ , для различных значений предполагаемой интегральной светимости ускорителя в зависимости от массы  $Z'$ -бозона. Например видно, что при интегральной светимости LHC 300 фбарн<sup>-1</sup> можно будет обнаружить  $Z'$ -резонанс с массой 2 ТэВ/с<sup>2</sup>, если его сечение рождения превышает 0.1 пкбарн.

Для того, чтобы можно было определить была ли адронная струя инициирована  $b$ -кварком или нет ( $b$ -тэггинг) необходимо, чтобы Внутренний детек-



(a)



(b)

Рис. 2: а) Адронный топ-кварк ( $t \rightarrow Wb \rightarrow qq\bar{b}$ ) восстановленный тремя способами после "прежних" и "новых" критериев отбора событий в зависимости от массы  $t\bar{t}$ -резонанса (значение массы  $Z' = 350$  ГэВ/ $c^2$  соответствует результатам полученным для фона, прямое рождение  $t\bar{t}$ -пары); б) Восстановленная инвариантная масса адронного топ-кварка после "прежних" критериев отбора с применением (нижние) дополнительного условия на массу адронного  $W$ -бозона ( $|M_{jj} - 80.4| < 30$  ГэВ/ $c^2$ ) и без него (верхние).

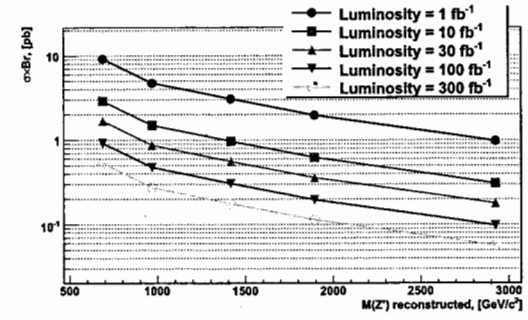


Рис. 3: Минимальное сечение образования  $Z'$ -резонанса, необходимое для достижения уровня достоверности в  $5\sigma$  в "лептон-струйном" канале в зависимости от массы  $t\bar{t}$ -резонанса при различных значениях предполагаемой интегральной светимости ускорителя.

тор установки АТЛАС восстанавливал вторичные вершины с высокой точностью. Как правило, на ранней стадии работы экспериментальных установок возможность  $b$ -тэггинга практически отсутствует, но при этом существует возможность восстанавливать сами адронные струи. Естественно, что критерии отбора "лептон-струйного" события изменятся:

1. В событии должен быть один изолированный лептон с  $p_T > 20$  ГэВ/с в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ ;
2. Недостающая поперечная энергия в событии должна удовлетворять условию  $E_T^{\text{miss}} > 20$  ГэВ;
3. Присутствие в событии четырех адронных струй с максимальной поперечной энергией и  $E_T \geq 40$  ГэВ в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ .

Лептонный  $W$ -бозон в этом случае восстанавливается описанным выше способом. После этого, для того, чтобы восстановить лептонный  $t$ -кварк и адронные  $W$ -бозон и  $t$ -кварк нужно выбрать комбинацию из четырех адронных струй (двенадцать возможных комбинаций) и двух значений  $p_{T_i}^z$ . Правильной считалась комбинация, дающая минимальное значение для величины  $|\chi^2/ndf - 1|$ , где  $ndf = 12$ , а  $\chi^2$  вычислялось с помощью следующего выражения:

$$\chi^2 = \frac{(m_{lvja} - M_{top}^{Gen})^2}{(\Gamma_{top}^{lept})^2} + \frac{(m_{bjcjd} - M_{top}^{Gen})^2}{(\Gamma_{top}^{had})^2} + \frac{(m_{bjc} - M_W^{Gen})^2}{(\Gamma_W^{had})^2}. \quad (3)$$

Минимальное сечение рождения  $t\bar{t}$ -резонанса рассчитанное с помощью выражения (2) в зависимости от массы резонанса при различных значениях предполагаемой интегральной светимости ускорителя приведено на Рис 4.

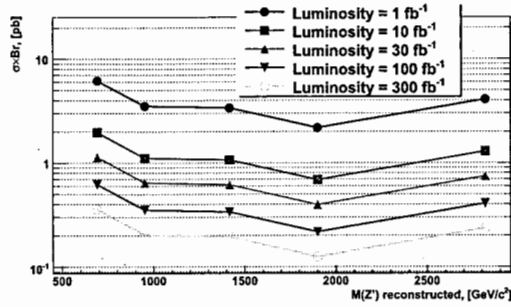


Рис. 4: Минимальное сечение образования  $Z'$ -резонанса, необходимое для достижения уровня достоверности в  $5\sigma$  в "лептон-струйном" канале в зависимости от массы  $t\bar{t}$ -резонанса при различных значениях предполагаемой интегральной светимости ускорителя без  $b$ -тэггинга.

В четвертой главе описан анализ по оценке возможности регистрации SUSY-подобных событий на установке АТЛАС. Для анализа была предложена mSUGRA модель с пятью свободными параметрами. Были выбраны следующие значения этих параметров, мотивированные результатами астрофизических экспериментов EGRET и WMAP (EGRET область):

$$m_0 = 1400 \text{ ГэВ}, m_{1/2} = 180 \text{ ГэВ}, A_0 = 0, \tan\beta = 50, \text{sign}\mu = +1. \quad (4)$$

где  $m_0$  и  $m_{1/2}$  — общие массовые параметры для скалярных и спинорных суперпартнеров в масштабе объединения,  $\mu$  — параметр смешивания хиггсовских полей,  $A_0$  — параметр мягкого нарушения Суперсимметрии и  $\tan\beta$  — отношение значений вакуумных средних хиггсовских полей. Допустимые величины этих параметров ограничены как теоретическими и экспериментальными данными, так и астрофизическими данными эксперимента WMAP. В EGRET области легчайшая суперсимметричная частица LSP является стабильной (благодаря сохранению так называемой  $R$ -четности) слабозаимодействующей частицей. Самое легкое нейтрально  $\tilde{\chi}_1^0$  является кандидатом на LSP. Нейтрально  $\tilde{\chi}_1^0$  может естественным образом объяснить избыток диффузионных галактических гамма-излучений. Более того, масса LSP подходит для описания данных исследования годовой модуляции на эксперименте DAMA по прямому наблюдению Темной Материи.

Параметры (4) использовались автором в качестве входных параметров для программы ISAJET, которая рассчитывает спектр суперчастиц в EGRET области. Затем, этот спектр масс был использован генератором событий PYTHIA для генерации событий. На партонном уровне процесс рождение глюонной пары (посредством доминирующего глюон-глюонного слияния) и последующие распады глюино можно представить в виде следующей цепочки (представлено для

одного из глюино):

$$\begin{aligned} gg &\rightarrow g^* \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \\ &\downarrow \\ &\bar{b} + b + \tilde{\chi}_2^0 \\ &\downarrow \\ &l^-(q) + l^+(\bar{q}) + \tilde{\chi}_1^0. \end{aligned} \quad (5)$$

Рассматривались три канала распада глюонной пары:

- "дилептонный" канал распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары содержит в конечном состоянии четыре  $b$ -струи, две лептонные пары и два LSP нейтрально  $\tilde{\chi}_1^0$ :

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} + X \rightarrow 4b_{\text{jets}} + 2l^+l^- + 2\tilde{\chi}_1^0 + X. \quad (6)$$

- "лептон-струйный" канал распада глюонной пары содержит в конечном состоянии четыре  $b$ -струи, одну лептонную пару и пару легких кварков:

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} + X \rightarrow 4b_{\text{jets}} + l^+l^- + q\bar{q}_{\text{jets}} + 2\tilde{\chi}_1^0 + X. \quad (7)$$

- "мультиструйный" канал распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары содержит четыре  $b$ -струи, но на этот раз две пары легких кварков без каких-либо заряженных лептонов в конечном состоянии:

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} + X \rightarrow 4b_{\text{jets}} + 2q\bar{q}_{\text{jets}} + 2\tilde{\chi}_1^0 + X. \quad (8)$$

Допустимы незначительные отклонения величин SUSY параметров  $m_{1/2}$  и  $m_0$  в области выбранной EGRET-"точки" (4). Одним из результатов таких отклонений является изменения массы SUSY частиц, кроме того, сечения сигнальных событий (5) зависят от этих SUSY параметров. Также, были проведены исследования по определению чувствительности процесса (5) к массовому параметру  $m_{1/2}$ . Были сгенерированы наборы данных в EGRET области (4) соответствующие интегральной светимости  $300 \text{ фбарн}^{-1}$  (3 года работы LHC при высокой светимости) для трех значений параметра  $m_{1/2} = 170, 180$  и  $190 \text{ ГэВ}$ . При анализе можно извлечь некоторую информацию о массах SUSY частиц вычисляя инвариантные массы частиц в различных комбинациях от каскадных распадов SUSY частиц до стабильной LSP. Постоянное наличие LSP в конечном состоянии каскадных распадов (при сохранении  $R$ -четности в SUSY) позволяет использовать в анализе переменную, соответствующую кинематическому пределу (конечная точка).

