

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
М. В. ЛОМОНОСОВА»

На правах рукописи

Маевский Артём Сергеевич

**Прецизионные измерения характеристик  $B_{(s)}$ -мезонов и их  
распадов в эксперименте ATLAS**

Специальность 01.04.23 —  
«физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

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

Москва — 2016

# Оглавление

|  |           |
|--|-----------|
| Введение   | 4         |
| <b>1 Эксперимент ATLAS на Большом адронном коллайдере</b>  | <b>11</b> |
| 1.1 Большой адронный коллайдер . . . . .   | 11        |
| 1.2 Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера . . . . .   | 13        |
| 1.2.1 Используемая система координат . . . . .   | 13        |
| 1.2.2 Общие сведения . . . . .   | 14        |
| 1.2.3 Внутренний детектор . . . . .  | 15        |
| 1.2.4 Мюонный спектрометр . . . . .  | 17        |
| 1.3 Физические задачи эксперимента ATLAS . . . . .   | 20        |
| 1.4 Модернизация БАК и ATLAS перед сеансом Run-2 . . . . .   | 22        |
| <b>2 Трековый детектор переходного излучения TRT ATLAS</b>   | <b>25</b> |
| 2.1 Структура и принцип работы TRT, задачи TRT в эксперименте ATLAS . . . . .  | 25        |
| 2.2 Моделирование условий регистрации переходного излучения при использовании Ag и K <sub>g</sub> смесей в TRT . . . . . | 27        |
| 2.2.1 Роль активной газовой смеси для выполнения задачи TRT . . . . .  | 27        |
| 2.2.2 Монте-Карло модель TRT в ATLAS . . . . .   | 28        |
| 2.2.3 Внедрение Ag-смеси в Монте-Карло модель TRT . . . . .  | 29        |
| 2.2.4 Внедрение K <sub>g</sub> -смеси в Монте-Карло модель TRT . . . . .   | 36        |
| 2.2.5 Эффективность идентификации электронов при использовании Ag и K <sub>g</sub> смесей в TRT ATLAS . . . . .          | 37        |
| 2.3 Калибровка результатов экспериментов по изучению свойств переходного излучения на тестовом пучке SPS 2015 г. . . . . | 39        |
| 2.4 Выводы по главе 2 . . . . .  | 39        |
| <b>3 Сравнительный анализ спектров адронов в <i>pp</i>-соударениях</b>   | <b>42</b> |
| 3.1 Спектры заряженных частиц . . . . .  | 42        |
| 3.2 Относительный вклад частиц различной природы . . . . .   | 45        |
| 3.3 Выводы по главе 3 . . . . .  | 46        |
| <b>4 Прецизионное измерение массы <math>B^+</math>-мезона по данным сеанса Run-2</b>                                     | <b>48</b> |
| 4.1 Используемые данные и условия отбора . . . . .   | 48        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 4.2      | Фитирование распределения инвариантных масс событий $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$                   | 49         |
| 4.3      | Оценка систематических неопределенностей . . . . .  | 52         |
| 4.4      | Выводы по главе 4 . . . . .   | 55         |
| <b>5</b> | <b>Измерение параметров CP-нарушения по характеристикам распада <math>B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi</math></b> | <b>57</b>  |
| 5.1      | Введение . . . . .  | 57         |
| 5.1.1    | Нарушение CP-инвариантности в рамках СМ . . . . .   | 58         |
| 5.1.2    | Осцилляции и распады нейтральных мезонов . . . . .  | 58         |
| 5.1.3    | Распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . . . . .   | 61         |
| 5.2      | Отбор событий . . . . .   | 62         |
| 5.3      | Тагирование начального аромата $B$ -мезона . . . . .  | 64         |
| 5.3.1    | Отбор событий $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ . . . . .  | 64         |
| 5.3.2    | Методы тагирования аромата . . . . .  | 65         |
| 5.3.3    | Использование информации об аромате $B_s^0$ -кандидата в фите . . . . .                                       | 69         |
| 5.4      | Фит методом наибольшего правдоподобия . . . . .   | 71         |
| 5.4.1    | Сигнальная плотность вероятности . . . . .  | 72         |
| 5.4.2    | Плотности вероятности для фоновых процессов . . . . .   | 75         |
| 5.4.3    | Эффективность триггера по собственному времени жизни . . . . .  | 76         |
| 5.4.4    | Результаты . . . . .  | 77         |
| 5.5      | Оценка систематических неопределенностей . . . . .  | 77         |
| 5.6      | Статистическое объединение результатов при 7 и 8 ТэВ . . . . .  | 82         |
| 5.7      | Выводы по главе 5 . . . . .   | 83         |
|          | <b>Заключение</b>   | <b>86</b>  |
|          | <b>Список литературы</b>  | <b>89</b>  |
|          | <b>Список иллюстраций</b>   | <b>97</b>  |
|          | <b>Список таблиц</b>  | <b>101</b> |
|          | <b>Список используемых сокращений и обозначений</b>   | <b>102</b> |
|          | <b>А Результаты калибровки параметров Ag-смеси в TRT</b>  | <b>104</b> |

# Введение

## Актуальность темы диссертации

За последние десятилетия физика частиц пережила бурный период развития. В 60-е годы XX века Стивеном Вайнбергом, Шелдоном Глэшоу и Абдусом Саламом была сформулирована теория электрослабых взаимодействий, позже подтвержденная открытием нейтральных слабых токов в 1973 г. и векторных калибровочных бозонов в 1983 г. Вместе с зародившейся примерно в то же время теорией сильных взаимодействий — квантовой хромодинамикой — электрослабая теория легла в основу стандартной модели (СМ) физики элементарных частиц. С тех пор предсказания СМ неоднократно и с невероятной точностью подтверждались в различных экспериментах, были открыты три поколения лептонов и кварков, а в 2012 г. — бозон Хиггса, завершающий таблицу фундаментальных частиц, предсказываемых теорией.

Однако наряду с впечатляющими успехами СМ в физике элементарных частиц остается немалое количество нерешенных вопросов: проблемы темной материи и темной энергии, наличие масс у нейтрино, проблема иерархии и др. Получить ответы на некоторые из данных вопросов планируется при проведении прецизионных измерений характеристик процессов СМ, в частности, процессов с участием содержащих  $b$ -кварк адронов ( $b$ -адронов). Важное значение среди этих исследований имеют измерения вероятностей редких распадов, эффектов  $CP$ -нарушения, масс и времен жизни адронов. Наблюдение отклонений от предсказаний СМ в этих процессах будет свидетельствовать о проявлениях новой физики (физики за пределами СМ).

Эксперимент ATLAS является крупнейшим экспериментом на Большом адронном коллайдере (БАК). Наряду с экспериментом CMS он предназначен для решения широкого спектра задач: проверки СМ, обнаружения и измерения характеристик бозона Хиггса, поиска суперсимметричных партнеров частиц СМ и других проявлений новой физики. Уникальные характеристики установки — высокие массовое и координатное разрешения трекера и эффективность мюонной системы — позволяют осуществлять прецизионные измерения масс и параметров  $CP$ -нарушения в распадах  $B$ -мезонов. Эксперименты на БАК ведутся при энергии и светимости  $pp$ -соударений, недостижимых на данный момент на других ускорителях. Это обеспечивает высокую статистику и возможность прецизионных измерений параметров  $b$ -адронов и свойств их распадов.

Новые явления, выходящие за рамки предсказаний СМ, могут влиять на величину  $CP$ -нарушения в распадах  $b$ -адронов. Ожидается, что одним из чувствительных к проявлениям новой физики каналов является распад  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . Нарушение  $CP$ -симметрии в данном ка-

нале проявляется за счет интерференции между прямыми распадами и распадами со смешиванием  $B_s^0$  и  $\bar{B}_s^0$ -мезонов ( $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -смешиванием). Параметр  $\phi_s$ , характеризующий величину CP-нарушения в данном канале, определяется как разница слабых фаз между амплитудой  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -смешивания и амплитудой распада  $b$ -кварка ( $b \rightarrow c\bar{c}s$ ). В рамках СМ значение фазы  $\phi_s$  мало, оно может быть связано с элементами матрицы Кабиббо – Кобаяши – Маскавы с помощью соотношения  $\phi_s \simeq -2\beta_s$ , где  $\beta_s = \arg[-(V_{ts}V_{tb}^*) / (V_{cs}V_{cb}^*)]$ . В предположении отсутствия проявлений новой физики, влияющих на смешивание и распады  $B_s^0$ -мезонов, значение величины  $-2\beta_s = -0.0376_{-0.0007}^{+0.0008}$  рад оценено путем объединения результатов измерений других наблюдаемых из области физики  $b$ -адронов и физики каонов [1]. Смешивание  $B_s^0$  и  $\bar{B}_s^0$ -мезонов характеризуется также параметром  $\Delta\Gamma_s$  – разницей ширин легкого ( $B_L$ ) и тяжелого ( $B_H$ ) массовых состояний системы  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ . В рамках СМ значение этого параметра равно  $\Delta\Gamma_s = 0.088 \pm 0.020 \text{ пс}^{-1}$  [2]. Ожидается, что значение  $\Delta\Gamma_s$  менее чувствительно к возможным проявлениям новой физики, чем  $\phi_s$ . Тем не менее, измерение значения разницы ширин  $\Delta\Gamma_s$  представляет интерес с точки зрения проверки теоретических предсказаний.

## Цели и задачи исследования

Основной целью работы является измерение характеристик распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  и определение на их основе значений слабой фазы  $\phi_s$ , характеризующей величину CP-нарушения в этих распадах, и разницы ширин легкого и тяжелого массовых состояний  $B_s^0$ -мезона  $\Delta\Gamma_s$  на полном наборе данных первого сеанса работы БАК (сеанса Run-1) при энергиях  $pp$ -соударений в системе центра масс 7 и 8 ТэВ.

Для измерений характеристик  $b$ -адронов важна стабильная работа трековой системы внутреннего детектора, наиболее близко расположенного к пучку. По этой причине ряд методических задач диссертации связан с поддержанием стабильной работы этой подсистемы установки ATLAS.

Внутренний детектор обеспечивает измерение поперечных импульсов и координат вершин рождения и распада частиц. Одной из основных подсистем внутреннего детектора является трековый детектор переходного излучения (ТДПИ, TRT). Вместе с кремниевыми пиксельным и микростриповым детекторами он осуществляет измерение координат, используемых для реконструкции треков и вершин рождения и распада частиц. Кроме того, он позволяет идентифицировать частицы, выделяя электроны среди адронов и мюонов с помощью переходного излучения. Основным чувствительным элементом детектора TRT являются пропорциональные дрейфовые трубки, выбор активной газовой смеси которых определяется способностью этой газовой смеси эффективно регистрировать фотоны переходного излучения. Наряду со стандартной активной газовой смесью на основе ксенона во втором сеансе работы БАК (сеансе Run-2) при эксплуатации детектора TRT возникла необходимость использовать альтернативные газовые смеси на основе аргона и криптона. Основной методической задачей работы является усовершенствование математической модели детектора TRT и модификация стандартных пакетов программного обеспечения (ПО) эксперимента ATLAS. Цель данных модификаций состоит в реализации возможности проведения полного математического

моделирования детектора методом Монте-Карло при заполнении отдельных его модулей новыми газовыми смесями. В методическую задачу также входит определение калибровочных констант для регистрации переходного излучения при помощи газовой смеси на основе аргона по данным соударений протонов с ионами свинца, набранным в начале 2013 г. Выполнение данной работы было необходимо для обеспечения устойчивого функционирования детектора TRT в сеансе Run-2.

В сеансе Run-2 работы БАК энергия протонов в системе центра масс была увеличена с 8 до 13 ТэВ. Большая по сравнению с сеансом Run-1 энергия и возросшая светимость привели к повышенной загрузке различных подсистем детектора. Значительной модификацией в сеансе Run-2 было введение во внутренний детектор ATLAS дополнительного слоя пиксельных детекторов. В связи с этим еще одной важной методической задачей является проверка качества работы внутреннего детектора в сеансе Run-2 с помощью прецизионного измерения массы  $B^+$ -мезона по распадам  $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$  в зависимости от его быстроты.

### Научная новизна

В сеансе Run-1 работы БАК в 2009–2013 гг. при энергиях  $pp$ -соударений 7 и 8 ТэВ на протяжении всего периода набора данных детектор TRT показал устойчивую работу. В течение сеанса была достигнута пиковая светимость  $7.7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Рабочей газовой смесью детектора TRT служила смесь на основе ксенона. В период длительной остановки БАК в 2013–2015 гг. (Long Shutdown 1, LS1) были проведены работы по подготовке установки ATLAS к новым условиям сеанса Run-2, начавшегося в 2015 году при энергии  $pp$ -соударений 13 ТэВ. В 2016 г. в сеансе Run-2 превышена плановая светимость БАК, составляющая величину  $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . В связи с возникшими в конце сеанса Run-1 проблемами газовой системы детектора TRT во время периода LS1 были проведены новые разработки, реализующие возможность использования альтернативных газовых смесей без изменения конструкции детектора.

В сеансе Run-2 впервые при энергии сталкивающихся протонов 13 ТэВ выполнена реконструкция массы  $B^+$ -мезона с большой статистической точностью. Показано высокое качество работы внутреннего детектора после его модификации путем введения дополнительного слоя пиксельных детекторов.

Параметры CP-нарушения в распаде  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  измерены с использованием полного набора данных сеанса Run-1, отобранных для анализа и соответствующих интегральным светимостям 4.9 и 14.3 фб<sup>-1</sup> при энергиях  $pp$ -соударений в системе центра масс 7 и 8 ТэВ соответственно. Полученные результаты сопоставимы с аналогичными измерениями коллабораций DØ, CDF, CMS и LHCb и дают значимый вклад в мировое среднее значений слабой фазы  $\phi_s$  и разницы ширин легкого и тяжелого массовых состояний  $B_s^0$ -мезона  $\Delta\Gamma_s$ , определенные группой усреднения измерений характеристик тяжелых ароматов HFAG [3].

## Достоверность

Алгоритмы учета альтернативных газовых смесей в математической модели детектора TRT, являющиеся результатом выполнения основной методической задачи, вошли в стандартные пакеты ПО эксперимента ATLAS и используются коллаборацией при полном математическом моделировании детектора методом Монте-Карло. Достоверность результатов моделирования подтверждается соответствием между модельными и экспериментальными характеристиками регистрации переходного излучения в модулях детектора TRT, заполненных газовой смесью на основе аргона.

Результаты измерения массы  $B^+$ -мезона находятся в согласии с аналогичными измерениями эксперимента LHCb и с мировым средним и свидетельствуют о стабильной работе внутреннего детектора в сеансе Run-2. Достоверность результата измерения параметров CP-нарушения в распаде  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  определяется стабильной работой подсистем установки ATLAS в течение сеанса Run-1. Измеренные значения находятся в согласии с аналогичными измерениями коллабораций DØ, CDF, LHCb и CMS.

## Практическая полезность

Внутренний детектор является одной из важнейших подсистем установки ATLAS. Он осуществляет реконструкцию треков, определение координат вершин распада и рождения частиц, а также измерение их импульсов. Измерения внутреннего детектора используются для определения координат первичных вершин взаимодействий протонов, что позволяет разделять вершины и треки от различных взаимодействий пар протонов в одном пересечении сгустков. С помощью измерений подсистемы TRT внутренний детектор наряду с электромагнитным калориметром позволяет осуществлять идентификацию электронов, которая используется как при физическом анализе данных, так и в отборе событий в режиме реального времени (триггере). В связи с этим обеспечение стабильной работы детектора TRT в новых условиях сеанса Run-2 существенно для качественного функционирования внутреннего детектора и всей установки ATLAS.

Результаты реконструкции массы  $B^+$ -мезона и их стабильность в различных областях детектора демонстрируют высокое качество настройки подсистем внутреннего детектора. Эти результаты являются основой для дальнейшего проведения измерений времени жизни и сечений рождения  $B^+$ -мезонов. Использованный распад  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  является калибровочным в анализах редких распадов  $B_d^0$  и  $B_s^0$ -мезонов на пару мюонов, а также используется для калибровки мечения (тагирования) начального аромата  $b$ -кварка при измерении параметров CP-нарушения в распадах  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . Алгоритмы реконструкции данного распада, адаптированные в ходе измерения массы  $B^+$ -мезона для ПО эксперимента ATLAS, используемого в сеансе Run-2, будут использованы при анализе соответствующих распадов.

Новые измерения параметров CP-нарушения в канале  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  по полному набору данных сеанса Run-1 позволяют улучшить общий мировой результат для этих величин, что важно для проверки SM и поиска возможных проявлений новой физики.

### Автор защищает:

1. Моделирование условий регистрации переходного излучения при использовании смесей на основе аргона и криптона в подсистеме TRT ATLAS.
2. Результаты определения калибровочных констант для регистрации переходного излучения при использовании газовой смеси на основе аргона в детекторе TRT, используемых в стандартных пакетах ПО эксперимента ATLAS при полном математическом моделировании детектора методом Монте-Карло.
3. Прецизионное измерение массы  $B^+$ -мезона по первым данным  $pp$ -соударений в сеансе Run-2 при энергии 13 ТэВ, демонстрирующее стабильность работы внутреннего детектора ATLAS после проведенной модернизации.
4. Методику учета вкладов резонансного фона в анализе распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ .
5. Результаты измерения значений параметров  $\phi_s$  и  $\Delta\Gamma_s$  в канале  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  по данным сеанса Run-1.

### Личный вклад диссертанта

Диссертант принимает активное участие в работе группы TRT эксперимента ATLAS с 2013 г. Им осуществлена модификация стандартных пакетов ПО эксперимента ATLAS для моделирования использования газовых смесей на основе аргона и криптона в различных модулях детектора TRT. В ходе данной работы диссертантом была обнаружена и решена при его участии проблема, связанная с двойным учетом вклада от дельта-электронов при моделировании сигналов детектора TRT. Диссертант произвел определение калибровочных констант, используемых для описания регистрации переходного излучения в подсистеме TRT с помощью активной газовой смеси на основе аргона, по данным соударений протонов с ионами свинца, набранным в начале 2013 г. Автор также участвовал в 2015 и 2016 гг. в экспериментах на тестовых пучках ускорителя SPS, посвященных изучению свойств переходного излучения и его регистрации в дрейфовых трубках при использовании различных радиаторов и газовых смесей. Диссертант был задействован в предварительной подготовке к этим экспериментам и в сменных дежурствах. Им также была осуществлена калибровка результатов эксперимента 2015 г.

С 2014 г. диссертант участвует в работе группы  $B$ -физики. Автор принимал участие в измерении параметров CP-нарушения по угловым и временным характеристикам распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  по полному набору данных сеанса Run-1 и в реконструкции массы  $B^+$ -мезона по данным сеанса Run-2. Диссертантом проведена оценка числа событий от фоновых процессов  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  и  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$  в анализе распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . Для этого же анализа им были осуществлены моделирование, оценка вклада и определение систематических неопределенностей от распадов  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$ . Участие диссертанта в реконструкции массы



$B^+$ -мезона по распадам  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  заключалось в моделировании, аппроксимации распределений (фитировании) и оценке систематических неопределенностей от фонового процесса  $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ .

### Апробация работы и публикации

Материалы диссертации опубликованы в работах [4, 5] (данные работы удовлетворяют требованиям ВАК) и [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]. Результаты неоднократно докладывались автором и обсуждались на научных конференциях «Ломоносовские чтения» МГУ имени М. В. Ломоносова, на рабочих совещаниях групп TRT и  $B$ -физики эксперимента ATLAS и на совещаниях российских групп, являющихся участниками эксперимента. Автором были также сделаны доклады на следующих международных совещаниях, конференциях и школах:

1. TRT workshop (25–27 июня 2014 г., Краков, Польша);
2. Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (17–21 ноября 2014 г., МИФИ, Москва, Россия);
3. The Third Annual Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP2015, 31 августа–5 сентября 2015 г., Санкт-Петербург, Россия);
4. 19th International Moscow School of Physics and 44th ITEP Winter School of Physics (16–22 февраля 2016 г., Москва, Россия);
5. 24th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2016, 11–15 апреля 2016 г., DESY, Гамбург, Германия);
6. Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (12–15 апреля 2016 г., ОИЯИ, Дубна, Россия);
7. Hadron Structure and QCD: from Low to High Energies (HSQCD2016, 27 июня–1 июля 2016 г., ПИЯФ, Гатчина, Россия);
8. The 2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2016, 10–14 октября 2016 г., Москва, Россия).

### Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Ее объем составляет 108 страниц, она включает 51 рисунок и 13 таблиц. Список литературы включает 88 наименований.

В главе 1 дано общее описание и характеристика эксперимента ATLAS на Большом адронном коллайдере, перечислены основные физические задачи коллаборации и описаны основные модификации установки перед вторым периодом ее работы, начавшемся в 2015 г.

В главе 2 подробно описан трековый детектор переходного излучения эксперимента ATLAS, а также задача усовершенствования его математической модели и результаты моделирования условий регистрации переходного излучения в TRT при использовании газовых смесей на основе аргона и криптона. В конце главы приведено описание экспериментов по изучению свойств переходного излучения на тестовом пучке SPS 2015 г.

Глава 3 содержит обзор последних результатов коллаборации ATLAS по измерению спектров заряженных частиц по поперечным импульсам и псевдобыстроте при энергиях протон-протонных соударений 7 и 8 ТэВ.

В главе 4 представлен анализ распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  с целью реконструкции массы  $B^+$ -мезона на новых данных протон-протонных соударений 2015 г. при энергии 13 ТэВ. Приведена мотивация этого анализа, описаны использованные данные и условия отбора кандидатов, детально описаны процедуры фитирования кандидатов и оценки систематических неопределенностей. В конце главы приведены результаты измерения массы  $B^+$ -мезона и их сравнение с результатом коллаборации LHCb и мировым средним.

В главе 5 описано измерение параметров  $\phi_s$  и  $\Delta\Gamma_s$  по характеристикам распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  по данным протон-протонных соударений 2012 г. при энергии 8 ТэВ, а также процедура и результат статистического объединения полученных значений этих параметров с их значениями, измеренными в аналогичном анализе данных 2011 г. при энергии 7 ТэВ. В начале главы дано краткое теоретическое введение в осцилляции нейтральных мезонов и явление CP-нарушения в рамках СМ. Описана мотивация измерения параметров CP-нарушения в распаде  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ , изложена методика анализа, в т. ч. процедура мечения (тагирования) начального аромата  $B_s^0$ -мезона, учет вкладов резонансных фоновых процессов  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ ,  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$  и оценка систематических неопределенностей. В конце главы приведен результат ATLAS по данным 8 ТэВ, а также общий результат по первому сеансу набора данных 2011–2012 гг. и его сравнение с результатами других экспериментов и предсказанием стандартной модели.

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы.

# Глава 1

## Эксперимент ATLAS на Большом адронном коллайдере

### 1.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК) — ускоритель заряженных частиц, осуществляющий столкновения протонов и ионов свинца ( $pp$ ,  $pPb$  и  $PbPb$ -соударения) на встречных пучках [13]. Ускоритель построен на границе Швейцарии и Франции, недалеко от Женевы, в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН). Ускорительное кольцо находится в среднем на глубине 100 м под землей, а его длина составляет примерно 27 км. Расчетная энергия соударений протонов на БАК в системе центра масс равна  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ при светимости  $1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , что существенно превышает значения этих характеристик для других существующих на данный момент или существовавших прежде ускорителей заряженных частиц.

Для строительства БАК использовался, из соображений экономии, тоннель от Большого электрон-позитронного коллайдера (LEP), работа которого завершилась в 2000 г. Для ускорения протонов и ионов свинца до энергий БАК поэтапно используются элементы ускорительного комплекса ЦЕРНа, которые в то или иное время являлись приоритетными (как сейчас БАК) экспериментальными установками. Так, процесс ускорения протонов начинается с линейного ускорителя (Linac2), на выходе из которого энергия пучка протонов составляет 50 МэВ, рис. 1.1. Далее пучок протонов попадает на бустерное кольцо PSB (Proton Synchrotron Booster), где ускоряется до энергии 1.4 ГэВ, затем на протонный синхротрон (PS), ускоряясь до 25 ГэВ, после чего — на протонный суперсинхротрон (SPS), на выходе из которого энергия составляет уже 450 ГэВ. Наконец, после SPS пучки протонов подаются на главное кольцо БАК, где они ускоряются до номинальной энергии.

Тоннель БАК имеет 8 дуг и 8 прямых секций. В дугах расположены сверхпроводящие дипольные магниты, удерживающие заряженные частицы на постоянной орбите. Максимальная величина поля этих магнитов (8.33 Тл) определяет максимальную энергию пучков заряженных частиц для данного радиуса дуги (7 ТэВ для протонов, 2.76 ТэВ/нуклон для тяжелых ионов). В прямых секциях расположены экспериментальные и вспомогательные

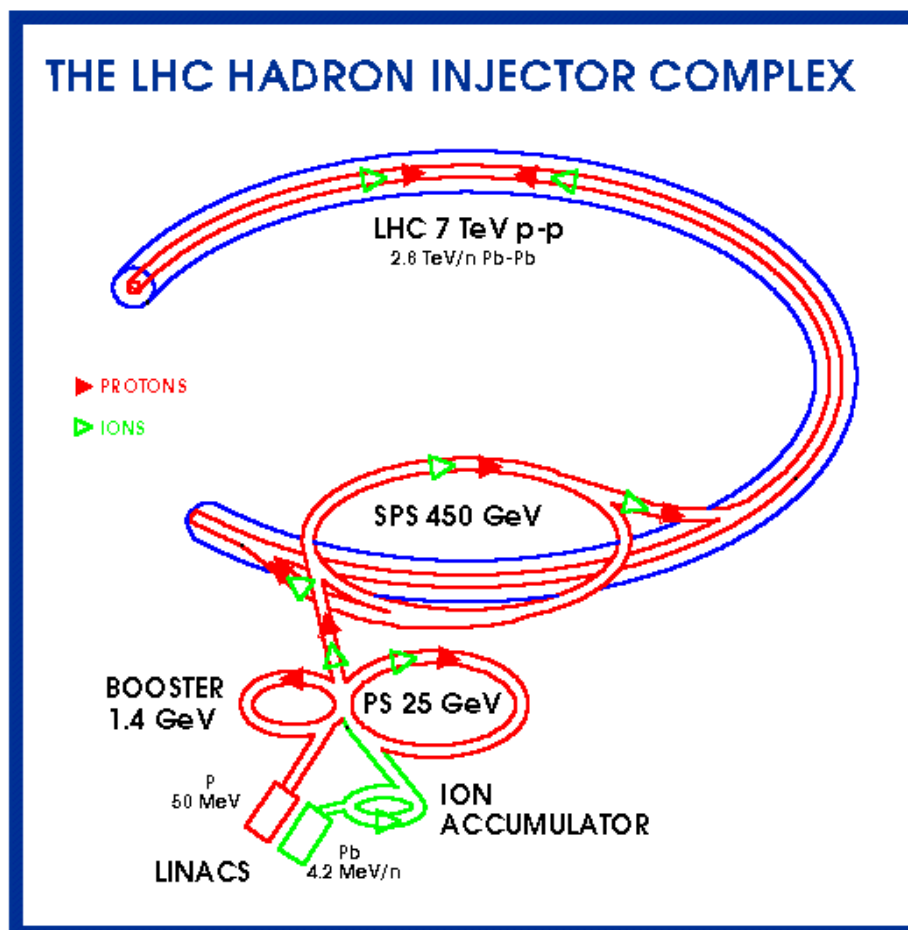


Рис. 1.1: Схема инжекторного комплекса БАК (<http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/LHC-PS/LHC-PS.html>)

установки. Кольцо БАК условно разделяется на 8 октантов, границы которых определяются серединами дуг (рис. 1.2). Две экспериментальные установки, работающих в условиях высокой светимости, расположены на двух диаметрально противоположных прямых секциях: эксперимент ATLAS, расположенный в октанте 1, и эксперимент CMS, — в октанте 5. Еще две экспериментальные установки находятся в октантах 2 (ALICE) и 8 (LHCb), где также расположены системы инжекции пучков. В оставшихся четырех секциях отсутствуют точки пересечения пучков. В октантах 3 и 7 находятся системы коллимации. В октанте 4 расположены две системы ВЧ резонаторов, осуществляющих непосредственно ускорение заряженных частиц: по одной независимой системе резонаторов на каждый из пучков. Наконец, в октанте 6 расположена система выведения пучков.

Пучки на БАК состоят из сгустков заряженных частиц. При протон-протонных соударениях в каждом из сгустков находится порядка  $1.1 \times 10^{11}$  протонов, а номинальный временной интервал между двумя соударениями таких сгустков составляет 25 нс, что соответствует частоте соударений сгустков 40 МГц.

Как было описано выше, на кольце БАК находится четыре точки пересечения пучков, которые соответствуют четырем экспериментальным установкам БАК: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid), ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

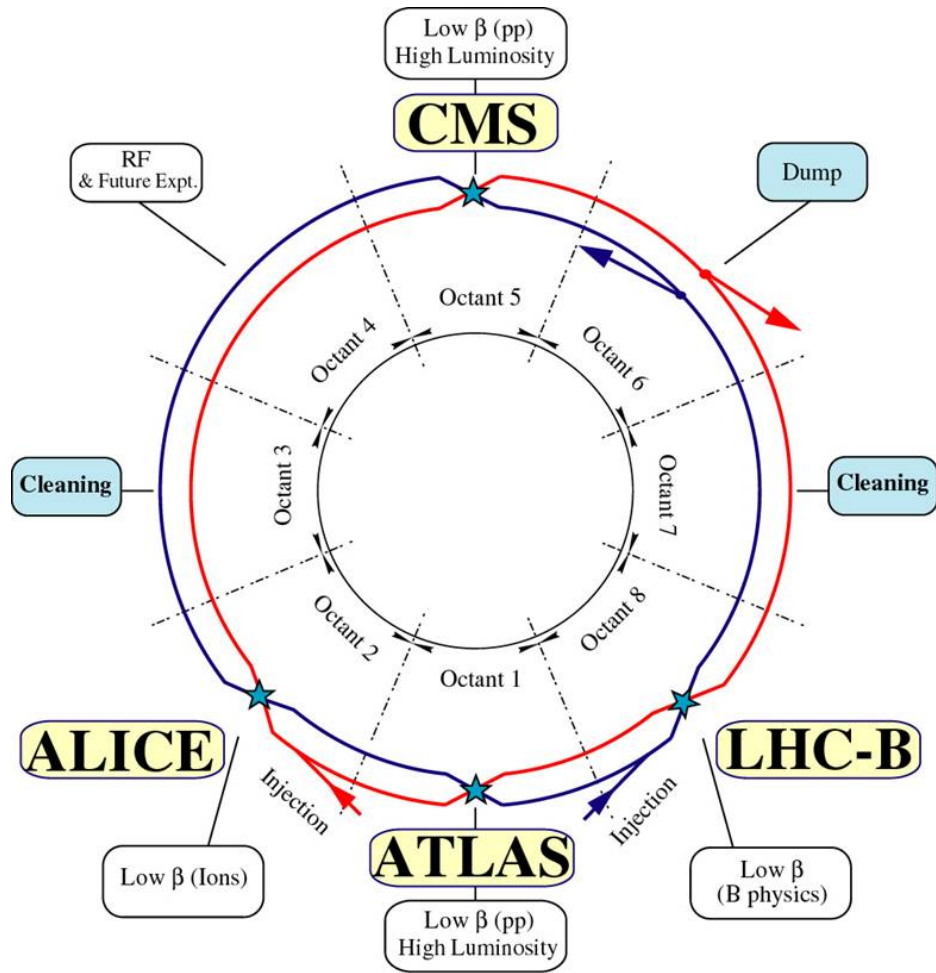


Рис. 1.2: Схематическое изображение БАК

и LHCb (LHC-beauty). Установки ATLAS и CMS являются многоцелевыми детекторами, в программу которых входит: обнаружение и измерение характеристик бозона Хиггса, поиск суперсимметричных партнеров частиц стандартной модели (СМ), поиск других проявлений расширений СМ, прецизионные измерения параметров СМ, исследование свойств тяжелых адронов, изучение явлений в столкновениях тяжелых ионов. Эксперимент ALICE фокусируется на физике сильных взаимодействий, описываемых в рамках СМ квантовой хромодинамикой (КХД). Основной его задачей является изучение проявлений физики сильно взаимодействующей материи и свойств кварк-глюонной плазмы при экстремальных плотности энергии и температуре, возникающих при соударениях тяжелых ядер. Установка LHCb нацелена на исследование свойств тяжелых адронов, измерение параметров СР-нарушения, наблюдение и измерение редких распадов  $b$ -адронов.