Распределения восстановленных инвариантных масс лептонных пар или адронных струй от легких кварков от трех-частичных распадов  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$  и  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$  имеют кинематические верхние пределы (конечные точки), которые характеризуют разницу между массами  $\tilde{\chi}_2^0$  и  $\tilde{\chi}_1^0$ . В дальнейшем эта переменная конечной точки использовалась для оценки возможности разделения парамет-



ров  $m_{1/2}$  в EGRET области.

”Лептонный” канал распада глюино содержит лептонную ( $e$  или  $\mu$ ) пару и LSP  $\tilde{\chi}_1^0$ . Таким образом, инвариантная масса лептонной пары,  $m_{ll}^{\text{expected}}$ , всегда меньше разности масс  $\tilde{\chi}_2^0$  и  $\tilde{\chi}_1^0$ ,

$$m_{ll}^{\text{expected}} \leq m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}, \quad (9)$$

где  $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  — переменная конечной точки. Величины  $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  в EGRET области приведены в Табл. 1.

$m_{1/2}$	170 ГэВ	180 ГэВ	190 ГэВ
$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ , ГэВ	114.5	127.1	133.9
$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ , ГэВ	63.6	71.1	72.8
$m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ , ГэВ	50.9	56	61.1

Таблица 1: Массы двух легчайших нейтралино  $\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_1^0$  и их разница при  $m_{1/2} = 170, 180$  и  $190$  ГэВ. Значения прочих EGRET параметров  $m_0$ ,  $A_0$ ,  $\tan\beta$  и  $\text{sign}\mu$  взяты из (4).

В экспериментальных условиях в конечном состоянии ”дилептонного” канала распада (6) кроме четырех  $b$ -струй и большой потерянной поперечной энергии (из-за двух нерегистрируемых  $\tilde{\chi}_1^0$ ), также будут существовать три комбинации двух лептонных пар. Это комбинации из двух электронных пар или двух мюонных пар, или одной электронной и одной мюонной пар. В последнем случае, когда одно из  $\tilde{\chi}_2^0$  распадается через мюонную пару, а другое - через электронную, правильные комбинации двух лептонов для восстановления  $m_{ll}$  очевидны. В двух предыдущих случаях распадов  $\tilde{\chi}_2^0$  пары существует две различных комбинации для двух лептонных пар. Комбинация лептонной пары считается ”истинной”, если оба лептона являются продуктами распада одного и того же  $\tilde{\chi}_2^0$ , а ”ложной”, - если два лептона являются продуктами распадов различных  $\tilde{\chi}_2^0$ . Эти определения используются в дальнейшем. Распределения по углу между двумя лептонами,  $\Delta\phi/\pi$ , для ”истинной” и ”ложной” комбинаций лептонных пар были получены на уровне генератора и показаны на Рис. 5. Видно, что значения для ”истинных” комбинаций распределены в области  $\Delta\phi/\pi = \pm 0.5$ , в отличие от ”ложных” комбинаций. Следовательно, те комбинации двух лептонных пар, для которых сумма  $(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)$  минимальна, рассматривались как ”истинные”.

Распределения по инвариантным массам лептонных пар показаны на Рис. 6.

По результатам представленным на Рис. 6 и в Табл. 1 видно, что можно попробовать определить значение параметра  $m_{1/2}$  экспериментально измеряя значение переменной конечной точки. Для того, чтобы извлечь значение этой переменной, правый фронт полученных распределений был фитирован функцией:

$$f_1(m_{ll}) = p_1 \cdot (m_{ll} - p_0), \quad (10)$$

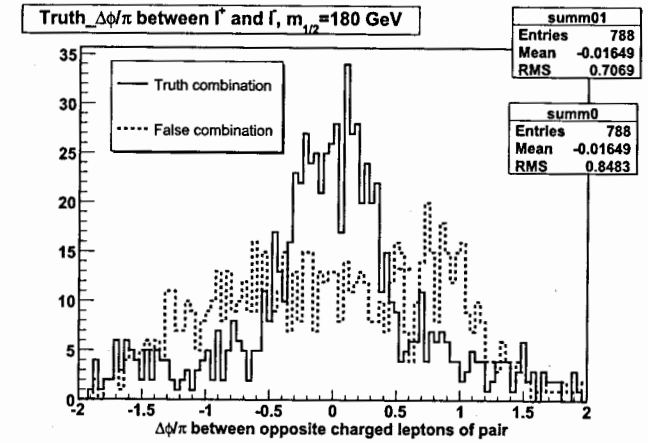


Рис. 5: Распределения по углу  $\Delta\phi/\pi$  для ”истинных” (черная сплошная линия) и ”ложных” (красная пунктирная линия) комбинаций лептонов в паре при  $m_{1/2} = 180$  ГэВ. Где  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ , а  $\phi_1, \phi_2$  — азимутальные углы лептонов в паре. Видно, что значения для ”истинных” комбинаций распределены в области  $\Delta\phi/\pi = \pm 0.5$ , в отличие от ”ложных” комбинаций. Первые имеют величину среднеквадратичного отклонения (RMS, root mean square) равную 0.70, в то время как последние равную 0.85.

где  $p_0$  отображает величину переменной конечной точки для данного фронта. С помощью выражения (10) получаем  $p_0 = 52.84 \pm 1.38$  ГэВ/ $c^2$  при  $m_{1/2} = 170$  ГэВ,  $p_0 = 63.91 \pm 3.35$  ГэВ/ $c^2$  при  $m_{1/2} = 180$  ГэВ и  $p_0 = 65.75 \pm 4.2$  ГэВ/ $c^2$  при  $m_{1/2} = 190$  ГэВ. Как видно, погрешность определения величины переменной конечной точки  $p_0$  порядка 3-6%. Хотя ”дилептонный” и является практически бесфоновым, но только ”дилептонного” канала оказывается недостаточно для того, чтобы разделить SUSY параметры  $m_{1/2}$  с помощью данного метода определения величины переменной конечной точки.

Чтобы увеличить точность метода конечной точки, был добавлен в рассмотрение ”лептон-струйный” канал распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары. Кроме того, был применен дополнительный метод определения величины переменной конечной точки основанный на том, что левый и правый фронты в распределениях по  $m_{ll}$  будут фитироваться функцией Гаусса:

$$f_2(m_{ll}) = \begin{cases} p_0 \cdot \exp(0.5 \cdot ((m_{ll} - p_1)/p_2)^2), & m_{ll} < p_1 \\ p_0 \cdot \exp(0.5 \cdot ((m_{ll} - p_1)/p_3)^2), & m_{ll} > p_1. \end{cases} \quad (11)$$

Функция имеет общее среднее значение (параметр  $p_1$ ), максимум (параметр  $p_0$ ), но различные параметры дисперсии для ”левого” и ”правого” распределений Гаусса (параметры  $p_2$  и  $p_3$ ). Величины параметров  $p_1$  и  $p_3$  зависят от кинематического предела в распределении по  $m_{ll}$ . Поэтому значение переменной конечной

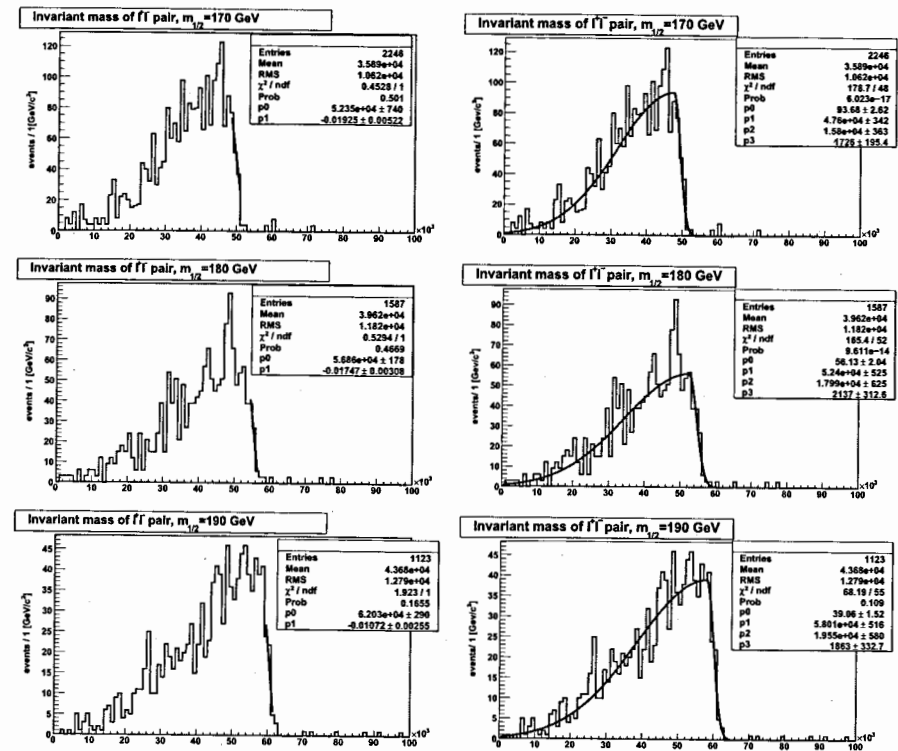
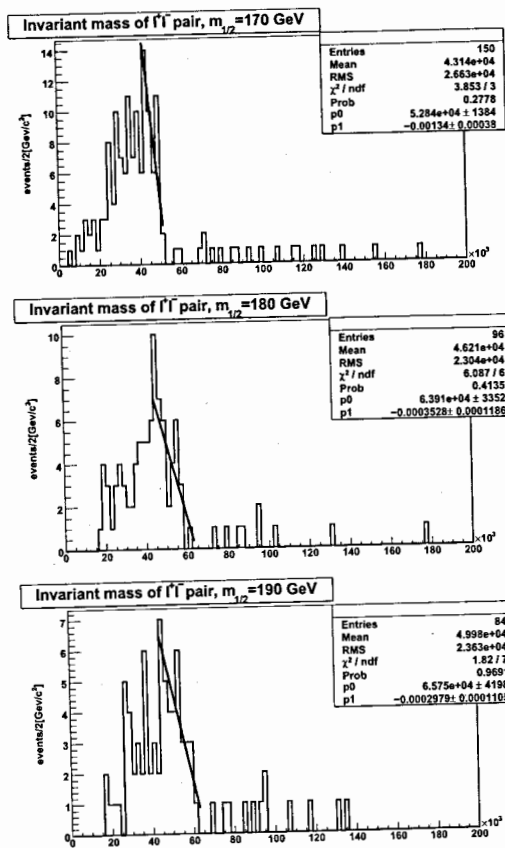