## 1.2 Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера

### 1.2.1 Используемая система координат

В эксперименте ATLAS по соглашению используется правая декартова система координат с началом отсчета в центре детектора в точке столкновения ускоряемых частиц. Ось

$x$  направлена по радиусу БАК в сторону центра кольца, ось  $y$  — вертикально вверх, а ось  $z$  — в направлении движущегося против часовой стрелки пучка. Удобно также использовать следующие угловые переменные: азимутальный угол  $\phi$ , отсчитываемый от положительного направления оси  $x$ , увеличивающийся в сторону положительного направления оси  $y$  и лежащий в интервале  $-\pi \leq \phi \leq \pi$ , и полярный угол  $\theta$ , измеряемый в пределах  $0 \leq \theta \leq \pi$ , нулевое значение которого соответствует положительному направлению оси  $z$ . Для треков частиц также определяются псевдобыстрота  $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$  и поперечный импульс  $p_T$ , равный модулю проекции импульса частицы на плоскость  $x - y$ .

### 1.2.2 Общие сведения

Детектор ATLAS является экспериментом общего назначения, в широкий спектр задач которого входят прямые и косвенные наблюдения проявлений новой физики, обнаружение и измерение характеристик бозона Хиггса, а также другие прецизионные измерения параметров СМ. Конструкция ATLAS отвечает требованиям, необходимым для успешной реализации этих задач и для стабильной работы в условиях высокой светимости и энергии соударений БАК. Так, в эксперименте используются быстрые и радиационно устойчивые электроника и детектирующие элементы, а высокая степень гранулярности последних позволяет успешно реконструировать события с большими потоками частиц. Геометрический аксептанс установки ATLAS соответствует области псевдобыстрот от  $|\eta| \leq 2.5$  для трекера до  $|\eta| \leq 4.9$  для переднего калориметра и покрывает всю область азимутальных углов.

Общий вид детектора показан на рис. 1.3. Ключевой подсистемой установки ATLAS является магнитная система, магнитное поле которой искривляет треки заряженных частиц и позволяет по величине этого искривления осуществлять измерение импульсов частиц. Магнитная система эксперимента ATLAS включает в себя тонкий сверхпроводящий соленоид, окружающий внутренний детектор, и три больших сверхпроводящих тороида — один в центральной и два в торцевых частях.

Внутренний детектор является наиболее близко расположенной к пучку подсистемой установки ATLAS. Он помещен в магнитное поле соленоида величиной 2 Тл и осуществляет измерение импульсов и координат вершин рождения и распада заряженных частиц, а также идентификацию электронов. Это достигается путем комбинирования измерений полупроводниковых детекторов высокого разрешения и газовых трековых детекторов, способных генерировать и регистрировать переходное излучение.

Система калориметров предназначена для измерения энергий частиц путем их поглощения и состоит из электромагнитного и адронного калориметров. Электромагнитные калориметры, основанные на технологии жидкого аргона, расположены в области псевдобыстрот  $|\eta| \leq 3.2$ . Эта же технология используется для торцевой части адронного и для переднего калориметров ( $1.5 \leq |\eta| \leq 4.9$ ). Для центральной части адронного калориметра ( $|\eta| \leq 1.7$ ) используется технология на основе сцинтилляционных пластин и стального поглотителя.

Наиболее удаленной от точки пересечения пучков подсистемой установки ATLAS является мюонный спектрометр. Сильное магнитное поле, создаваемое тороидальными магнитами

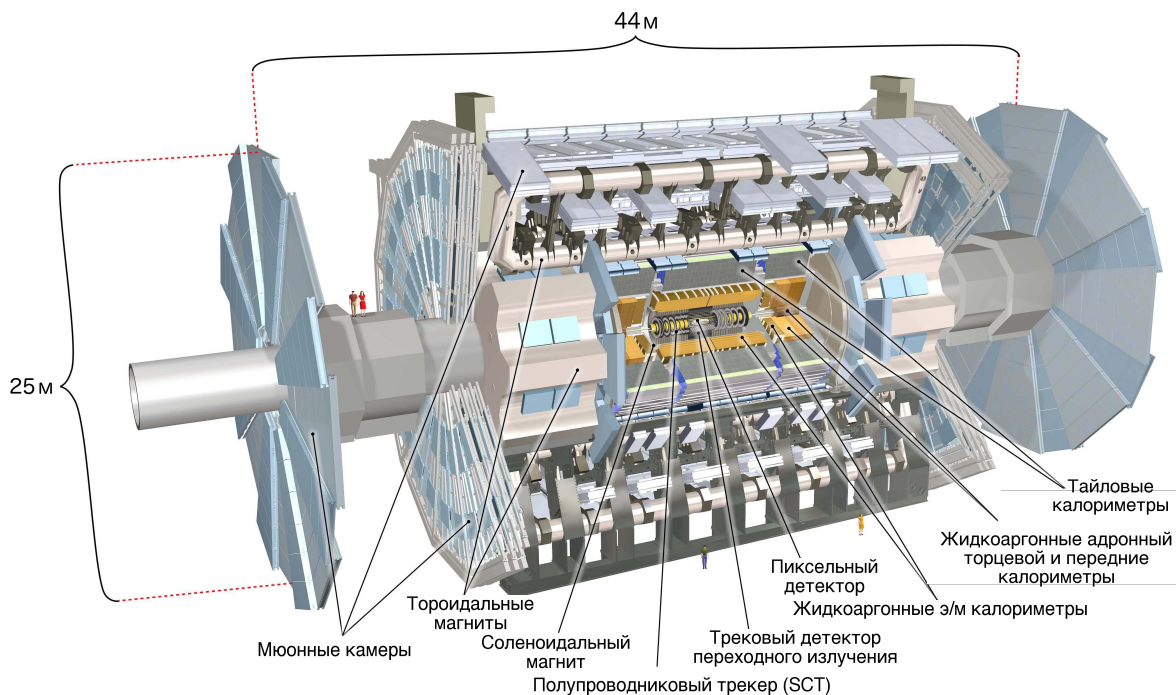


Рис. 1.3: Общий вид установки ATLAS [14]

в большом объеме, позволяет с высоким разрешением измерять импульсы не поглощенных в калориметрах заряженных частиц — мюонов. Также важной функцией мюонной системы является отбор событий в режиме реального времени с помощью триггерных камер высокого временного разрешения.

### 1.2.3 Внутренний детектор

При номинальных энергии и светимости БАК порядка 1000 частиц рождается в  $pp$ -соударениях каждые 25 нс в области  $|\eta| \leq 2.5$ . Для успешной реконструкции импульсов и координат рождения и распада частиц в таких условиях необходимы измерения с большой точностью с помощью чувствительных элементов с высокой степенью гранулярности. В эксперименте ATLAS это достигается во внутреннем детекторе при комбинированном использовании полупроводниковых пиксельного (Pixel Detector) и микрострипового (Semiconductor Tracker, SCT) детекторов и газонаполненного трекового детектора переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT).

Внутренний детектор является наиболее близко расположенной к оси пучка подсистемой установки ATLAS. Его общий вид изображен на рис. 1.4, а схематическое изображение его продольной проекции — на рис. 1.5. Внутренний детектор помещен в магнитное поле величинной 2 Тл, создаваемое центральным соленоидом длиной 5.3 м и диаметром 2.5 м. Прецизионные пиксельный и микростриповый детекторы покрывают область псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.5$ . В центральной области детектора они представляют собой концентрические цилиндры вокруг оси пучка, а в торцевых областях — расположены в виде дисков, перпендикулярных оси пучка.



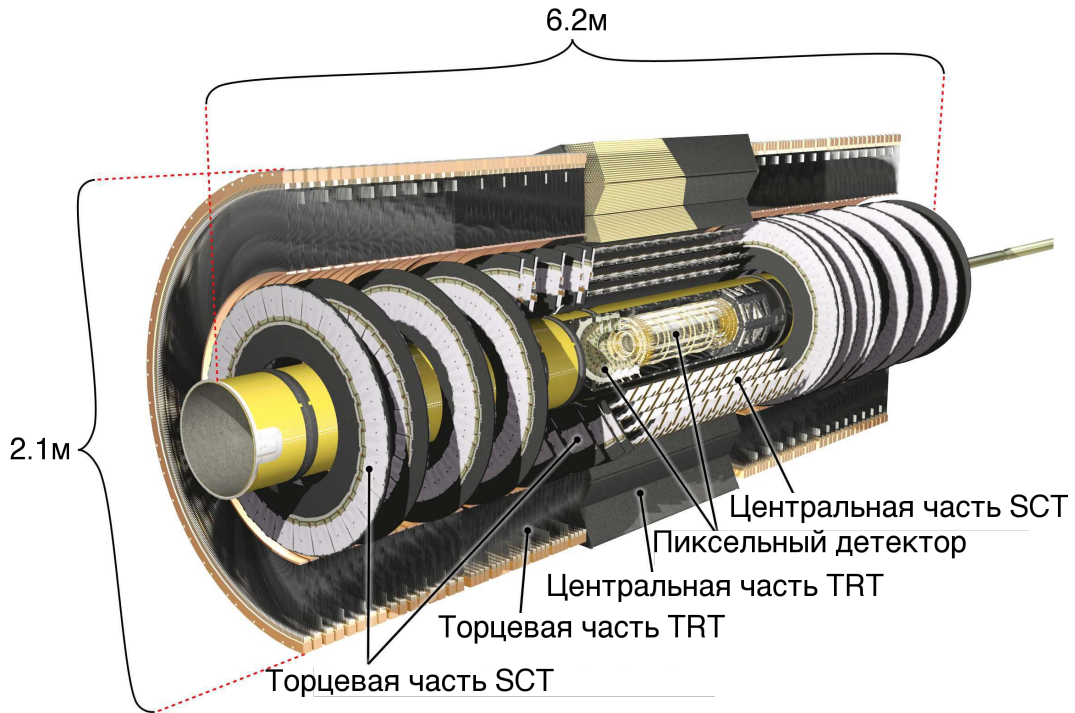


Рис. 1.4: Общий вид внутреннего детектора ATLAS [14]

Наивысшая степень гранулярности достигается в полупроводниковом пиксельном детекторе, расположенном наиболее близко к точке пересечения пучков. Обычно треки заряженных частиц пересекают 3 слоя пиксельного детектора<sup>1</sup>. Размер чувствительного элемента — пикселя — составляет  $50 \times 400 \text{ мкм}^2$ , а пространственное разрешение координат треков — 10 мкм в поперечной плоскости  $R - \phi$  и 115 мкм вдоль радиуса  $R$  в торцевых дисках и оси  $z$  — в центральных цилиндрах.

Следом за пиксельным детектором треки заряженных частиц пересекают слои SCT, также представляющего собой полупроводниковый детектор, чувствительные элементы которого выполнены в форме полосок — стирпов — длиной 6.4 см и с периодом 80 мкм. Каждый слой SCT составлен из двух наборов полосок, расположенных под углом 40 мрад друг к другу для определения как продольной, так и поперечной координат трека. Всего имеется 4 цилиндрических слоя модулей SCT в центральной части детектора, где полоски направлены вдоль оси пучка, и 9 дисковых слоев с каждой из торцевых частей установки ATLAS, где полоски направлены радиально. Координатное разрешение микрострипового детектора составляет 17 мкм в поперечной плоскости и 580 мкм вдоль оси  $z$  в центральной части и в радиальном направлении в торцевых частях.

Самой внешней подсистемой внутреннего детектора является трековый детектор переходного излучения (ТДПИ, TRT), покрывающий область псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.0$ . Чувствительными элементами TRT являются тонкие трубки диаметром 4 мм, заполненные активной

<sup>1</sup>В ходе модификации установки ATLAS при подготовке к сеансу Run-2 во внутренний детектор был добавлен дополнительный четвертый слой пиксельных детекторов (см. разд. 1.4)



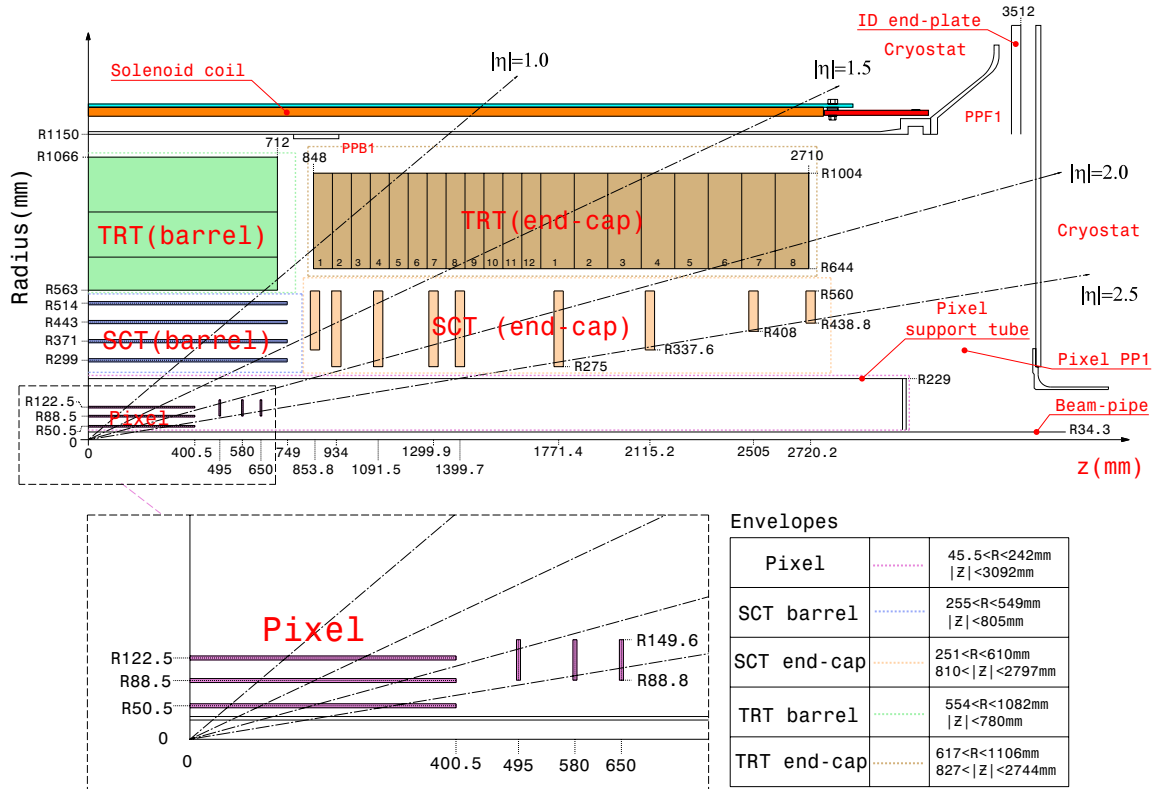


Рис. 1.5: Схема внутреннего детектора ATLAS в проекции на плоскость  $z - r$ , где  $r$  — расстояние от оси пучка [14]

газовой смесью на основе ксенона<sup>2</sup>, вдоль оси которых натянута анодная проволока. Трубки TRT являются пропорциональными дрейфовыми камерами, позволяющими по времени дрейфа электронов ионизации определять расстояние от трека заряженной частицы до центра трубки с пространственным разрешением 130 мкм. Трубки TRT направлены вдоль оси пучка в центральной области и радиально в торцевых областях. Обычно трек заряженной частицы пересекает порядка 36 трубок, производя в них сигнал ионизации. Слои трубок перемежаются слоями радиаторов, пролетая через которые заряженные частицы испускают фотоны переходного излучения. Интенсивность этого излучения существенно зависит от лоренц-фактора пролетающей частицы, что позволяет путем регистрации этих фотонов в трубках TRT производить идентификацию наиболее легких заряженных частиц — электронов.

## 1.2.4 Мюонный спектрометр

Мюонный спектрометр представляет собой самую дальнюю от точки пересечения пучков подсистему установки ATLAS и тем самым определяет ее большие размеры. Основными

<sup>2</sup>В сеансе Run-2 также возникла необходимость использования активных газовых смесей на основе аргона и криптона (см. гл. 2).

задачами спектрометра являются идентификация мюонов, реконструкция их треков и определение импульсов, измерение момента времени пересечения сгустков ускоряемых в БАК частиц, триггирование. Идентификация основана на высокой проникающей способности мюонов, которые в отличие от других известных частиц с достаточным временем жизни (не считая нейтрино) слабо поглощаются калориметрами и распространяются за их пределы. Определение импульсов осуществляется за счет измерения кривизны треков мюонов, отклоненных в поле больших сверхпроводящих тороидальных магнитов. В области псевдобыстрот  $|\eta| \leq 1.4$  мюоны отклоняются магнитным полем большого центрального тороида, в области  $1.6 \leq |\eta| \leq 2.7$  — полем меньших по размеру торцевых тороидальных магнитов. На граничной области  $1.4 \leq |\eta| \leq 1.6$  отклонение производится комбинацией полей центрального и торцевого магнитов.

Основной характеристикой, влияющей на степень отклонения треков мюонов, а следовательно — и на разрешение измеряемых импульсов, является интеграл  $\int B dl$ , где  $B$  — величина компоненты индукции магнитного поля, перпендикулярная скорости мюона, а интегрирование ведется вдоль траектории мюона с бесконечно большим импульсом от самой внутренней до самой внешней плоскостей мюонных камер. В центральном тороиде эта величина варьируется в пределах от 1.5 до 5.5 Тл·м, а в торцевых тороидах — от 1 до 7.5 Тл·м. В переходной области  $1.4 \leq |\eta| \leq 1.6$  эта величина несколько меньше.

В центральной области мюонные камеры состоят из трех цилиндрических слоев, а в торцевых областях — из слоев, расположенных перпендикулярно оси пучка, по три слоя с каждого торца. Схема элементов мюонного спектрометра показана на рис. 1.6. В большей части диапазона псевдобыстрот прецизионные измерения координат треков мюонов по основному направлению изгиба их траекторий магнитным полем осуществляется т. н. мониторируемыми дрейфовыми трубками (Monitored Drift Tubes, MDT). Детектирующим элементом камер MDT являются газонаполненные дрейфовые трубки диаметром 30 мм, собственное координатное разрешение которых — порядка 80 мкм. Трубки объединены в группы по 3-4 слоя, причем в большинстве камер используется по две таких группы, что улучшает координатное разрешение одной камеры до 30-35 мкм. Камеры MDT используются в области псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2.7$ , за исключением внутренних торцевых слоев, где в области  $2.0 \leq |\eta| \leq 2.7$  в связи с более высокими потоками частиц вместо MDT используются т. н. катодные полосковые камеры (Cathode-Strip Chambers, CSC), предназначенные для больших нагрузок и обладающие лучшим временным разрешением.

Элементы CSC представляют собой многопроволочные пропорциональные камеры, катодные плоскости которых разделены на полоски, направленные параллельно анодным проволокам в одном из катодов, и перпендикулярно — в другом. Такая конфигурация позволяет измерять обе пространственные координаты с разрешением порядка 40 мкм в плоскости искривления трека и 5 мм — в поперечной плоскости.

Важным требованием к мюонной системе является реализация возможности триггирования по мюонным трекам. По этой причине наряду с камерами MDT и CSC, осуществляющими прецизионные измерения координат треков мюонов, в мюонном спектрометре ис-

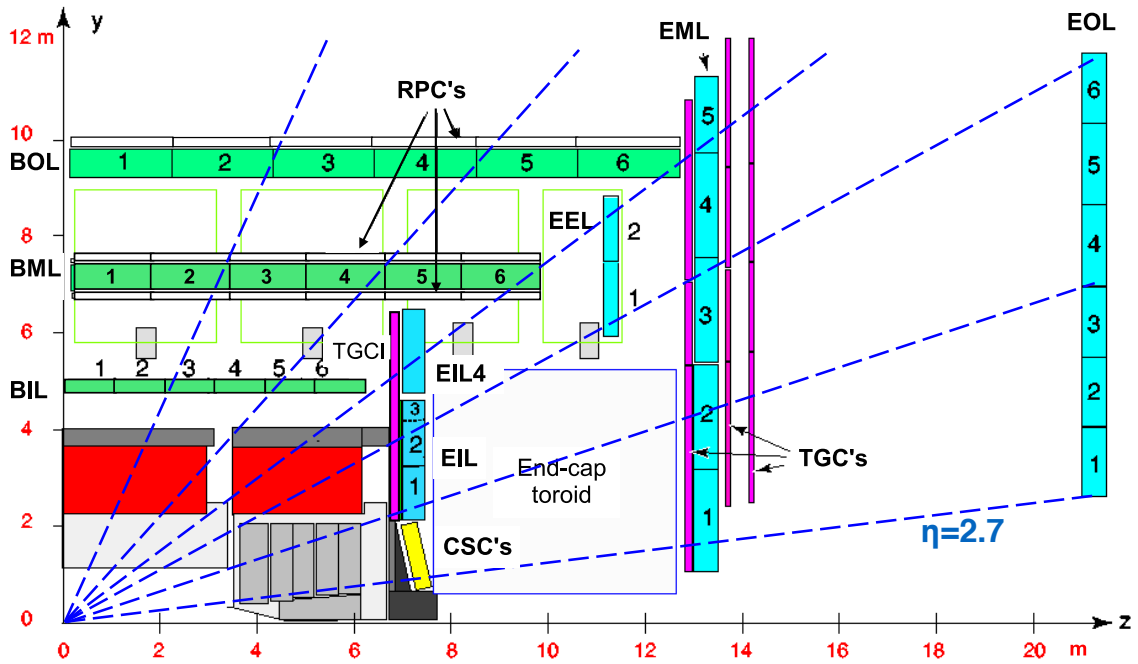


Рис. 1.6: Схема мюонного спектрометра ATLAS в проекции на плоскость  $z - r$ , где  $r$  — расстояние от оси пучка [14]. На рисунке отмечены камеры различного типа: RPC, TGC, CSC и MDT. Камеры MDT отмечены аббревиатурами типа «xxL», где первая буква принимает значения: «B» (barrel, центральная часть) и «E» (end-cap, торцевая часть); а вторая — «I» (inner, внутренний), «E» (extra, дополнительный), «M» (middle, средний) и «O» (outer, наружный).

пользуются также быстрые триггирующие камеры. В центральной части  $|\eta| \leq 1.05$  для этих целей используются камеры с резистивными пластинами (Resistive Plate Chambers, RPC), представляющие собой прямоугольные газовые камеры с параллельными плоскими электродами и, следовательно, однородным электрическим полем. В отличие от дрейфовых камер с проволочными электродами, в камерах RPC электроны первичной ионизации участвуют в образовании лавины одновременно — им не приходится сперва дрейфовать до усиливающей области, благодаря чему ими формируется один общий сигнал непосредственно после пролета заряженной частицы через область с газом.

В торцевой части детектора — в области псевдобыстрот  $1.05 \leq |\eta| \leq 2.4$  — триггирующими элементами мюонного спектрометра являются т. н. тонкоззорные камеры (Thin Gap Chambers, TGC), представляющие собой многопроволочные пропорциональные камеры, хорошее временное разрешение в которых обеспечивается для большинства треков благодаря высокому электрическому полю вокруг анодных проволок и небольшими расстояниями между электродами (оно составляет 1.8 мм между парой соседних проволок и 1.4 мм — между анодной проволокой и катодом). Важной дополнительной функцией камер TGC является измерение азимутальной координаты треков в дополнение к измерениям MDT.

### 1.3 Физические задачи эксперимента ATLAS

Основными физическими задачами эксперимента ATLAS являются обнаружение и измерение свойств бозона Хиггса, поиск новых частиц, не предсказываемых стандартной моделью (СМ), поиск проявлений суперсимметрии, теорий дополнительных измерений и других процессов за пределами СМ, прецизионные измерения параметров СМ и процессов квантовой хромодинамики (КХД) [15].

Теория электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу [16, 17, 18], лежащая в основе СМ, требует нарушения электрослабой симметрии для получения  $W$  и  $Z$ -бозонами масс. В рамках СМ эта симметрия нарушается за счет механизма Хиггса [19], что также требует существования скалярной нейтральной частицы — бозона Хиггса. Такая частица с массой порядка 125 ГэВ была обнаружена в 2012 г. коллаборациями ATLAS [20] и CMS [21]. По результатам данных сеанса Run-1 масса бозона Хиггса определена в совместном измерении коллабораций ATLAS и CMS в каналах  $H \rightarrow \gamma\gamma$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  и равна  $m_H = 125.09 \pm 0.21 \pm 0.11$  ГэВ, где первая неопределенность является статистической, а вторая — систематической [22]. Также важными измерениями в данной области являются измерения сечений рождения, вероятностей распадов по различным каналам и констант связи бозона Хиггса [23], значение которых чувствительно к гипотетическим проявлениям физики за пределами СМ.

Суперсимметрия (Supersymmetry, SUSY) является одним из наиболее теоретически предпочтительных расширений СМ. Это обосновано тем, что постулируемая в SUSY инвариантность теории относительно симметрии, преобразующей фермионы в бозоны и наоборот, позволяет избежать наличия квадратичных расходимостей в радиационных поправках к массе бозона Хиггса в СМ. Простейшим предсказанием SUSY является наличие для каждой частицы СМ частицы-партнера (суперпартнера) с отличным на  $\frac{1}{2}$  спином, причем в случае точной симметрии квантовые числа партнеров должны совпадать с квантовыми числами соответствующих частиц СМ. В связи с тем, что до сих пор не было обнаружено ни одного суперпартнера, очевидно, что суперсимметрия должна быть нарушена. Обычным подходом при построении суперсимметричных теорий является введение наименьшего возможного числа частиц-суперпартнеров и параметризация нарушающего суперсимметрию лагранжиана, как сумму всех возможных членов, не вносящих квадратичных расходимостей в теорию. Такой вариант SUSY называется минимальной суперсимметричной стандартной моделью (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) и описывается большим числом параметров ( $\sim 100$ ) [24]. Для сохранения барионного и лептонного квантовых чисел вводится т. н.  $R$ -четность — сохраняющееся квантовое число<sup>3</sup>, равное +1 для частиц СМ и  $-1$  — для их суперпартнеров.

Вследствие сохранения  $R$ -четности суперсимметричные частицы должны рождаться парами, а каждая из них должна распадаться до состояния наилегчайшего суперсимметричного партнера (Lightest SUSY Particle, LSP) — стабильной частицы, слабо взаимодействующей

<sup>3</sup>Существуют также суперсимметричные теории с нарушением сохранения  $R$ -четности.

с веществом и потому не оставляющей сигнала в детекторах. По этой причине характерным признаком событий с рождением суперпартнеров является большая упущенная поперечная энергия  $E_T^{\text{miss}}$ .

Еще одним интересным классом моделей физики за пределами СМ являются модели с дополнительными пространственными измерениями. Подобные модели предлагают решения проблемы иерархии, объяснения параметров матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ-матрицы) и масс фермионов, предлагают новые механизмы СР-нарушения и др. [25]. Простейшие рассуждения теории поля с дополнительными пространственными измерениями приводят к выводу, что у фундаментальных частиц должен существовать целый набор дополнительных массовых состояний, т. н. башня состояний Калуцы–Клейна (КК). Возможным проявлением таких теорий в экспериментах БАК является рождение КК-состояний гравитона, которые в связи с малыми сечениями взаимодействия с веществом детектора проявят себя как большая недостающая поперечная энергия. Кроме того, этими же КК-состояниями гравитона должны обмениваться частицы СМ, что, например, может повлиять на сечения процессов типа  $q\bar{q} \rightarrow gg$ . В обоих случаях константы связей отдельных КК-состояний с полями СМ малы, однако в связи с большим числом этих состояний их вклад в соответствующие процессы может быть значимым.

Отдельное место в физической программе эксперимента ATLAS занимает изучение адронов, содержащих  $b$  и  $c$ -кварки (т. н. физика  $b$ -адронов или  $B$ -физика). Измерение сечений рождения таких адронов, а также их спектроскопия позволяют проверить предсказания КХД для этих частиц в  $pp$ -соударениях на БАК. Основной упор программа  $B$ -физики в ATLAS делает на изучение слабых распадов  $b$ -адронов. В рамках СМ слабые распады описываются массами кварков и четырьмя независимыми параметрами ККМ-матрицы. Отклонение наблюдаемых характеристик таких процессов от предсказаний СМ может быть интерпретировано как косвенное наблюдение частиц физики за пределами СМ. Важными примерами таких процессов являются редкие распады  $B_d^0$  и  $B_s^0$  мезонов на пару мюонов [26, 27], вероятность которых может отличаться от предсказанной в СМ благодаря вкладам новых частиц, а также процессы смешивания  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  и  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  и СР-нарушения в их распадах [5, 28].

В программу физических задач эксперимента ATLAS также входит изучение процессов, происходящих в соударениях тяжелых ионов (Heavy Ion, HI). Такие соударения создают плотную и горячую материю, т. н. кварк-глюонную плазму (quark-gluon plasma, QGP), в которой кварки и глюоны пребывают в состоянии деконфайнмента. Первые результаты анализа HI-соударений на БАК показали наличие пространственной асимметрии в рождении пар адронных струй в соударениях с большой центральностью [29]. Такие корреляции не должны иметь место, если предположить отсутствие эффектов среды QGP, и следовательно говорят о наличии коллективных эффектов в периферических соударениях тяжелых ионов. Изучение свойств QGP важно для понимания непертурбативных процессов КХД и явления конфайнмента.

## 1.4 Модернизация БАК и ATLAS перед сеансом Run-2

В сеансе Run-1 работы БАК энергия  $pp$ -соударений достигла 8 ТэВ в системе центра масс, а пиковая светимость —  $7.7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  (рис. 1.7). В 2013 г., после удачного завершения сеанса Run-1, начался т. н. первый период длительной остановки БАК и его экспериментов (Long Shutdown 1, LS1). В течение LS1 были проведены работы по модернизации БАК и его экспериментов.