Рис. 7: Восстановленные инвариантные массы лептонных пар как в “дилептонном”, так и в “лептон-струйном” каналах распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары. Распределения, фитированные линейной функцией,  $f_1(m_{ll})$ , представлены в левой колонке, а фитированные функцией Гаусса,  $f_2(m_{ll})$ , - в правой.

Рис. 6: Распределения по восстановленным инвариантным массам лептонных пар в “дилептонном” канале распада  $\tilde{g}\tilde{g}$  пары при  $m_{1/2} = 170, 180$  и  $190$  ГэВ. Кинематическое обрезание за счет разности масс  $\tilde{\chi}_2^0$  и  $\tilde{\chi}_1^0$  хорошо видно.

точки можно определить как сумму среднего значения (параметр  $p_1$ ) функции  $f_2(m_{ll})$  и полуширины “правого” распределения Гаусса,  $2.34 \cdot p_3/2$ .

На Рис. 7 показаны распределения по инвариантным массам лептонных пар,  $m_{ll}$ , восстановленных как в “дилептонном”, так и в “лептон-струйном” каналах распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары.

Эти распределения были фитированы линейной функцией  $f_1(m_{ll})$  (правый фронт) и функцией Гаусса  $f_2(m_{ll})$ . Полученные результаты фитирования представлены в Табл. 2.

Из этой таблицы видно, что оба метода фитирования позволяют провести разделение между рассматриваемыми EGRET параметрами  $m_{1,2}$  на уровне статистической значимости (C.L.) превышающем  $5\sigma$ , рассчитанном с помощью выражения:

Параметры $m_{1/2}$	Значения переменной конечной точки, ГэВ		
	Линейная Ф-ия	Ф-ия Гаусса	$m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$
$m_{1/2} = 170$ ГэВ	$52.35 \pm 0.74$	$49.62 \pm 0.41$	50.9
$m_{1/2} = 180$ ГэВ	$56.86 \pm 0.18$	$52.40 \pm 0.64$	56.0
$m_{1/2} = 190$ ГэВ	$62.03 \pm 0.29$	$58.01 \pm 0.65$	61.1

Таблица 2: Значения переменной конечной точки в лептонной моде “дилептонного” и “лептон-струйного” каналов распада (Рис. 7), полученные линейной функцией  $f_1(m_{1/2})$  и функцией Гаусса  $f_2(m_{1/2})$ . Также приведены теоретические значения переменной конечной точки (из Табл. 1).

$$n(\sigma) = \frac{|m_1 - m_2|}{\sqrt{(\delta m_1)^2 + (\delta m_2)^2}}, \quad (12)$$

где  $m_{1,2}$  и  $\delta m_{1,2}$  значения переменной конечной точки и их погрешности.

На Рис. 8 показана зависимость уровня статистической значимости (C.L.) при разделении параметров  $m_{1,2}$  от интегральной светимости LHC.

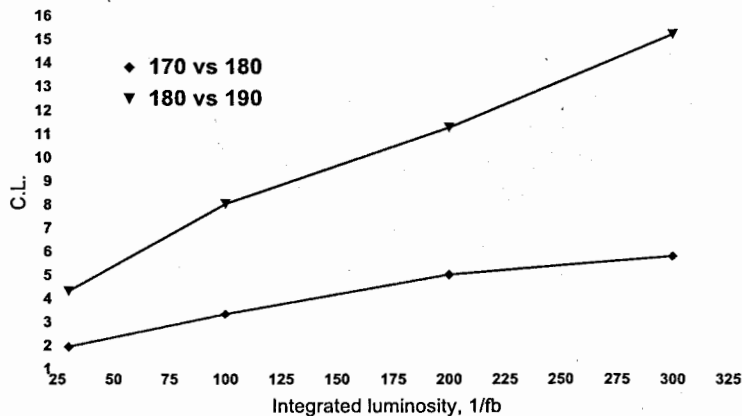


Рис. 8: Зависимость уровня статистической значимости (C.L.) при разделении параметров  $m_{1,2}$  от светимости LHC. Например, при интегральной светимости 100 фбарн<sup>-1</sup> параметр  $m_{1/2} = 180$  ГэВ может быть отделен от параметра  $m_{1/2} = 190$  ГэВ на уровне статистической значимости  $8\sigma$ .

Кроме того, возможно оценить ожидаемое количество событий в “дилептонном” и “лептон-струйном” каналах распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары после применения критериев отбора в зависимости от интегральной светимости LHC (см. Рис. 9 при  $m_{1/2} = 180$  ГэВ).

Если предположить, что эффективность критериев отбора не зависит от светимости LHC, то с помощью выражения:

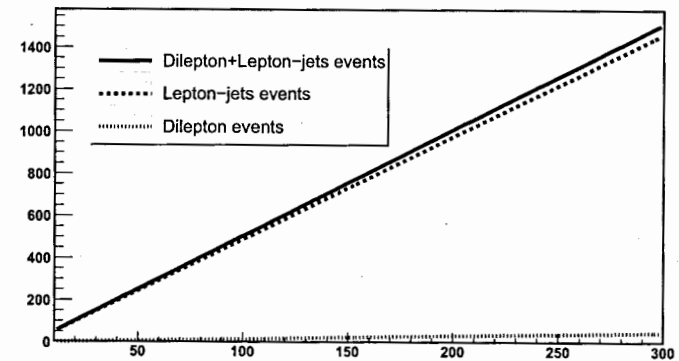


Рис. 9: Ожидаемое количество “лептон-струйных” (пунктирная линия), “дилептонных” (точечная линия) и суммарное количество в обоих каналах (сплошная линия) в зависимости от интегральной светимости LHC при  $m_{1/2} = 180$  ГэВ (после применения критериев отбора).

$$N_{\text{expected}} = \alpha \cdot \sigma_{\text{signal}} \cdot L^{\text{integrated}}, \quad (13)$$

где,  $\alpha$  — эффективность критериев отбора равная 0.066, 0.12 и 0.117 для “дилептонного”, “лептон-струйного” и обоих каналов вместе, можно оценить ожидаемое количество событий в зависимости от интегральной светимости LHC,  $L^{\text{integrated}}$  (варьировалась от 10 до 300 фбарн<sup>-1</sup>). Сечение каналов распада 2.4, 40.7 и 43.1 фбарн для “дилептонного”, “лептон-струйного” и обоих каналов одновременно, соответственно. Например, уже при интегральной светимости 100 фбарн<sup>-1</sup> можно ожидать около 500 событий в EGRET области с  $\tilde{g}\tilde{g}$ -парой распавшейся по “лептон-струйному” каналу.

Далее рассматривается оценка возможности разделения параметров  $m_{1/2}$  с добавлением адронной ветви “лептон-струйного” канала распада, что также дает возможность значительного увеличения статистики. Выбиралась та пара легких адронных струй от распада  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$ , значение инвариантной массы которых была ближе всего к значению инвариантной массы лептонной пары от распада другого нейтрално  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^+ l^-$ .

После анализа суммарных распределений, погрешности переменных конечной точки становятся заметно меньше, чем если бы распределения рассматривались по отдельности (см. Рис. 10 и Табл. 3).

Окончательные результаты и оценки по разделению EGRET параметров  $m_{1/2}$  в “дилептонном” и “лептон-струйном” каналах распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары исследуя лептонные, адронные ветви распада пары, а также суммарные данные по обеим ветвям распада представлены на Рис. 11 в зависимости от интегральной светимости LHC.