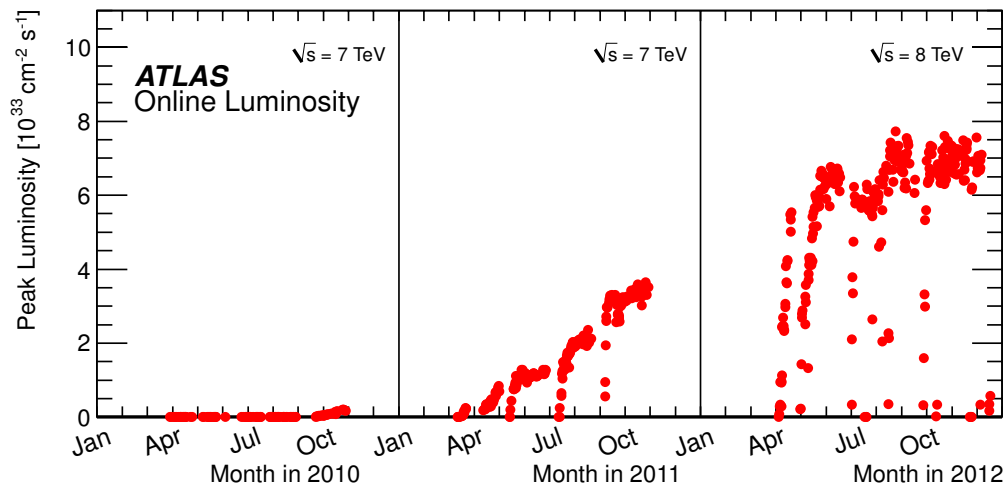


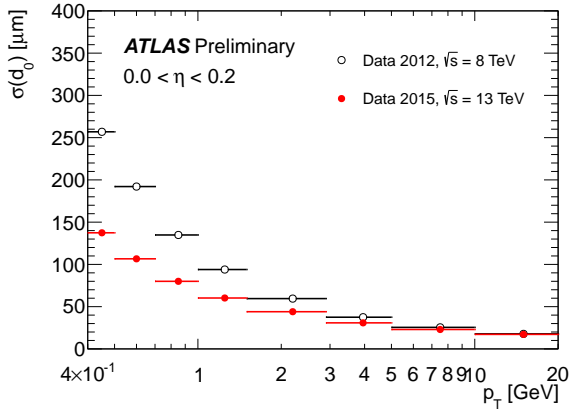
Рис. 1.7: Зависимость пиковой светимости от времени в эксперименте ATLAS в сеансе Run-1

Усовершенствование БАК заключалось в подготовке его систем к работе при энергии  $pp$ -соударений 13 ТэВ в системе центра масс и светимости  $1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . При таких условиях среднее число взаимодействий пар протонов за одно пересечение их сгустков (явление наложения событий, pile-up) достигает  $\sim 40$ . Также планировалось перейти от временного интервала между соударениями сгустков протонов в 50 нс к номинальному — 25 нс.

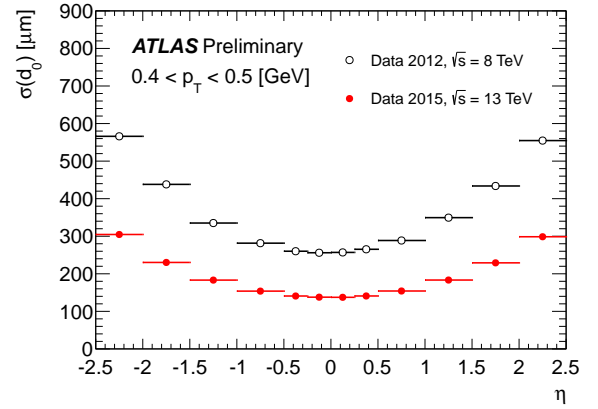
Главной модификацией ATLAS стало введение дополнительного слоя полупроводниковых детекторов в область между пучком и внутренним слоем пиксельного детектора, т. н. вставной В-слой (Insertable B-Layer, IBL), с целью повысить координатное разрешение внутреннего детектора. На рис. 1.8 показаны зависимости разрешения поперечного прицельного параметра треков от поперечного импульса и псевдобыстроты до и после введения IBL. Видно, что установка IBL улучшает разрешение до двух раз в области малых  $p_T$  и в торцевых частях детектора.

Такие же зависимости для продольного прицельного параметра показаны на рис. 1.9. Видно, что разрешение по продольному прицельному параметру значительно улучшается для треков с большими значениями псевдобыстроты. Хорошее продольное координатное разрешение играет важную роль в реконструкции событий с большим числом вершин первичных  $pp$ -взаимодействий, что соответствует условиям работы БАК и ATLAS в сеансе Run-2.

Значительных изменений претерпел триггер эксперимента ATLAS. В течение сеанса Run-1 он представлял собой трехуровневую систему, первый уровень которой являлся аппаратным триггером (Level-1, L1), а два других — триггер второго уровня (Level-2, L2) и фильтр со-

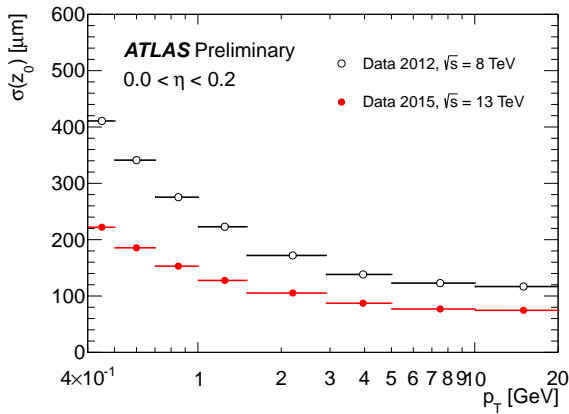


(a)

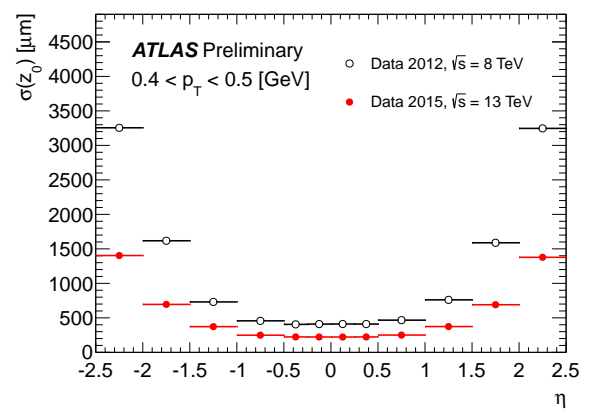


(b)

Рис. 1.8: Зависимость разрешения по поперечному прицельному параметру от  $p_T$  (a) и  $\eta$  (b) по данным 2012 г. (до введения IBL) и 2015 г. (после введения IBL)



(a)



(b)

Рис. 1.9: Зависимость разрешения по продольному прицельному параметру от  $p_T$  (a) и  $\eta$  (b) по данным 2012 г. (до введения IBL) и 2015 г. (после введения IBL)

бытий (Event Filter, EF), объединяемых в т. н. триггер высокого уровня (High Level Trigger,HLT), — были реализованы в виде программных алгоритмов, выполняемых на вычислительных фермах. Триггер L1 состоял из мюонной [30] и калориметрической подсистем и центрального триггерного процессора (Central Trigger Processor, CTP). В сеансе Run-2 триггер первого уровня также содержит новый топологический модуль, позволяющий рассчитывать производные физические параметры с частотой соударений БАК — 40 МГц. Этими параметрами могут быть углы раствора между реконструируемыми объектами, инвариантные и поперечные массы и скалярные суммы поперечных импульсов объектов. Использование топологического триггера позволяет значительно сократить возрастающие в условиях сеанса Run-2 потоки событий на аппаратном уровне L1. Еще одним важным изменением при переходе к сеансу Run-2 было объединение процессорных ферм, используемых уровнями L2 и EF. Новый объединенный HLT позволяет динамически распределять ресурсы между этими уровнями, что также значительно оптимизирует процесс отбора событий.

В течение LS1 были также проведены работы по модификации детектора TRT. За период его эксплуатации в сеансе Run-1 в некоторых модулях TRT образовались утечки активной газовой смеси ( $\text{Xe}/\text{CO}_2/\text{O}_2 : 70/27/3$ ), устранение которых не представляется возможным в связи с физической недоступностью соответствующих областей детектора. К концу 2012 г. скорость утечек составляла  $\sim 200$  л/день. В связи с дороговизной ксенона в качестве решения данной проблемы была произведена замена газовой смеси в некоторых модулях TRT на альтернативную и более дешевую смесь на основе аргона ( $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{O}_2 : 70/27/3$ ). Эта модификация была осуществлена лишь в наиболее подверженных утечкам модулях, где негативное влияние подобной замены на качество идентификации электронов минимально (см. гл. 2).



## Глава 2

# Трековый детектор переходного излучения TRT ATLAS

## 2.1 Структура и принцип работы TRT, задачи TRT в эксперименте ATLAS

Трековый детектор переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT) [31] является самой внешней из подсистем внутреннего детектора ATLAS. Он представляет собой набор тонкостенных дрейфовых трубок (straw) диаметром 4 мм, расположенных вдоль оси пучка в центральной части и перпендикулярно оси пучка — в торцевых частях (рис. 1.4 и 1.5). Слои трубок объединяются в модули; в центральной части TRT находится три слоя таких модулей, а торцевых частях — по 14 слоев (дисков) с каждой стороны. Временной анализ сигнала трубок позволяет определить расстояние от трека заряженной частицы до анода (рис. 2.1a), причем собственное пространственное разрешение одной трубки составляет порядка 130 мкм. Детектор TRT позволяет измерять до 36 координат трека заряженной частицы. В центральной части детектора трубки TRT способны определять  $(R - \phi)$ -координату трека, а в торцевых частях —  $(z - \phi)$ . Определенные с помощью TRT координаты дополняют измерения пиксельного и микрострипового детекторов, что обеспечивает надежную реконструкцию треков. Меньшая по сравнению с прецизионными полупроводниковыми детекторами пространственная точность трубок компенсируется их количеством и большей длиной измеряемой части трека.

Помимо пространственных измерений, TRT позволяет идентифицировать электроны с помощью переходного излучения (рис. 2.1b). Пространство детектора между трубками заполнено радиатором — веществом с переменным показателем диэлектрической проницаемости (рис. 2.1c). Пересекая такое вещество, релятивистские заряженные частицы испускают рентгеновские фотоны переходного излучения, интенсивность которого пропорциональна лоренц-фактору частицы  $\gamma$ , а угол испускания фотонов относительно направления движения частицы мал и пропорционален  $1/\gamma$  [32]. Поскольку масса электронов на два-три порядка меньше масс других заряженных частиц, при равных энергиях их лоренц-фактор, а следова-

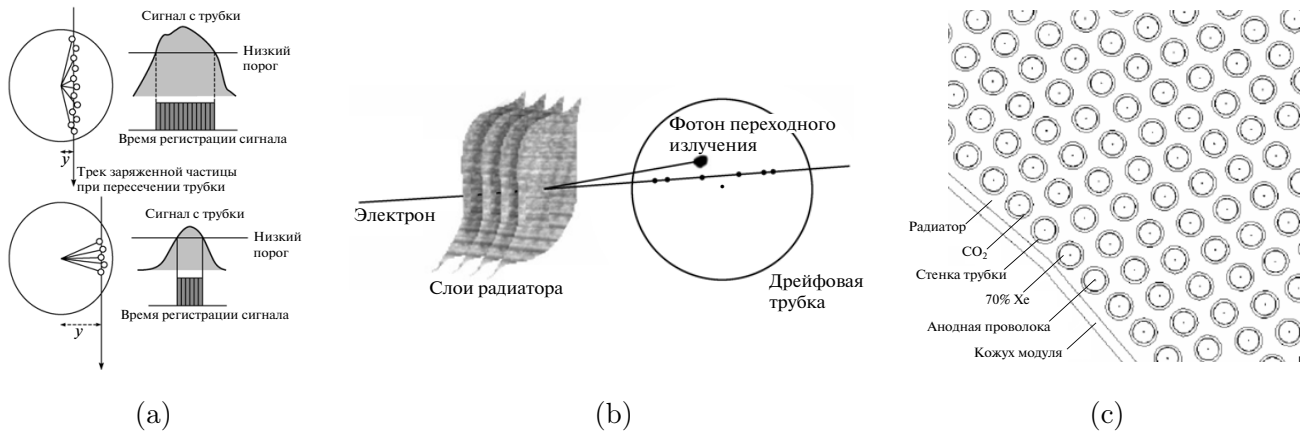


Рис. 2.1: Схема прохождения заряженной частицы через трубку TRT (а); принцип регистрации испущенного электроном фотона переходного излучения (б); схема модуля центральной части TRT (с) [31]

тельно и количество испускаемого в направлении движения частицы переходного излучения, значительно больше. Это позволяет идентифицировать электроны путем регистрации фотонов переходного излучения.

Дискриминатор сигнала трубок TRT настроен на два порога: низкий порог (Low Threshold, LT,  $\sim 300$  эВ) для регистрации ионизационных потерь частицы и высокий (High Threshold, HT,  $\sim 5 - 6$  кэВ) для детектирования фотонов переходного излучения [32]. Время записи сигнала трубки для одного события составляет 75 нс. Сигнал высокого порога записывается трижды за это время в интервалах по 25 нс, а сигнал низкого порога — 24 раза в интервалах по 3.125 нс. Это дает достаточную для временного анализа гранулярность записываемого сигнала.

Как было сказано выше, электроны испускают значительно больше рентгеновского переходного излучения в направлении своего движения, чем другие заряженные частицы при той же энергии. Поглощаясь в веществе активной газовой смеси трубок TRT, фотоны переходного излучения производят сигнал ионизации, достаточный для срабатывания высокого порога дискриминатора. На рис. 2.2а показана вероятность преодоления высокого порога сигналами различных частиц в зависимости от их лоренц-фактора. Видно, что для электронов с импульсом  $p \gtrsim 4$  ГэВ она составляет 20 – 25%, тогда как для пионов с импульсом  $p \lesssim 50$  ГэВ — лишь 4 – 5%. Эта вероятность влияет на долю сигналов TRT с преодолением высокого порога (High-threshold fraction, fHT) по отношению к общему числу сигналов TRT (сигналов с преодолением низкого порога) на треке частицы. Распределение величины fHT для электронов и пионов с импульсами  $4 < p < 20$  ГэВ показано на рис. 2.2б. Видно, что для электронов эта доля больше, чем для пионов, что позволяет идентифицировать электроны путем введения требования на минимальное значение величины fHT.

Информация о преодолении сигналами TRT высокого порога используется не только для идентификации электронов. Измерения высокого порога дискриминатора TRT позволяют также осуществлять поиск т. н. долгоживущих сильно ионизирующих частиц (Highly Ionizing

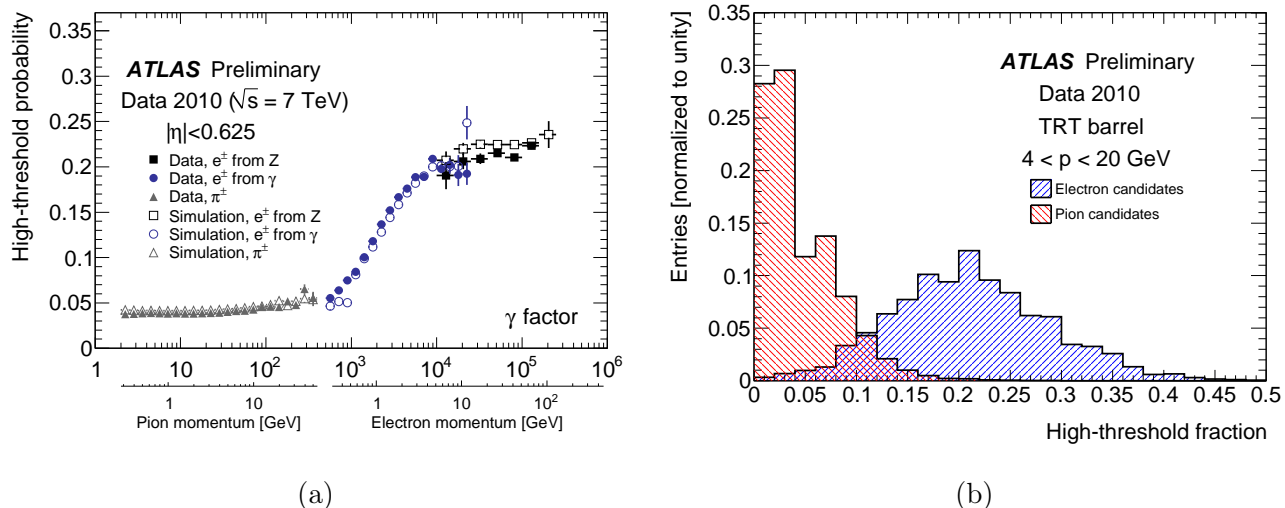


Рис. 2.2: Зависимость вероятности преодоления высокого порога сигналами электронов и пионов от их лоренц-фактора (a); распределение долей сигналов TRT с высоким порогом на треке для электронов и пионов (b) по первым данным  $pp$ -соударений 2010 г. при энергии 7 ТэВ [33].