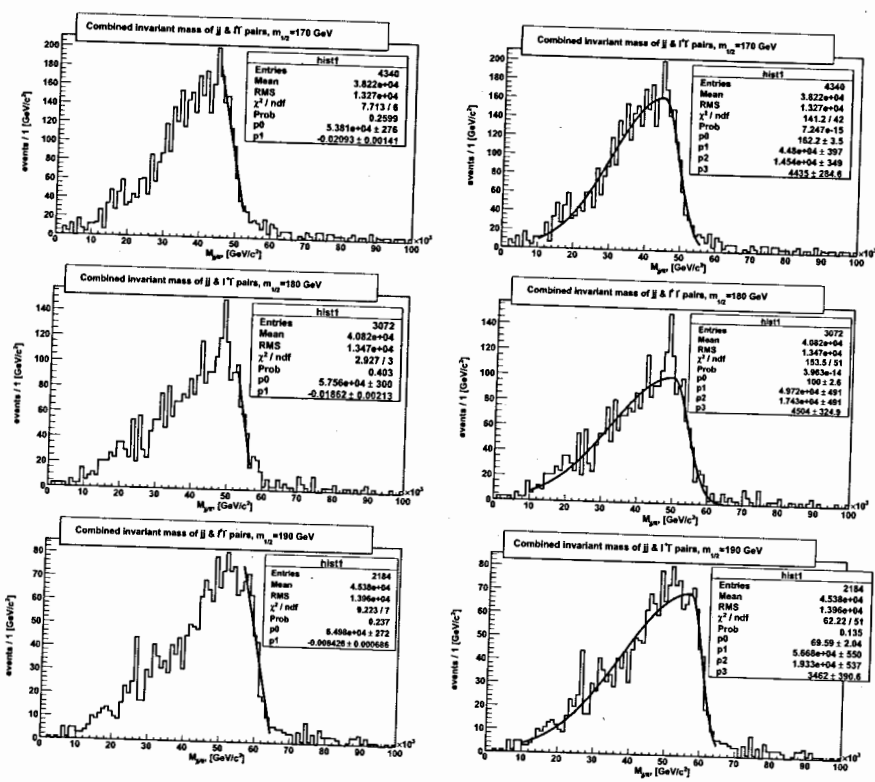


Рис. 10: Суммарные распределения по инвариантной массе лептонных пар и пар легких адронных струй в “лептон-струйном” и “дилептонном” каналах распада  $\tilde{g}\tilde{g}$ -пары. В левой колонке показаны распределения фитированные линейной функцией  $f_1(m_{jj})$ , а в правой колонке - фитированные распределением Гаусса  $f_2(m_{jj})$ .

Таким образом, уже после трех лет работы LHC при низкой светимости ( $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ) значение параметра  $m_{1/2}$  может быть определено на уровне статистической значимости  $3\sigma$ .

Оценки СМ фоновых процессов показали, что их вклад в суммарное количество сигнальных процессов пренебрежимо мал. Более того, из-за того, что масса нейтрино близка к нулю, потерянный поперечный импульс будет значительно меньше, чем в SUSY процессе (5). Данное свойство дает возможность отделить фоновые процессы от SUSY процессов (5) отбирая только события с большой потерянной поперечной энергией (например, более 50 ГэВ). Многие физические исследования на установке АТЛАС предполагают, что в процессах будут присутствовать адронные струи, а также будут образовываться частицы, приводящие к значительной потерянной поперечной энергии (нейтрино, нейтралино и т.п.). Для анализа подобных данных необходимо изучить

	Значения переменной конечной точки, ГэВ				
	Адронная ветвь		Суммарная ветвь		Теор. значение
$m_{1/2}$	Лин. Ф-ия	Ф-ия Гаусса	Лин. Ф-ия	Ф-ия Гаусса	$m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$
170 ГэВ	$57.8 \pm 0.9$	$52.2 \pm 0.9$	$53.8 \pm 0.3$	$49.7 \pm 0.5$	50.9
180 ГэВ	$63.7 \pm 1.0$	$56.6 \pm 1.1$	$57.6 \pm 0.3$	$55.0 \pm 0.6$	56.0
190 ГэВ	$66.9 \pm 1.1$	$62.5 \pm 1.6$	$65.0 \pm 0.3$	$60.8 \pm 0.7$	61.1
Мин. С.Л.	$2.24\sigma$	$3.12\sigma$	$9\sigma$	$6.1\sigma$	-

Таблица 3: Значения переменной конечной точки в лептонной моде “дилептонного” и “лептон-струйного” каналов распада, для адронной ветви отдельно и для суммарного распределения (Рис. 10), полученные линейной функцией  $f_1(m_{ll})$  и функцией Гаусса  $f_2(m_{ll})$ . Также приведены теоретические значения переменной конечной точки (из Табл. 1). В нижней строчке приведены минимальные значения статистического уровня достоверности, который может быть достигнут для любой пары параметров  $m_{1/2}$ .

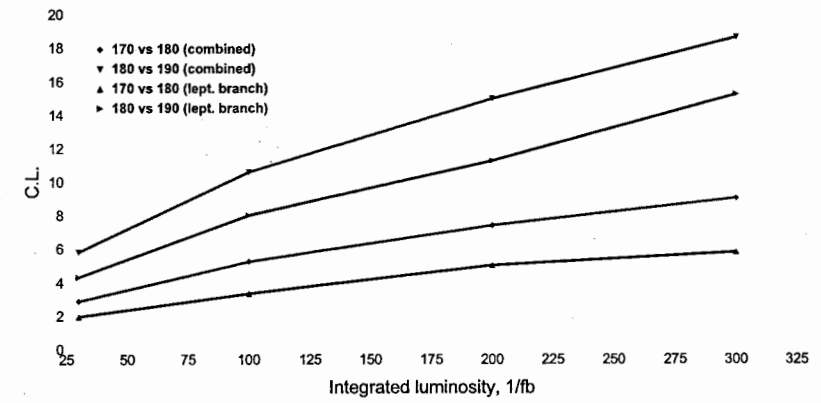


Рис. 11: Ожидаемое значение статистического уровня значимости при разделении параметров  $m_{1/2}$  в EGRET области при различной интегральной светимости LHC.

функции отклика и энергетического разрешения калориметров для различных типов частиц в широком диапазоне энергий.

В пятой главе содержатся результаты измерения функций отклика и энергетического разрешения адронного калориметра на пионы. Среднее значение измеренной полной энергии, нормированное на энергию пучка, определяется как отклик калориметра. В 2004 году сегмент центральной части детекторов установки АТЛАС включая пиксельный, SCT, TRT, электромагнитный, адронный и мюонный детекторы были установлены на линию пучка Н8 в ЦЕРН. Использовались пионные пучки в интервале энергий от  $E_{beam} = 20$  до 350 ГэВ и при величинах псевдобыстроты калориметров  $\eta_{beam} = 0.2, 0.25, 0.35, 0.45, 0.55$  и 0.65. Но кроме пионов в пучке присутствовали примеси электронов, мюонов и, в случае пучка с  $\pi^+$ , протонов. Схематический рисунок установки показан на Рис. 12. Линия пучка оборудована такими сцинтилляционными счетчиками как: SMT (Мюонное Вето) для того, чтобы запрещать события, в которых мюоны проходят через поглотитель пучка (Beam stop) на линии для высоких энергий (High Energy Beamline) во время периодов измерений на низкой энергии; S0, S1, S2 и S3 для контроля интенсивности пучка, а также для главного триггера; SMH (Мюонное Гало), чтобы запрещать события, в которых мюоны оказываются вне основного направления пучка. Кроме того, линия пучка была также оборудована пучковыми камерами (beam chambers BC-2, BC-1, BC0, BC1 и BC2) для определения траектории частиц пучка и детекторами Черенкова (CHRV1 и CHRV2), позволяющими идентифицировать частицы. Во время периодов измерений, анализируемых в данной работе детекторы Черенкова не работали. Квадрупольные магниты использовались для фокусировки пучка, а дипольные магниты для отвода пучка в направлении линии для высоких энергий или низких энергий. Электромагнитный и адронный калориметры были установлены на передвижной стол, который позволяет менять угол вхождения пучка в плоскости ( $\eta, \phi$ ).

Для дополнительной проверки того, что программное обеспечение, используемое при анализе экспериментальных данных работает правильно, необходимо сравнение экспериментальных данных с данными моделирования установки тестирования на пучке. Моделирование было сделано с помощью пакета моделирования ATHENA коллаборации АТЛАС, в котором используется набор инструментов для моделирования GEANT4.91. Для каждого значения  $\eta$  и  $E_{beam}$  ("точка") были промоделированы наборы данных с 10000-20000 событий в каждом. В дальнейшем результаты, полученные на экспериментальных данных, систематически сравнивались с результатами, полученными на данных моделирования.