Particle, HIP) [34]. К таким частицам можно отнести магнитные монополи и частицы с большим электрическим зарядом, обнаружение которых также входит в программу физических задач эксперимента ATLAS. Сигнатура долгоживущих HIP-частиц существенно отличается от сигнатур хорошо известных объектов, таких как электроны, мюоны или адронные ливни, и потому остается незамеченной в анализах, использующих лишь эти объекты. Пересекая трубки детектора переходного излучения, HIP-частицы должны осуществлять достаточную для преодоления высокого порога ионизацию как в этих трубках, так и соседних с ними за счет высокоэнергичных дельта-электронов. По этой причине информация о большом количестве сигналов с высоким порогом используется для поиска долгоживущих HIP-частиц.

## 2.2 Моделирование условий регистрации переходного излучения при использовании Ar и Kr смесей в TRT

### 2.2.1 Роль активной газовой смеси для выполнения задачи TRT

В ходе сеанса Run-1 работы БАК в трубках TRT использовалась активная газовая смесь на основе ксенона ( $\text{Xe}/\text{CO}_2/\text{O}_2 : 70/27/3$ ). Такой выбор обусловлен способностью ксенона эффективно поглощать фотоны переходного излучения. В течение 2012 г. в местах выхода газа из модулей TRT образовалось несколько утечек. Как показали дальнейшие исследования, наиболее вероятной причиной этих утечек является коррозия материала (PEEK<sup>1</sup>) наружных трубок вследствие взаимодействия с озоном, образующимся в электронных лавинах в трубках детектора [8]. К концу сеанса Run-1 скорость утечек составила  $\sim 200$  л/день, что в

<sup>1</sup><http://en.wikipedia.org/wiki/PEEK>

силу высокой стоимости газовой смеси на основе ксенона привело к ее замене в некоторых модулях TRT на более дешевую смесь на основе аргона ( $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{O}_2 : 70/27/3$ ).

Сечение фотопоглощения в характерной энергетической области переходного излучения в детекторе TRT (3 – 30 кэВ) для аргона меньше, чем для ксенона [32]. Данное различие обосновано меньшим зарядом  $Z$  ядра атома аргона по сравнению с зарядом ксенона. Для фотонов, способных поглотиться на К-оболочке, сечение фотопоглощения пропорционально  $\sim Z^5$ , что дает отношение сечений для аргона и ксенона, равное  $3^5 = 243$ . Поскольку характерная энергия переходного излучения больше энергии К-оболочки аргона ( $\sim 3$  кэВ), но меньше этой энергии для ксенона ( $\sim 35$  кэВ), где фотоны переходного излучения поглощаются на L-оболочке, сечения фотопоглощения в характерной энергетической области для двух газов отличаются на один порядок (рис. 23 из [32]).

В связи с меньшим сечением поглощения рентгеновских фотонов у аргона по сравнению с ксеноном такая замена приводит к ухудшению эффективности идентификации электронов в TRT. По этой причине выбор модулей с альтернативной газовой смесью осуществлялся исходя из соображений минимизации этого негативного эффекта. Кроме того, дополнительно изучалась возможность использования газовой смеси на основе криптона ( $\text{Kr}/\text{CO}_2/\text{O}_2 : 70/27/3$ ), т. к. этот газ, все еще уступая ксенону, обладает лучшим фотопоглощением, чем аргон.

## 2.2.2 Монте-Карло модель TRT в ATLAS

Монте-Карло (Monte-Carlo, MC) модель TRT входит в стандартные пакеты ПО эксперимента ATLAS (программную среду ATHENA) и используется при полной симуляции прохождения частиц через вещество детектора. Такое моделирование необходимо как для оптимизации параметров работы различных подсистем установки ATLAS, так и для выполнения большинства задач физического анализа. Оно проходит в несколько этапов. На первом этапе осуществляется моделирование  $pp$ -соударений. Данный этап является специфичным для различных физических задач, и на нем могут использоваться различные генераторы, отвечающие требованиям конкретной задачи. Результатом первого этапа является формат данных EVNT, в котором содержится информация о смоделированных  $pp$ -соударениях, об участвующих в них короткоживущих и долгоживущих частицах.

На втором этапе осуществляется симуляция (simulation) распространения долгоживущих частиц-продуктов  $pp$ -соударений через вещество детектора<sup>2</sup>. Для этого используются средства ПО эксперимента ATLAS [35], основанные на пакете GEANT4 [36]. Результаты второго этапа хранятся в формате HITS в виде информации о распространявшихся долгоживущих и порожденных ими вторичных частицах и вершинах их взаимодействий с веществом детектора.

Следующим шагом является моделирование откликов подсистем детектора — т. н. оцифровка (digitization). Получаемые в результате этого этапа данные содержат информацию, идентичную поступающей с детектора, в дополнение к сведениям о частицах, родившихся

<sup>2</sup>Здесь и далее под словосочетанием «этап симуляции» подразумевается именно данный этап.

на этапе моделирования  $pp$ -соударения и симуляции прохождения частиц через вещество детектора.

### 2.2.3 Внедрение Ar-смеси в Монте-Карло модель TRT

Замена активной газовой смеси в модулях TRT требует соответствующей модификации программных пакетов Монте-Карло модели детектора. Информация о веществе, заполняющем пространство трубок TRT, учитывается как на этапе симуляции, где от параметров вещества зависят ионизационные потери частиц и вероятности поглощения фотонов, так и на этапе оцифровки, где моделируется дрейф электронов к аноду. Следовательно, корректный учет новой смеси требует изменения программных пакетов, отвечающих за каждый из этих этапов.

Инфраструктура ПО эксперимента ATLAS организована таким образом, что информация о состоянии и условиях работы детектора хранится в специальных базах данных условий (Conditions Database, CondDB) и считывается из этих баз на этапах симуляции и оцифровки [35]. Этой же парадигме необходимо следовать при описании заполнения модулей TRT альтернативными газовыми смесями: информация о наличии той или иной смеси в различных модулях TRT должна храниться в базе данных условий и считываться на этапах симуляции и оцифровки. Внедрение такого функционала являлось трудоемкой задачей, поэтому было принято решение проводить первые исследования по упрощенной схеме: информация о газовой смеси на основе аргона была временно внедрена непосредственно в программный код пакетов, отвечающих за этапы симуляции и оцифровки. Такое решение позволило провести проверку корректности работы модели с новой газовой смесью и предварительную настройку ее параметров.

В первую очередь было решено изучить возможность использования эффективной модели, где на этапе симуляции во всех модулях TRT использована газовая смесь на основе ксенона, а наличие смеси с аргоном учитывается лишь на этапе оцифровки. Обоснованием такого подхода является тот факт, что ионизационные потери заряженных частиц в газе TRT рассчитываются именно на этапе оцифровки, а от этапа симуляции используется лишь информация о координатах пролетающих заряженных частиц и поглощаемых фотонах. Меньшую вероятность поглощения фотонов в аргоне в таком подходе можно описать путем игнорирования на этапе оцифровки вкладов от некоторой доли фотонов переходного излучения. Использование такой эффективной модели позволило бы существенно снизить затраты на внедрение нового функционала в программные пакеты Монте-Карло модели TRT.

Для изучения эффективной модели было проведено полное моделирование прохождения через детектор ATLAS электронов и мюонов с импульсами  $p = 20$  ГэВ, равномерно распределенных по углу  $\phi$  и в области псевдобыстрот  $|\eta| \leq 0.7$ . Исследуемым параметром являлась вероятность преодоления высокого порога (HT probability)<sup>3</sup> в зависимости от номера

<sup>3</sup>Вероятность преодоления высокого порога (HT probability) определяется как отношение числа сигналов с высоким порогом к общему числу сигналов (сигналов с низким порогом) в данном модуле/слое трубок. Не следует путать эту величину с долей сигналов с высоким порогом на треке частицы (fHT).

слоя трубок центральной части TRT в сравнении для эффективной и полноценной моделей. Результаты моделирования, соответствующие конфигурации, при которой внутренний слой модулей TRT (слои трубок 0 – 18) заполнен аргоном, а остальные модули (слои трубок 19 – 72) — ксеноном, представлены на рис. 2.3.

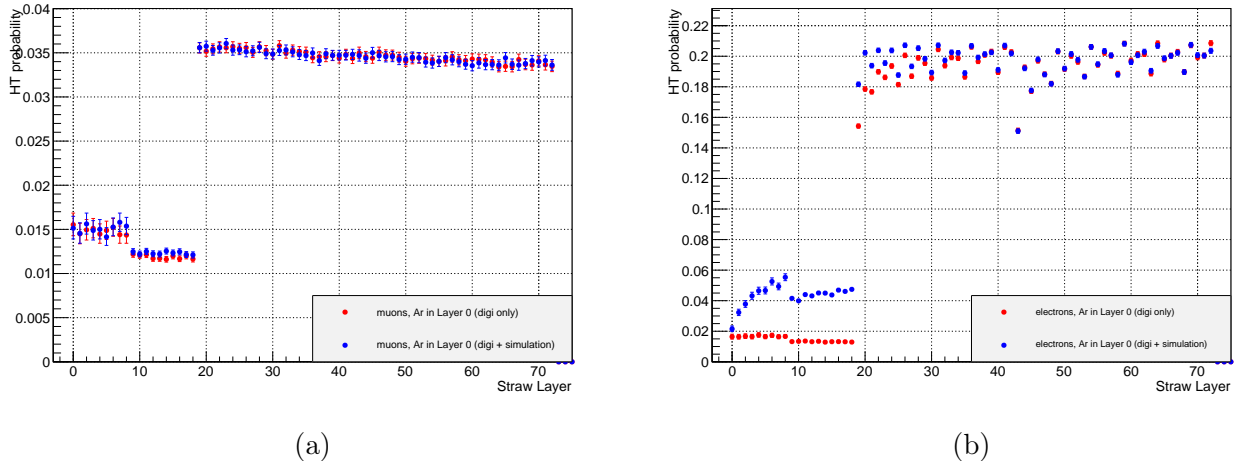


Рис. 2.3: Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов (а) и электронов (б) в зависимости от номера слоя трубок центральной части TRT в сравнении для эффективной (красные точки) и полноценной (синие точки) моделей. Расстояние от оси пучка возрастает вместе с номером слоя трубок. Внутренний слой модулей TRT (слои трубок 0 – 18) заполнен аргоном, остальные модули — ксеноном.

Из рис. 2.3а видно, что для мюонов результаты обеих моделей идентичны. Это не удивительно: мюоны практически не испускают фотонов переходного излучения, и поэтому вероятность преодоления их сигналами высокого порога определяется лишь ионизационными потерями. Как было сказано выше, ионизационные потери частиц рассчитываются на этапе оцифровки, где в обеих моделях газовая конфигурация одинакова. По этой причине различия газовой конфигурации между двумя моделями на этапе симуляции не сказываются на вероятности преодоления высокого порога.

В случае же с электронами (рис. 2.3б) различия в результатах видны. В трубках с аргоном (слои 0 – 18) из-за меньшей вероятности поглощения фотонов переходного излучения происходит их накопление с ростом номера слоя. В результате вероятность преодоления высокого порога постепенно растет с ростом потока фотонов. Кроме того, избыток фотонов, которые не были поглощены в аргоновых модулях, проявляет себя и в увеличении вероятности в соседних трубках с ксеноном (слои 19 – 30). Такой эффект невозможно описать в неполноценной модели, где на этапе симуляции весь детектор TRT заполнен ксеноном и накопления фотонов переходного излучения не происходит.

Следовательно, необходимо полноценное внедрение газовой смеси на основе аргона в Монте-Карло модель TRT как на этапе оцифровки, так и на этапе симуляции. Соответствующие работы были успешно выполнены в ходе подготовки к сеансу Run-2.

## Проблема двойного учета дельта-электронов

Первой проверкой модели TRT с новой газовой смесью на основе аргона было сравнение результатов ее предсказаний с предсказаниями модели на основе программного пакета Garfield [37, 38]. Пакет Garfield использует модель газовой ионизации, аналогичную используемой на этапе оцифровки сигналов TRT в среде ATHENA, но более аккуратно моделирует дрейф электронов. Для сравнения использовалась вероятность преодоления высокого порога сигналами от мюонов с импульсом  $p = 20$  ГэВ в трубках с аргоном в зависимости от величины высокого порога. Результаты предсказаний Garfield и ПО эксперимента ATLAS (ATHENA) показаны на рис. 2.4.

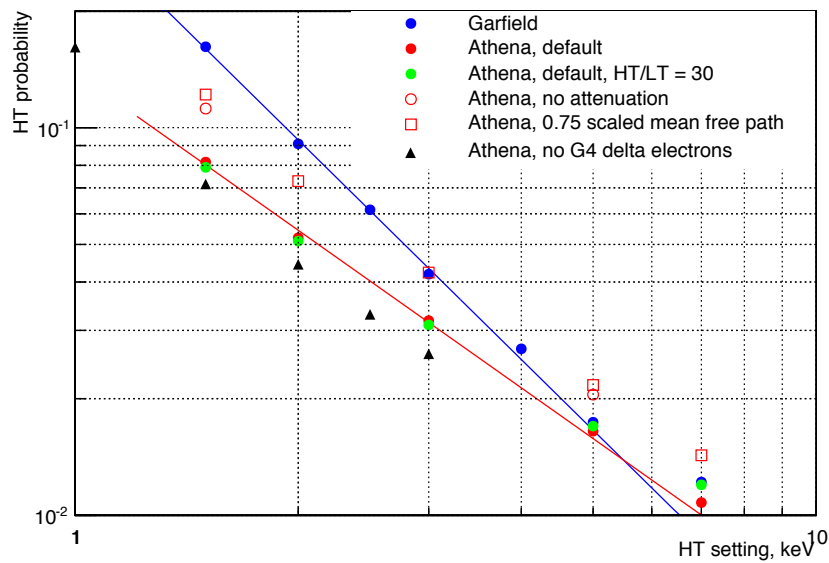


Рис. 2.4: Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов с импульсом  $p = 20$  ГэВ в трубках с аргоновой смесью в зависимости от величины высокого порога по результатам моделирования средствами ПО эксперимента ATLAS и в программном пакете Garfield [37, 38]. Результаты Garfield — синие круги; результаты ПО эксперимента ATLAS: с настройками по умолчанию — красные полные круги; с одновременным изменением низкого и высокого порогов ( $\frac{HT}{LT} = 30$ ) — зеленые круги; с отключением эффекта затухания сигнала при распространении по аноду — красные пустые круги; с уменьшенной на 25% длиной свободного пробега заряженных частиц в газе — красные пустые квадраты; с завышенным порогом рождения дельта-электронов в GEANT4 на этапе симуляции — черные треугольники.

Из рис. 2.4 видно, что результаты ATHENA с параметрами по умолчанию (красные полные круги) и Garfield (синие полные круги) плохо согласуются. Различные попытки добиться лучшего соответствия включали в себя вариации низкого порога (зеленые полные круги), изменение моделирования затухания распространяющегося по аноду сигнала (красные пустые круги) и модификация средней длины свободного пробега частиц в веществе активной газовой смеси (красные квадраты). Все эти модификации предпринимались на этапе оцифровки. Результаты этих попыток также отображены на рис. 2.4. Видно, что подобные изменения

вливают на вероятность лишь в виде дополнительного общего фактора (что в логарифмическом масштабе выглядит как смещение всех точек на одно и то же расстояние по вертикали), слабо влияя на наклон зависимости.