Для анализа функции отклика Tile калориметра на пионы, необходимо, чтобы почти вся энергия пиона выделялась в адронном калориметре и взаимодействовала как минимально ионизирующая частица (minimally ionizing particle, MIP) во всех предыдущих детекторах. Мюон взаимодействует как минималь-

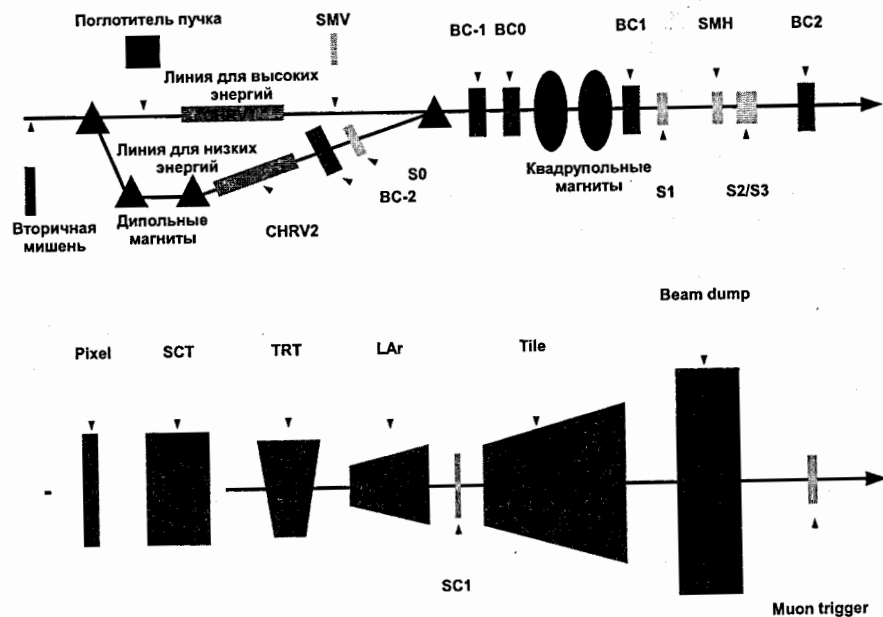


Рис. 12: Схема линии пучка Н8 и расположения на ней детекторов установки АТЛАС.

но ионизирующая частица. Имеется три способа определения величины энергии выделенной минимально ионизирующей частицей в электромагнитном калориметре:

- Сумма энергии в ячейках калориметра в конусе определенного размера в плоскости  $(\eta, \phi)$  вокруг номинального направления пучка.
- Методом топологической кластеризации. Основная идея состоит в том, чтобы объединить ячейки в кластеры по их взаимному расположению и значению содержащейся в них энергии.
- Суммирование ячейки с максимальным значением энергии с одной из двух соседних к ней ячеек в плоскости  $\phi$ , содержащей наибольшее значение энергии (MAX(E) метод). Для данного метода рассматривались ячейки в конусе определенного размера  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ .

Таким образом, имеем три способа определения величины энергии выделенной минимально ионизирующей частицей в электромагнитном калориметре, два размера конуса в  $(\eta, \phi)$  пространстве  $0.2 \times 0.2$  и  $0.4 \times 0.4$ . Также, можно суммировать величины энергий не во всех четырех слоях электромагнитного калориметра, а только в некоторых из них, т.е. в дополнение имеем три набора слоев в LAr калориметре. Путем перебора пятнадцати различных способов определения величины MIP критерия в электромагнитном калориметре, был выбран метод, позволяющий восстанавливать энергию пионов с импульсом 20 и 50 ГэВ (поскольку пионы с низкими энергиями наиболее чувствительны к значению величины MIP критерия в LAr калориметре) при  $\eta = 0.45$  с наилучшим разрешением.

Для отбора событий были применены следующие критерии:

- Удаление событий с электронами. Электрон, попадающий в электромагнитный калориметр полностью поглощается в нем, в то время как пион, как правило, оставляет в нем только часть своей энергии. Следовательно, отношение величины энергии, выделившейся в электромагнитном калориметре, к величине полной энергии, выделившейся в обоих калориметрах, должна быть  $\sim 1$  для электрона и  $< 1$  для пиона. События с электронами отбрасывались, если отношение  $E_{LAr}/E_{tot} > 0.98$ .
- Удаление событий с мюонами. Чтобы удалить события с высокоэнергетичными мюонами, необходимо, чтобы в SMT сцинтилляторе отсутствовал сигнал.
- Критерии на пучковые камеры. Величины пределов для пучковых камер определялись как  $\mu \pm 2\sigma$  мм по абсолютные значения координат  $x$  и  $y$ , где  $\mu$  - и  $\sigma$  - среднее значение и RMS распределений в пучковых камерах, соответственно. Кроме того, чтобы избежать больших угловых отклонений пучка, был применен критерий на разность значений координат между пучковыми камерами BC0 и BC1, и BC1 и BC2. Распределения разности координат пучковых камер были фитированы функцией Гаусса и величины критериев определялись как  $\mu \pm 2\sigma$ , где  $\mu$  - и  $\sigma$  - среднее значение и стандартное отклонение распределения Гаусса, соответственно.
- Критерии на сцинтилляторы на линии пучка. Чтобы отобрать события с

единственной частицей, проходящей по линии пучка, были введены критерии на сигнал в сцинтилляторах S1, S2 и S3. Величины критериев (события с сигналами выше этой величины отбрасывались) на сигнал в сцинтилляторах определялись таким же образом как и для сцинтиллятора SC1 (по Формуле (14) с  $N_{MIP} = 2$ ).

- Критерий на MIP в LAr калориметре. Для того, чтобы удалить события, в которых адронный ливень начинается в электромагнитном калориметре, необходимо, чтобы пион взаимодействовал в каждом слое LAr калориметра как минимально ионизирующая частица. Величина критерия (события с энергией выше этой величины отбрасывались) определялась как  $\mu + 2\sigma$ , где  $\mu$  - и  $\sigma$  - среднее значение и RMS распределений энергии выделившейся в LAr калориметре в каждом слое.

Большую часть времени главный триггер формировался с помощью цепи совпадения сцинтилляторов S1, S2, S3 и SMT либо SMH. Этот триггер сигнала эмулирует триггер первого уровня (Level 1), который будет запускать систему записи события на установке АТЛАС. Точная частота записи была равна 40.08 МГц, которая соответствует частоте пересечения сгустков протонов на ускорителе LHC. Когда главный триггер срабатывает, то событие называется "Физическое событие" ("Physics Events"), а триггер – "Физический триггер" ("Physics trigger"), в противном случае событие называется "Случайное событие" ("Random Event"), а триггер – "Случайный триггер" ("Random Event"). "Случайный триггер" используется для определения электронного шума в детекторах.

Примененные критерии отбора были оптимизированы для каждой "точки", за исключением критериев на абсолютные значения координат и разность координат в пучковых камерах (BC0, BC1, и BC2), которые оптимизировались для каждого периода измерений.

Энергия пучка корректировалась на величину энергии, потерянную в электромагнитном калориметре, и на величину энергии, потерянной в пассивном веществе между электромагнитным и адронным калориметрами. Среднее значение потерянной энергии определялось по данным моделирования.

Полная энергия, выделившаяся в адронном калориметре, определялась с помощью ФЭУ всех трех модулей адронного калориметра, установленных на линию пучка, с  $|E_{PMT}| > 2\sigma_{noise}$ . Величины электронного шума,  $\sigma_{noise}$ , определялись для каждого ФЭУ в каждом периоде измерений отдельно с использованием событий со "Случайным триггером". Если данный период измерений по каким-либо причинам не содержит информацию о "Случайном триггере", то полагалось, что для всех ФЭУ  $\sigma_{noise}$  равно среднему значению величины шума в ФЭУ 20 МэВ. Сигнал от ФЭУ измеряется в пКл и с помощью коэффициента преобразования сигнал-в-энергию равного 1.049 пКл/ГэВ определяется величина зарегистрированной энергии в ГэВ. Энергия в электромагнитном калориметре определялась как сумма величин энергии в каждой ячейке калориметра, прошедшей критерий  $|E_{cell}^{LAr}| > N_{LAr} \cdot \sigma_{noise}$ , где  $N_{LAr}$  и  $\sigma_{noise}$  приведены в Табл. 4.

Слой в LAr	$\sigma_{noise}$ , (МэВ)	Кол-во $\sigma_{noise}$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$
Предливневый	37.6	2	$0.05 \times 0.4$
Первый	11.9	3	$0.05 \times 0.4$
Средний	29.3	3	$0.1 \times 0.1$
Последний	23.3	2	$0.1 \times 0.05$

Таблица 4: Величины критериев на электронный шум для каждого слоя LAr калориметра.

Были применены дополнительные поправки для функций отклика калориметра и его энергетического разрешения на протоны в пучке с  $\pi^+$  (от  $\sim 4\%$  при  $E_{beam} = 20$  ГэВ до  $\sim 80\%$  при  $E_{beam} = 180$  ГэВ), на продольную и поперечную утечку энергии. Систематические погрешности этих от поправок были учтены при дальнейшем анализе.

Кроме того, с помощью сцинтиллятора SC1, расположенного между электромагнитным и адронным калориметрами, детально исследовано влияние энергетических потерь в пассивном веществе между электромагнитным и адронным калориметрами на функции отклика и энергетического разрешения адронного калориметра. Результаты влияния применения критерия на MIP в SC1 были сравнены с результатами влияния применения критерия на MIP в пассивном веществе (Dead Material, DM) между LAr и Tile калориметрами для данных моделирования Монте-Карло. Применение критерия на сигнал в SC1 влияет на функцию отклика в адронном калориметре. Три основных эффекта влияют на измеряемый сигнал в Tile калориметре:

- Пассивное вещество. Адронные ливни начинающиеся между LAr и Tile калориметрами. В этом случае часть энергии теряется в пассивном веществе;
- Обратное рассеяние. Обратное рассеяние частиц, образовавшихся в первом слое адронного калориметра;
- Продольная утечка энергии. Увеличенная продольная утечка энергии, вызванная удалением событий с большой степенью обратного рассеяния. Критерий на сигнал в SC1 отбирает события, в которых адронный ливень начинается глубже в калориметре;

Величина MIP критерия на сигнал в SC1 (DM) определялся во формуле:

$$SC1_{cut} = \mu_{MIP} + N_{MIP} \cdot \Delta\mu, \quad (14)$$

где  $\mu_{MIP}$  - среднее значение распределения восстановленной энергии мюона в SC1 (DM),  $N_{MIP}$  - количество MIP (по умолчанию равно двум), которое определяется как  $\Delta\mu = \mu_{MIP} - \mu_{noise}$ , где  $\mu_{noise}$  среднее значение распределения шума от электроники в SC1. Для данных моделирования  $\mu_{noise} = 0$ .