Такие различия между результатами Garfield и ATHENA и невозможность их устранения на этапе оцифровки стали основанием для поиска возможных проблем в алгоритмах этапа симуляции. При этом была выявлена проблема, связанная с двойным учетом дельта-электронов. Как было сказано выше, ионизационные потери частиц рассчитываются на этапе оцифровки. Эффективная модель ионизации на этом этапе учитывает процессы, происходящие со вторичными частицами в газе с энергиями до  $\sim 100$  кэВ. Одновременно с этим на этапе симуляции в GEANT4 моделируется испускание вторичных частиц — дельта-электронов — ионизирующими частицами, энергия которых превышает определенный для данного материала порог. Т. к. область до  $\sim 100$  кэВ описывается ионизационной моделью на этапе оцифровки, необходимо использовать порог испускания дельта электронов в газе на этом же уровне. Тем не менее, используемый в ATHENA порог для газов TRT в настройках по умолчанию был значительно ниже — порядка 2 кэВ, что приводило к двойному учету дельта-электронов в модели TRT. Как видно из рис. 2.4, после исправления этой проблемы результаты моделирования в ATHENA (черные треугольники) имеют наклон, значительно более близкий к наклону результатов Garfield.

Производилось также сравнение результатов моделирования в ATHENA с реальными данными соударений протонов с ионами свинца, набранных в начале 2013 г. при заполнении некоторых модулей детектора TRT газовой смесью на основе аргона (рис. 2.5) и при четырех различных напряжениях на трубках с аргоном: 1449 В, 1470 В, 1490 В, 1500 В. Каждому из этих напряжений соответствует свой коэффициент газового усиления [39], который также был измерен. Изменение газового усиления эквивалентно изменению эффективного порога дискриминатора, причем отношение коэффициентов усиления равняется обратному отношению эффективных порогов. Таким образом, хотя сами эффективные высокие пороги для аргоновых модулей в этих данных неизвестны, известными являются их взаимные отношения.

Результаты сравнения вероятности преодоления высокого порога в трубках с аргоном сигналами от мюонов с импульсом  $p = 20$  ГэВ в зависимости от величины высокого порога показаны на рис. 2.6. Видно, что после исправления проблемы двойного учета дельта-электронов результаты моделирования лучше соответствуют данным 2013 г.

### **Калибровка параметров Ar-смеси**

Внедрение новой газовой смеси — смеси на основе аргона — в Монте-Карло модель TRT в ATHENA требует настройки модельных параметров этой смеси. Такими параметрами являются значения эффективных высоких порогов регистрации фотонов переходного излучения, соответствующих различным напряжениям на трубках TRT при наборе данных в 2013 г., а также эффективность регистрации переходного излучения — доля поглощенных газом фотонов, учитываемых на этапе оцифровки. Введение в модель этой эффективности необходимо



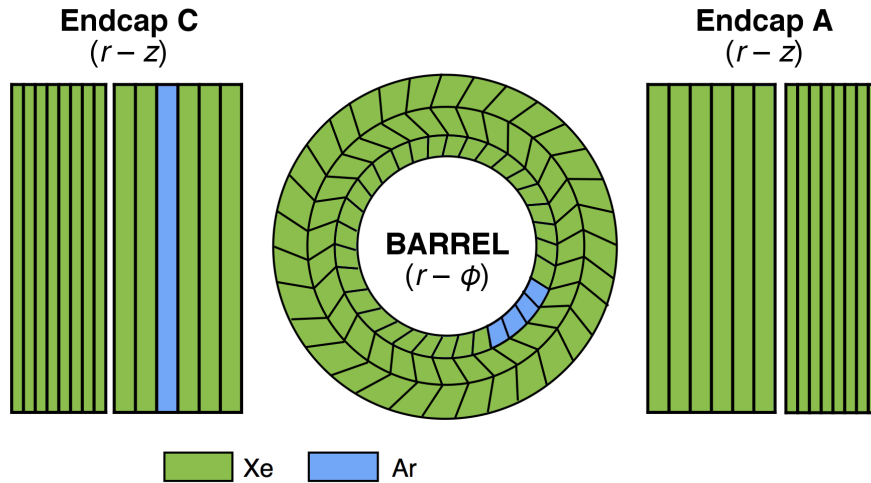


Рис. 2.5: Схема заполнения различных модулей TRT газовыми смесями на основе ксенона и аргона во время набора данных столкновений протонов с ионами свинца в начале 2013 г.

для компенсации возможных неточностей в количестве и спектре генерируемых в GEANT4 фотонов переходного излучения.

Как уже было сказано, отношение высоких порогов между наборами данных с различными напряжениями на трубках определяется отношениями измеренных коэффициентов газового усиления для этих наборов. Следовательно, для каждого типа модулей TRT с аргоновой смесью есть по одному свободному параметру — общему фактору  $f_i$ , определяющему значение высоких порогов для всех рабочих напряжений, где индекс  $i$  определяет тип модуля:  $i = \text{«barrel»}$  для центрального модуля и  $i = \text{«endcap»}$  или «ЕС» — для торцевого<sup>4</sup>.

Для строгого проведения калибровки факторов  $f_i$  было проведено полное моделирование сигналов от мюонов со спектрами по  $p_T$  и  $\eta$ , идентичными соответствующим спектрам мюонов, использованных при анализе данных 2013 г. Модельные зависимости вероятности преодоления высокого порога от его значения для сигналов мюонов были профитированы степенной функцией (прямая в логарифмическом масштабе), а для соответствующих экспериментальных точек были построены функционалы хи-квадрат:

$$\chi_i^2(f_i) = \sum_j \frac{(p_i^{\text{MC}}(f_i \cdot \text{HT}_j^0) - p_{ij})^2}{\sigma_{ij}^2}, \quad (2.1)$$

где  $p_i^{\text{MC}}(\text{HT})$  — значение результата фитирования модельной зависимости для  $i$ -ого модуля в точке HT,  $\text{HT}_j^0$  — значение высокого порога для  $j$ -ого рабочего напряжения в точке отсчета  $f_i = 1$  (соответствует положениям экспериментальных точек на рис. 2.6),  $p_{ij}$  — вероятность преодоления высокого порога в  $i$ -ом модуле для  $j$ -ого рабочего напряжения, а  $\sigma_{ij}$  — погрешность этой вероятности. Оптимальные значения факторов  $f_i$  были определены путем минимизации функционалов  $\chi_i^2$ , причем, эта минимизация была проведена двумя способами.

<sup>4</sup>Факторы  $f_i$  определены таким образом, что значение  $f_i = 1$  соответствует положению экспериментальных точек на рис. 2.6, где общий множитель был подобран не строгим образом, а лишь для визуального наложения модельных и экспериментальных точек.

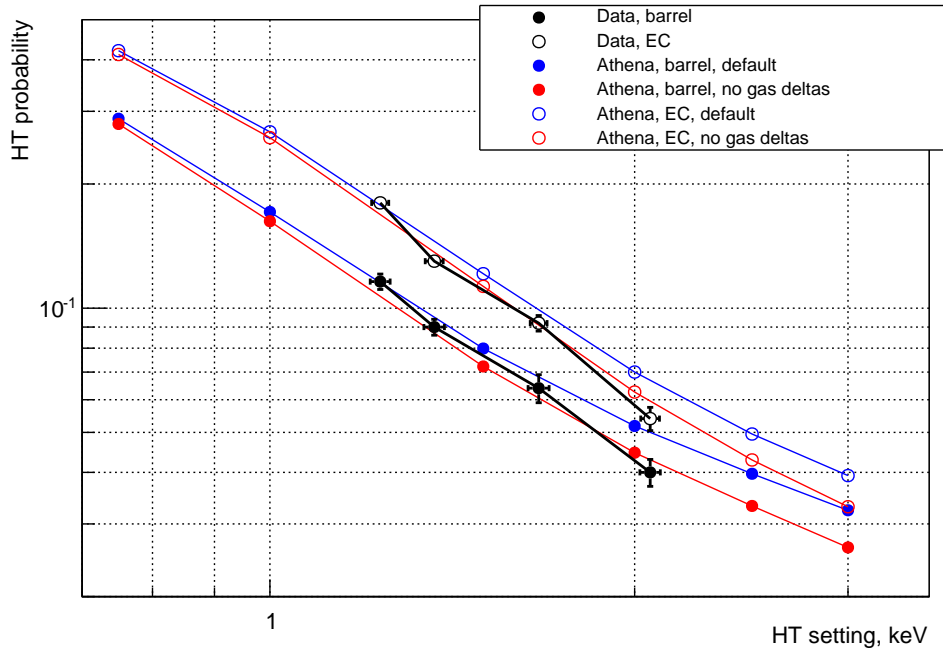


Рис. 2.6: Вероятность преодоления высокого порога в трубках с аргоном сигналами от мюонов с импульсом  $p = 20$  ГэВ в зависимости от величины высокого порога до (синие круги) и после (красные круги) решения проблемы двойного учета дельта-электронов в сравнении с данными 2013 г. (черные круги). Сравнение приводится для центральной (полные круги) и торцевой (пустые круги) частей. Отношение эффективных порогов для данных 2013 г. определено из отношений газовых усилений, а общий фактор подобран для совмещения с результатами моделирования в ATHENA. Использовано упрощенное предположение, что общий фактор одинаков для центральных и торцевых модулей.

В первом случае она проводилась независимо для центральной («barrel») и торцевой («EC») частей детектора (рис. 2.7a). Во втором случае была предположена независимость от типа газовой смеси отношения высоких порогов между центральной и торцевой частями детектора. Такое предположение позволяет использовать соответствующее отношение для этих модулей при их заполнении ксеноном, равное 0.969. Результат минимизации с учетом этого предположения показан на рис. 2.7b. Видно, что между рис. 2.7a и 2.7b нет заметной разницы. На самом деле, результат независимой для разных модулей минимизации функционалов  $\chi_i^2$  дает отношение  $f_{\text{barrel}}/f_{\text{EC}} = 0.97 \pm 2\%$ , что согласуется с указанным выше отношением для ксенона.

Для определения эффективностей регистрации переходного излучения в аргоне было проведено полное моделирование сигналов электронов со спектрами по  $p_T$  и  $\eta$ , идентичными соответствующим спектрам электронов, использованных при анализе данных 2013 г. На рис. 2.8 показаны результаты такого моделирования при различных значениях эффективностей регистрации переходного излучения. Видно, что согласование с данными улучшается при уменьшении этой эффективности от ее стандартного значения для ксенона (95%) до 55% для центральной части TRT и от 100% до 90% — для торцевой. В дальнейшем значение

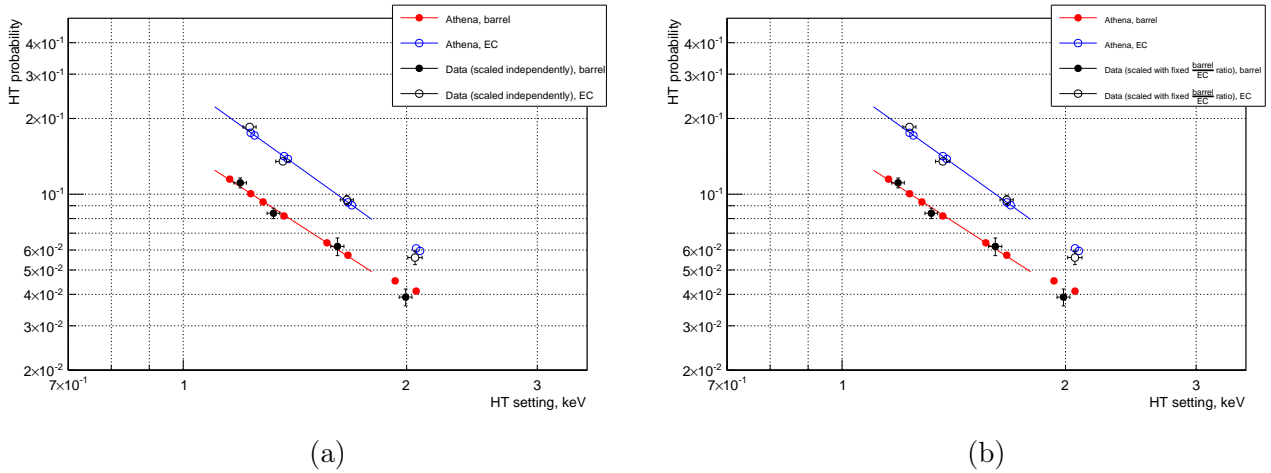


Рис. 2.7: Вероятность преодоления высокого порога в трубках с аргоном сигналами от мюонов в зависимости от величины высокого порога по результатам АТЕНА и по данными 2013 г. после определения калибровочных факторов  $f_i$  независимо для центральной («barrel») и торцевой («EC») частей детектора (а) и с учетом соотношения  $f_{\text{barrel}}/f_{\text{EC}} = 0.969$  (б).

эффективности регистрации переходного излучения было уточнено для торцевой части и составило 80%.

Полные результаты калибровки параметров смеси на основе аргона представлены в таблице 2.1. Соответствующие им вероятности преодоления высокого порога сигналами мюонов и электронов в зависимости от номеров слоев трубок для центральной и торцевой частей TRT в сравнении для данных и АТЕНА представлены в прил. А.

| Рабочее напряжение, В | Значение высокого порога, эВ                    |   |                |
|-----------------------|---|---|----------------|
|                       | Центральная часть, короткие трубки (слои 0 – 8) | Центральная часть, длинные трубки (слои 9 – 18) | Торцевая часть |
| 1500                  | 1315  | 1171  | 1203           |
| 1490                  | 1560  | 1356  | 1397           |
| 1470                  | 1882  | 1590  | 1649           |
| 1449                  | 2415  | 2028  | 2118           |
| Модуль                | Эффективность регистрации переходного излучения |   |                |
| Центральный           | 55%   |   |                |
| Торцевой              | 80%   |   |                |

Таблица 2.1: Результаты калибровки параметров смеси на основе аргона в Монте-Карло модели TRT

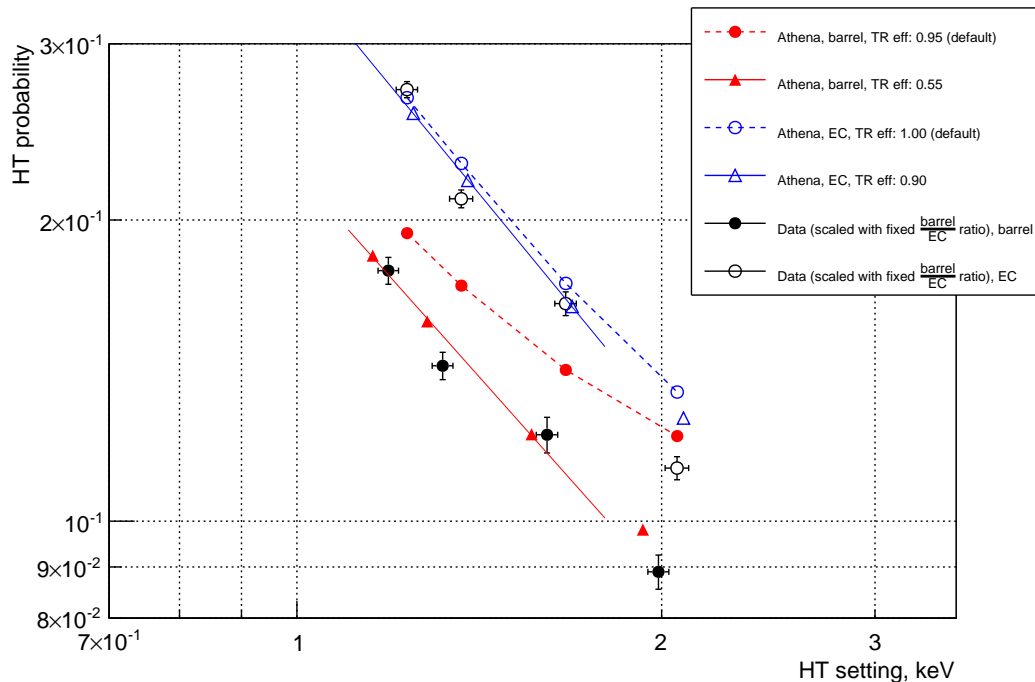


Рис. 2.8: Вероятность преодоления высокого порога в трубках с аргоном сигналами от электронов в зависимости от величины высокого порога по результатам ATHENA и по данными 2013 г. после определения калибровочных факторов  $f_i$ . Цветными кругами обозначены результаты моделирования с использованием стандартных значений эффективности регистрации переходного излучения (соответствующих этим значениям для ксенона: 95% для центральной части и 100% — для торцевой), а треугольниками — с использованием модифицированных значений эффективности (55% для центральной части и 90% — для торцевой).