Для иллюстрации эффекта MIP критерия на сигнал в SC1 (DM), использовались пионы с энергией 320 и 20 ГэВ при  $\eta = 0.35$  с применением критерия

на минимальные ионизационные потери в электромагнитном калориметре. При низких энергиях пучка функция отклика увеличивается с применением MIP критерия на сигнал в SC1 (DM) на 2.5% и 3% в данных тестирования на пучке и моделирования Монте-Карло, соответственно. Функция отклика при низких энергиях пучка при  $\eta = 0.65$  ниже, чем при  $\eta = 0.25$ , в основном, из-за потерянной энергии в пассивном веществе. При высокой энергии пионов, когда MIP критерий на сигнал в SC1 (DM) убирается, функция отклика при  $\eta = 0.25$  увеличивается на 0.4% и 1% для данных тестирования на пучке и моделирования Монте-Карло, соответственно. При  $\eta = 0.45$  функция отклика в отобранных событиях практически не зависит от величины MIP критерия на сигнал в SC1 (DM), поскольку энергия, потерянная в пассивном веществе мала во всей области  $\eta$  при высоких энергиях, а потерянная энергия из-за продольной утечки становится незначительно мала. При  $\eta = 0.65$  увеличенные потери энергии в пассивном веществе более значимы, чем уменьшенные потери энергии из-за продольной утечки по сравнению с  $\eta = 0.45$  и функция отклика детектора в отобранных событиях начинает уменьшаться с увеличением величины MIP критерия на сигнал в SC1 (DM). Функция отклика при высокой энергии пионов при больших  $\eta$  выше, чем при малых  $\eta$  из-за уменьшения продольной утечки с величиной  $\eta$ .

Данные моделирования и экспериментальные данные показывают очень схожие результаты зависимости отбора события с характерным продольным профилем ливня от MIP критерия на SC1 (DM). Аналогичная ситуация и для поведения функций отклика калориметра и его энергетического разрешения в отобранных событиях в зависимости от MIP критерия на SC1 (DM). Что подтверждает наше предположение о влиянии MIP критерия на SC1 (DM) на энергетические потери между LAr и Tile калориметрами в отобранных событиях.

Эффект применения MIP критерия на сигнал в SC1 (DM) в отобранных событиях на функцию отклика калориметра на пионы для данных тестирования на пучке аналогичен эффекту на моделированных данных. Отношение функции отклика калориметра с применением MIP критерия на сигнал в SC1 к функции отклика без критерия для данных тестирования на пучке отличается от аналогичного отношения для данных моделирования менее чем на 0.5-1.2% во всей области величин  $\eta$ , в то время как разница для функции энергетического разрешения в среднем флуктуирует в области  $\pm 10\%$ . Это означает, что систематическая погрешность MIP критерия на SC1 (DM) для функции отклика  $\pm 1.2\%$  и для функции энергетического разрешения  $\pm 10\%$ .

Функции отклика и энергетического разрешения Tile калориметра для различных значений псевдобыстроты показаны на Рис. 13 и Рис. 14, соответственно. Приведены как статистическая, так и систематическая погрешности. Как видно на рисунках, функция отклика калориметра растет в увеличением  $\eta$ , поскольку увеличивается эффективная длина модулей и, следовательно, уменьшается продольная утечка энергии.

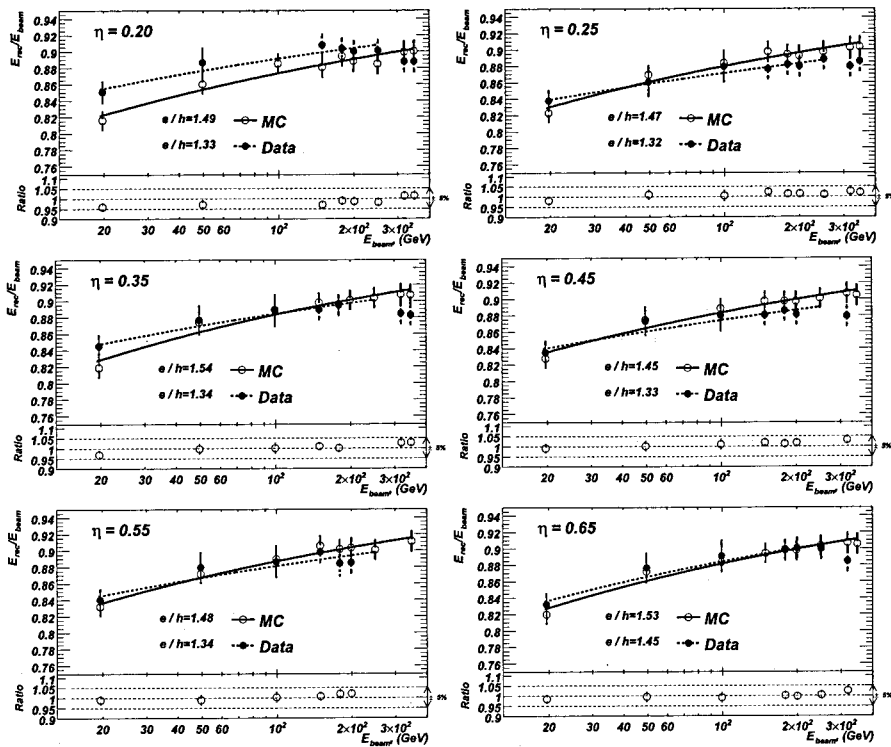


Рис. 13: Функция отклика Tile калориметра при различных  $\eta$  с применением MIP критерия на сигнал в SC1 (DM). Наложена кривая фитирования экспериментальных данных и данных моделирования с использованием параметризации Грума (Groom). На графиках отношения функций откликов приведены как статистические, так и систематические погрешности.

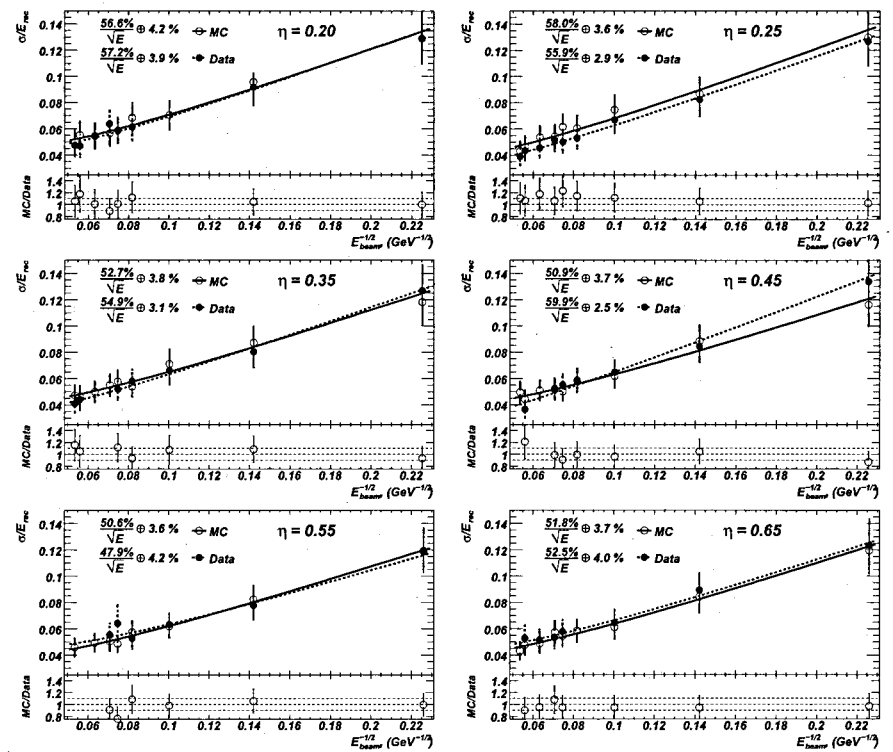


Рис. 14: Функция энергетического разрешения адронного калориметра для пионов с различными псевдобыстродами с применением MIP критерия на сигнал в SC1 (DM). На графиках отношения энергетических разрешений приведены как статистические, так и систематические погрешности.

Разрешение является важным параметром калориметра. Оно определяется как отношение погрешности восстановленной энергии,  $\sigma_{rec}$ , к среднему значению восстановленной энергии,  $E_{rec}$ :

$$\frac{\sigma_{rec}}{E_{rec}} = \frac{a}{\sqrt{E_{beam}(\text{ГэВ})}} \oplus b \oplus \frac{c}{E_{beam}(\text{ГэВ})}, \quad (15)$$

где  $a$  — зависит от конструкции калориметра, например, толщины пластин поглотителя и сцинтилляционных пластин,  $b$  — постоянный параметр, зависящий от погрешности калибровки, продольной утечки энергии и т.д. Третье слагаемое в выражении (15),  $c/E$ , зависит от шума электроники калориметра, но у Tile калориметра шум электроники очень маленький  $\sim 20 - 25$  МэВ на ячейку, и параметр  $c$  пренебрежимо мал. Графики разрешения при всех  $\eta$  фитировались выражением (15) при  $c = 0$ .



Функции отклика калориметра на электромагнитную  $E_e$  и адронную  $E_\pi$  составляющие адронного ливня дают возможность определить отношение  $e/h$ , характеристику, присущую калориметрам, где  $e$  и  $h$  эффективности отклика на электромагнитную и адронную составляющие энергии ливня, соответственно. Функция отклика калориметра на электроны с энергией  $E$  равна  $E_e = e \cdot E$ . Доля адронной составляющей энергии в ливне во всех поколениях каскада может быть аппроксимирована степенной функцией и описана выражением:

$$f_h \equiv 1 - f_{em} = (E/E_0)^{m-1}, \quad (16)$$

Полученные функции отклика на Рис. 13 были параметризованы используя следующее выражение:

$$R = \frac{E}{eE_{beam}} = f_{em} + (1 - f_{em}) \frac{e}{h}, \quad (17)$$

где  $f_{em}$  определяется выражением (16), параметр фиксирован  $E_0 = 1$  ГэВ,  $m$  и  $e/h$  — свободные параметры. Полученные величины параметров  $m$  и  $e/h$  степенной аппроксимации электромагнитной доли энергии в ливне как функция  $\eta$  приведены в Табл. 5.

Для сравнения полученных результатов с результатами, полученными в предыдущих исследованиях, графики линейности на Рис. 13 были также параметризованы следующим выражением:

$$R = \frac{E}{eE_{beam}} = c \cdot (1 - f_{em} \cdot (1 - e/h)), \quad (18)$$

где  $c$  и  $e/h$  — свободные параметры, а  $f_{em} = 0.11 \times \ln(E)$  — аппроксимация электромагнитной энергии в ливне в области 10-100 ГэВ. Результаты фитирования графиков энергетического разрешения и графиков линейности логарифмической аппроксимацией  $f_{em}$  для экспериментальных данных и данных моделирования как функции  $\eta$  приведены в Табл. 6.

Для сравнения данных СТВ 2004 с данными тестирования на пучке в 2003 и в 1995 годах, когда модули адронного калориметра устанавливались на пучок отдельно, был применен MIP критерий на сигнал в SC1 (DM), чтобы удалить события, в которых адронные ливни начинаются перед адронным калориметром, и события с обратным рассеянием частиц из первого слоя адронного калориметра, что делает экспериментальные установки схожими. При сравнении только данные при  $\eta = 0.35$  в СТВ 2004 соответствуют углу в  $20^\circ$ , при котором проводились тестирования в 2002 и 1995 годах. Были сделаны дополнительные поправки на продольную утечку энергии на функции энергетического разрешения как для данных 2002, так и для данных 1995 годов. Данные функции

$\eta$	Экспериментальные данные		Данные моделирования	
	$m$	$e/h$	$m$	$e/h$
0.20	$0.82 \pm 0.049$	$1.33 \pm 0.097$	$0.79 \pm 0.032$	$1.49 \pm 0.053$
0.25	$0.86 \pm 0.040$	$1.32 \pm 0.078$	$0.79 \pm 0.033$	$1.47 \pm 0.105$
0.35	$0.83 \pm 0.056$	$1.34 \pm 0.108$	$0.76 \pm 0.034$	$1.54 \pm 0.113$
0.45	$0.85 \pm 0.048$	$1.33 \pm 0.095$	$0.79 \pm 0.033$	$1.45 \pm 0.100$
0.55	$0.84 \pm 0.050$	$1.34 \pm 0.098$	$0.77 \pm 0.036$	$1.48 \pm 0.114$
0.65	$0.79 \pm 0.046$	$1.45 \pm 0.131$	$0.77 \pm 0.032$	$1.53 \pm 0.118$
Среднее	$0.83 \pm 0.020$	$1.35 \pm 0.042$	$0.78 \pm 0.014$	$1.49 \pm 0.042$

Таблица 5: Значения параметров фитирования  $m$  и  $e/h$  для функции отклика калориметра с параметризацией  $f_{em} = 1 - (E/E_0)^{m-1}$  при различных  $\eta$  для экспериментальных данных и данных моделирования.

$\eta$	Экспериментальные данные			Данные моделирования		
	$a, (\%)$	$b, (\%)$	$e/h$	$a, (\%)$	$b, (\%)$	$e/h$
0.20	$57.2 \pm 7.9$	$3.9 \pm 0.8$	$1.23 \pm 0.077$	$56.6 \pm 7.7$	$4.2 \pm 0.8$	$1.33 \pm 0.063$
0.25	$55.9 \pm 6.7$	$2.9 \pm 0.8$	$1.22 \pm 0.075$	$58.0 \pm 7.1$	$3.6 \pm 0.8$	$1.31 \pm 0.061$
0.35	$54.9 \pm 6.9$	$3.1 \pm 0.8$	$1.25 \pm 0.095$	$52.7 \pm 7.0$	$3.8 \pm 0.7$	$1.34 \pm 0.063$
0.45	$59.9 \pm 7.2$	$2.5 \pm 1.2$	$1.22 \pm 0.088$	$50.9 \pm 6.4$	$3.7 \pm 0.6$	$1.30 \pm 0.059$
0.55	$47.9 \pm 7.6$	$4.2 \pm 1.0$	$1.24 \pm 0.086$	$50.6 \pm 6.2$	$3.6 \pm 0.6$	$1.32 \pm 0.064$
0.65	$52.5 \pm 8.0$	$4.0 \pm 0.8$	$1.31 \pm 0.085$	$51.8 \pm 6.7$	$3.7 \pm 0.6$	$1.34 \pm 0.061$
Среднее	$54.7 \pm 3.0$	$3.4 \pm 0.37$	$1.25 \pm 0.035$	$53.4 \pm 2.8$	$3.8 \pm 0.28$	$1.32 \pm 0.025$

Таблица 6: Параметры фитирования  $a$  и  $b$  функции энергетического разрешения и  $e/h$  функции отклика полученного с аппроксимацией  $f_{em} = 0.11 \cdot \ln(E)$  при различных  $\eta$  для экспериментальных данных и данных моделирования.

энергетического разрешения 1995 года были также дополнительно скорректированы на наличие протонов в пучке. Функция отклика калориметра для данных тестирования 1995 года была дополнительно скорректирована на продольную утечку энергии<sup>1</sup>. Функция энергетического разрешения для данных моделирования 2002 года была дополнительно скорректирована на продольную утечку энергии. При этом систематические погрешности от дополнительных поправок на протоны в пучке и продольную утечку энергии данных 1995 и 2002 годов не учитывались. Как видно на Рис. 15, функция отклика калориметра для данных СТВ 2004 систематически выше, чем функция отклика для данных 1995 и 2002 годов приблизительно на несколько процентов, в то время как разница величин функций отклика калориметра для данных моделирования 2004 и 2002 годов отличаются менее, чем на один процент. Как показано в Табл. 7 разница между данными 2004 года и данными 2002 порядка 2%, а между данными 2004 и 1995 годов 2-4%. Величины параметров фитирования  $m$  и  $e/h$  функций отклика, полученных с аппроксимацией Грума (Groom)  $f_{em} = 1 - (E/E_0)^{m-1}$  и  $e/h$  с аппроксимацией  $f_{em} = 0.11 \cdot \ln(E)$  для данных 2002, 1995 и СТВ 2004, и данных их моделирования, приведены в Табл. 9. Обе аппроксимации имеют близкие по значению величины параметров  $e/h$  как для данных 2003, так и для данных 2004 годов, в то время как величины параметров для данных 1995 года выше на 10-16%. Для данных моделирования обе параметризации, Грума и логарифмическая, для данных 2004 года выше, чем для данных 2002 года на 7% и 10%, соответственно.

Среднее полученное разрешение в интервале псевдобыстрот от 0.20 до 0.65 равно  $\sigma/E = (54.7 \pm 3.0)\% / \sqrt{E\Gamma\text{ЭВ}} \oplus (3.4 \pm 0.37)\%$ . Среднее значение параметра  $e/h = 1.35 \pm 0.042$  с использованием аппроксимации Грума (Groom). Полученные результаты в целом хорошо согласуются с предыдущими результатами.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Впервые применен новый критерий для разделения гипотез о заряде топ-кварка в рамках Стандартной Модели (СМ)  $Q_{top} = +2/3$  и "экзотического" тяжелого кварка, который отличается от СМ топ-кварка только зарядом, т.е.  $Q_{exotic} = -4/3$ . Полученное значение критерия для Стандартной Модели  $\bar{Q}_{nonIs}^{(comb)} = -0.31 \pm 0.04$  позволяет с большим уровнем достоверности разделить заряд СМ топ-кварка от заряда тяжелого кварка в рамках "экзотической" гипотезы уже при интегральной светимости  $1 \text{ фб}^{-1}$ , поскольку "экзотический" сценарий предполагает противоположное значение  $\bar{Q}_{nonIs}^{(comb)}$ .

<sup>1</sup>Продольная утечка энергии не была учтена при анализе данных 1995 года.

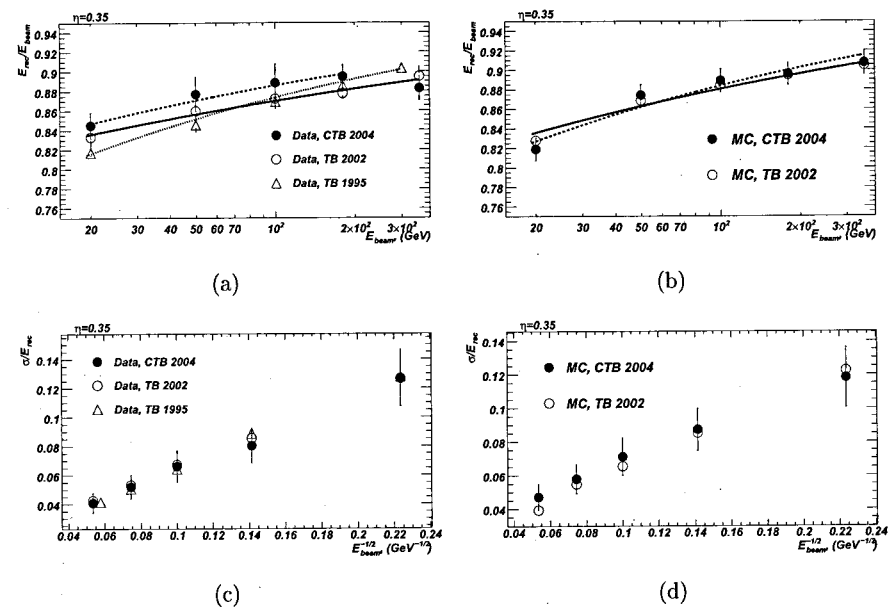


Рис. 15: Функции отклика калориметра и его энергетического разрешения на пионы для данных 2002, 1995 годов при  $\eta = 20^\circ$  и 2004 года при  $\eta = 0.35$ : а) функция отклика для экспериментальных данных б) функция отклика для данных моделирования в) функция энергетического разрешения для экспериментальных данных д) функция энергетического разрешения для данных моделирования. С применением МIP критерия на сигнал в SC1 (DM) для данных 2004 года.

	Экспериментальные данные				
	2002	1995	2004	2004/2002	2004/1995
20	0.833±0.012	0.817±0.005	0.845±0.013	1.014	1.034
50	0.860±0.011	0.845±0.003	0.877±0.018	1.020	1.038
100	0.872±0.007	0.869±0.007	0.888±0.020	1.018	1.022
180	0.877±0.006	0.885±0.010	0.895±0.012	1.021	1.011
300	–	0.903±0.002	–	–	–
350	0.895±0.010	–	0.883±0.012	0.987	–

	Данные моделирования		
	2002	2004	2004/2002
20	0.828±0.002	0.819±0.012	0.989
50	0.869±0.002	0.874±0.011	1.006
100	0.885±0.001	0.889±0.012	1.005
180	0.895±0.001	0.896±0.011	1.001
350	0.905±0.001	0.907±0.012	1.002

Таблица 7: Отношение среднего значения восстановленной энергии пионов к энергии пучка ( $E_{rec}/E_{beam}$ ) в экспериментальных данных 2002, 1995 и СТВ 2004 и данных их моделирования. Для данных 2002 и 1995 года погрешности приведены без учета систематических погрешностей от дополнительных поправок.

	Экспериментальные данные				
	2002	1995	2004	2004/2002	2004/1995
20	12.66±0.26	12.76±0.21	12.68±1.95	1.002	0.994
50	8.56±0.15	8.88±0.12	8.03±1.21	0.938	0.904
100	6.72±0.36	6.43±0.08	6.61±1.09	0.984	1.028
180	5.32±0.26	5.05±0.06	5.19±0.8	0.976	1.028
300	–	4.15±0.05	–	–	–
350	4.25±0.19	–	4.09±0.7	0.962	–

	Данные моделирования		
	2002	2004	2004/2002
20	12.24±1.79	11.82±1.79	0.966
50	8.52±1.26	8.72±1.26	1.024
100	6.54±1.11	7.11±1.11	1.087
180	5.47±0.86	5.78±0.86	1.057
350	3.93±0.10	4.72±0.78	1.20

Таблица 8: Функция энергетического разрешения восстановленной энергии пионов ( $\sigma/E_{rec}$ , %) в экспериментальных данных 2002, 1995 и СТВ 2004 и данных их моделирования. Для данных 2002 и 1995 года погрешности приведены без учета систематических погрешностей от дополнительных поправок.

	Экспериментальные данные			Данные моделирования	
	2002	1995	2004	2002	2004
$e/h$	1.34±0.07	1.58±0.04	1.36±0.13	1.42±0.01	1.57±0.16
$m$	0.86±0.03	0.77±0.01	0.82±0.07	0.80±0.04	0.75±0.04

	Экспериментальные данные			Данные моделирования	
	2002	1995	2004	2002	2004
$e/h$	1.22±0.06	1.40±0.02	1.26±0.11	1.27±0.01	1.36±0.08

Таблица 9: Величины параметров фитирования  $m$  и  $e/h$  функции отклика, полученные с аппроксимацией Грума (Groom)  $f_{em} = 1 - (E/E_0)^{m-1}$  (верхняя таблица) и  $e/h$  с аппроксимацией  $f_{em} = 0.11 \cdot \ln(E)$  (нижняя таблица), для данных 2002, 1995 и СТВ 2004 и данных их моделирования. Для данных 2002 и 1995 года погрешности приведены без учета систематических погрешностей от дополнительных поправок.

2. Оценено минимальное сечение рождения  $tt$ -резонанса, позволяющее зарегистрировать его в условиях эксперимента АТЛАС в "лептон-струйном" канале на уровне достоверности  $5\sigma$  при различных значениях интегральной светимости ЛНС как с  $b$ -тэггингом, так и без него.
3. Впервые проведено исследование возможности наблюдения глюино в EGRET области. Кроме основных исследований по наблюдению в EGRET области (с  $m_{1/2} = 180$  ГэВ), была исследована возможность разделить различные значения параметра  $m_{1/2} = 170, 180$  и  $190$  ГэВ. Исследования показали, что эти параметры могут быть разделены на уровне статистической значимости более  $3\sigma$  уже после 3 лет работы ЛНС при низкой светимости ( $10^{33}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ ).
4. Проведен анализ данных тестирования сегмента центральной части установки АТЛАС. Измерены функции отклика и энергетического разрешения адронного калориметра на пионы в интервале энергий от 20 до 350 ГэВ с учетом последних калибровочных данных. Полученное среднее разрешение равно  $\sigma/E = (54.7 \pm 3.0)\% / \sqrt{E \text{ ГэВ}} \oplus (3.4 \pm 0.37)\%$  в интервале псевдобыстрот от 0.20 до 0.65. Среднее значение параметра  $e/h = 1.35 \pm 0.042$  с использованием аппроксимации Грума (Groom).
5. Впервые детально исследовано влияние энергетических потерь в пассивном веществе между электромагнитным и адронным калориметрами с помощью сцинтиллятора SC1, расположенного между этими калориметрами, на функции отклика и энергетического разрешения адронного калориметра в отобранных событиях.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. ATLAS Collaboration. Expected Performance of the ATLAS Experiment, Detector, Trigger and Physics. CERN- OPEN-2008-020, Geneva, 2008.

2. Е. Храмов, et al. Топ-кварк от Теватрон до ЛHC. ЭЧАЯ. 2008, т. 39, N 1, стр. 217.
3. Е. Храмов, et al. Measurement of the top quark charge at the ATLAS detector. Письма в ЭЧАЯ. 2007, т.4, N 6 (142), стр. 821.
4. Е. Храмов, et al. О возможности поиска топ-анти топ резонансов на ЛHC. Письма в ЭЧАЯ. 2008, т.5, N 6 (148), стр. 865-873.
5. E. Khramov, et. al. Search for  $t\bar{t}$  resonances with the ATLAS detector. ATL-PHYS-INT-2007-010, 2007.
6. E. Khramov, et al. Lepton Decay Channels of EGRET Gluinos at the LHC. Письма в ЭЧАЯ, 2008, т.5, N 6, стр. 874-889.
7. E. Khramov, et al. On the LHC observation of gluinos from the EGRET-preferred region. Ядерная физика. 2009, т. 72, N 3, с. 1-19.
8. E. Khramov, et al The Fundamental Tasks of the ATLAS Physics Program. Bulletin of the Georgian National Academy of Sciences, т.2, N 2, 2008, стр. 38-44.
9. E. Khramov, et al. Study of the response of the ATLAS barrel calorimeters to pions in CTB 2004 and comparison to Monte Carlo simulation. ATL-PHYS-COM-2009-010, 2009.