## 2.2.4 Внедрение Kr-смеси в Монте-Карло модель TRT

Использование криптона в активной газовой смеси трубок TRT является альтернативным решением проблемы утечек дорогостоящей газовой смеси на основе ксенона. Криптон, хоть и уступая ксенону, обладает большим фотопоглощением, чем аргон. Проблемой криптона может быть слишком большая вероятность флюоресценции: при ионизации К-оболочки атом криптона может высвободить энергию возбуждения в виде рентгеновского фотона с вероятностью порядка 65% [40], этот фотон не будет поглощен в данной трубке, что приведет к более низкому энерговыделению, а следовательно — меньшей вероятности преодоления высокого порога и, возможно, худшей идентификации электронов. Соответствующая вероятность флюоресценции для аргона и ксенона в интересующей энергетической области составляет порядка 10% [40].

Для изучения возможности использования смеси на основе криптона ( $\text{Kr}/\text{CO}_2/\text{O}_2 : 70/27/3$ ) было произведено ее внедрение в Монте-Карло модель TRT в ATHENA аналогично тому, как это прежде было сделано для смеси на основе аргона. В связи с отсутствием на момент выполнения данной задачи экспериментальных данных с использованием криптона, осуществить настройку параметра эффективности регистрации переходного излучения для данного газа

не представлялось возможным. По этой причине значения данного параметра для аргона и ксенона (55% и 95% в центральной части TRT; 80% и 100% — в торцевой) были взяты в качестве экстремальных для смеси на основе криптона.

## 2.2.5 Эффективность идентификации электронов при использовании Ar и Kr смесей в TRT ATLAS

Как было сказано выше, при выполнении описываемых в данной главе работ по изучению свойств газовой смеси на основе криптона в TRT не было возможности сравнить результаты модельных предсказаний с экспериментальными данными и настроить параметр эффективности регистрации переходного излучения в этом газе. По этой причине было рассмотрено два сценария. Первый — пессимистичный, при котором значения этого параметра совпадают для криптона и аргона (55% в центральной части и 80% — в торцевой), второй — оптимистичный, при совпадении этих значений между криптоном и ксеноном (95% в центральной части и 100% — в торцевой). Предполагается, что эти два варианта являются экстремальными, а истинное значение эффективности регистрации переходного излучения в криптоне находится где-то между ними.

Для обоих вариантов было проведено моделирование сигналов мюонов и электронов со спектрами по  $p_T$  и  $\eta$ , идентичными соответствующим спектрам для электронов и мюонов, используемых при анализе данных соударений протонов с ионами свинца, набранных в начале 2013 г. На рис. 2.9 показана вероятность преодоления высокого порога по результатам моделирования в ATHENA сигналами электронов в зависимости от этой же вероятности для мюонов при том же значении высокого порога. Видно, что даже для пессимистичного сценария вероятность преодоления высокого порога сигналами электронов для криптона выше, чем для аргона при одинаковой вероятности для сигналов мюонов. Следует отметить, что в этом сценарии криптон позволит с большей чем аргон эффективностью осуществлять идентификацию электронов, несмотря на большую флюоресценцию.

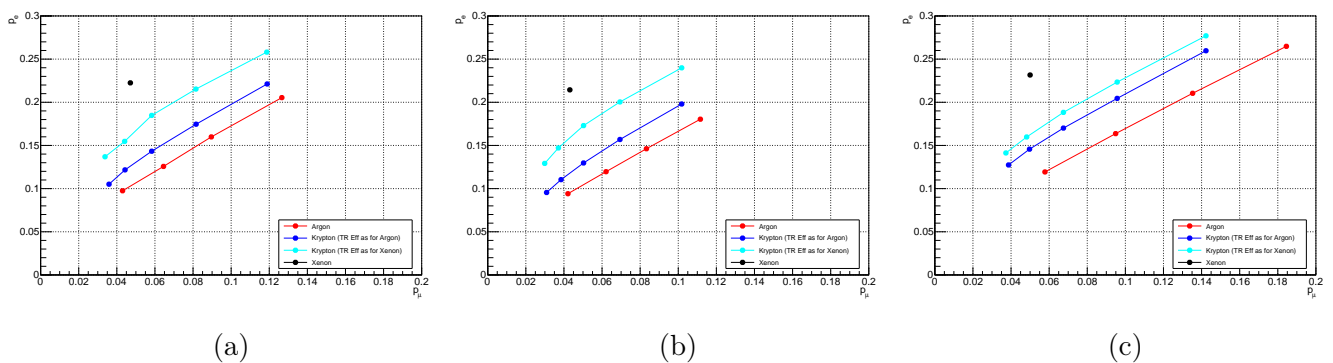


Рис. 2.9: Вероятность преодоления высокого порога сигналами электронов в зависимости от этой же вероятности для мюонов по результатам моделирования в ATHENA [4]. Результаты представлены для модулей коротких (a) и длинных (b) трубок центральной части TRT и для модуля торцевой части (c).

Количественная оценка эффективности идентификации электронов при использовании различных смесей была проведена методом псевдоэкспериментов, то есть путем разыгрывания наперед заданных распределений. Изучался гипотетический сценарий, когда TRT полностью заполнен одной газовой смесью. Предполагалось, что вероятность преодоления высокого порога сигналами мюонов и электронов одинакова во всех модулях. Роль разыгрываемой случайной величины играла доля сигналов с высоким порогом для треков электронов и мюонов ( $f_{HT}$ ). Для сравнения эффективности идентификации подбиралось такое пороговое значение  $f_{HT}^0$ , что требованию  $f_{HT} > f_{HT}^0$  удовлетворяло 90% треков электронов, и сравнивались доли мюонов удовлетворяющих этому же требованию. Результаты такого моделирования представлены на рис. 2.10.

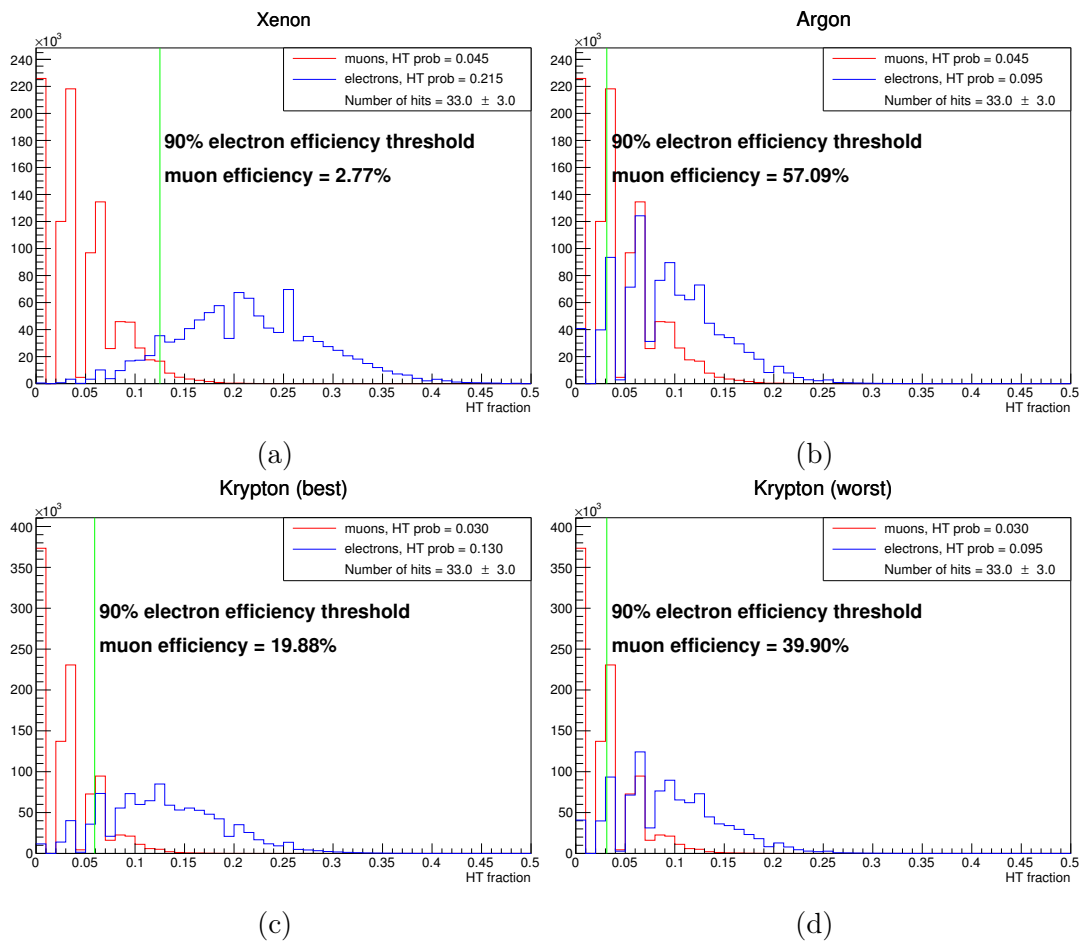


Рис. 2.10: Распределения долей сигналов с высоким порогом по результатам псевдоэкспериментов для треков электронов и мюонов в случаях, когда детектор TRT полностью заполнен ксеноном (а), аргоном (б) и криптоном при оптимистичном (с) и пессимистичном (д) сценариях

Из рис. 2.10 видно, что замена ксенона на аргон или криптон во всем детекторе приведет к значительному ухудшению эффективности идентификации электронов. В случае с аргоном загрязненность электронов мюонами возрастает от  $\sim 3\%$  до 57%, а с криптоном — до 20 – 40%.

## 2.3 Калибровка результатов экспериментов по изучению свойств переходного излучения на тестовом пучке SPS 2015 г.

В мае 2015 г. в ЦЕРН группой TRT ATLAS проводилось исследование свойств различных газовых смесей и радиаторов на тестовых пучках электронов и пионов энергии 20 ГэВ. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 2.11. Вдоль оси пучка расположены дрейфовые трубки, аналогичные дрейфовым трубкам TRT. Оси этих трубок перпендикулярны направлению пучка, а расстояние между двумя соседними трубками составляет  $\sim 20$  мм. Такая конфигурация позволяет изучать сигналы дрейфовых трубок как при незаполненном пространстве между ними, так и при наличии между ними радиаторов. В качестве радиаторов поочередно использовались прямоугольные пластины из полипропиленовых фольг, полипропиленового волокна и графита.

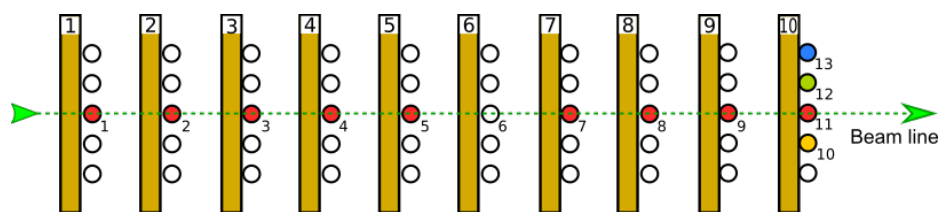


Рис. 2.11: Схема установки эксперимента 2015 г. по изучению свойств переходного излучения на тестовых пучках электронов и мюонов с энергией 20 ГэВ

Для проведения калибровки экспериментальной установки, т. е. сопоставления номера канала считывающей электроники (канала QDC) соответствующей ему поглощенной газом энергии, между каждыми физическими периодами набора данных проводились также калибровочные периоды. В течение этих периодов трубки прототипа облучались фотонами от источника  $^{55}\text{Fe}$ . При этом в распределениях сигналов трубок хорошо видны два пика: пик т. н. пьедестала, соответствующий нулевой поглощенной энергии, и пик энергии фотонов  $^{55}\text{Fe}$ , соответствующий энергии 5.95 кэВ. Задача калибровки заключалась в определении номеров каналов, соответствующих положениям этих двух пиков. Это было сделано с помощью фитирования данных распределений функцией Гаусса. Пример такого фитирования показан на рис. 2.12. Всего было определено положение пиков для 15 калибровочных периодов наборов данных для каждой из 11 используемых трубок (таб. 2.2).

## 2.4 Выводы по главе 2

В данной главе описаны общее устройство и принцип работы трекового детектора переходного излучения (TRT) в эксперименте ATLAS. Изложены ключевые задачи подготовки детектора к эксплуатации в условиях сеанса Run-2 набора данных на БАК. Эти задачи были успешно решены: в программные пакеты Монте-Карло модели TRT были внедрены газо-

|                        |       |        |                        |       |        |                        |       |        |
|------------------------|-------|--------|------------------------|-------|--------|------------------------|-------|--------|
| <b>Run: 1432625111</b> |       |        | <b>Run: 1432820123</b> |       |        | <b>Run: 1433123474</b> |       |        |
| QDC трубки 1           | 149.8 | 1033.8 | QDC трубки 1           | 149.9 | 960.6  | QDC трубки 1           | 149.8 | 1016.3 |
| QDC трубки 2           | 128.9 | 1023.7 | QDC трубки 2           | 128.8 | 904.4  | QDC трубки 2           | 128.7 | 1004.0 |
| QDC трубки 3           | 180.4 | 1087.6 | QDC трубки 3           | 180.3 | 1015.3 | QDC трубки 3           |       |        |
| QDC трубки 4           | 156.0 | 915.5  | QDC трубки 4           | 156.0 | 859.1  | QDC трубки 4           | 155.9 | 905.9  |
| QDC трубки 5           | 175.7 | 1024.3 | QDC трубки 5           | 175.8 | 948.4  | QDC трубки 5           | 175.8 | 986.3  |
| QDC трубки 7           | 158.4 | 1050.7 | QDC трубки 7           | 158.6 | 1029.4 | QDC трубки 7           | 158.7 | 1028.4 |
| QDC трубки 8           | 165.1 | 1064.7 | QDC трубки 8           | 165.2 | 1045.2 | QDC трубки 8           | 165.2 | 1062.2 |
| QDC трубки 9           | 126.5 | 1026.2 | QDC трубки 9           | 126.6 | 996.5  | QDC трубки 9           | 126.7 | 1001.6 |
| QDC трубки 10          | 178.4 | 1086.2 | QDC трубки 10          | 178.5 | 1059.1 | QDC трубки 10          | 178.4 | 1029.6 |
| QDC трубки 11          | 159.0 | 847.9  | QDC трубки 11          | 158.8 | 823.4  | QDC трубки 11          | 158.9 | 810.6  |
| QDC трубки 12          | 145.8 | 985.3  | QDC трубки 12          | 145.6 | 975.2  | QDC трубки 12          | 145.8 | 942.0  |
| <b>Run: 1432700673</b> |       |        | <b>Run: 1432855932</b> |       |        | <b>Run: 1433124224</b> |       |        |
| QDC трубки 1           | 149.5 | 1038.0 | QDC трубки 1           | 149.9 | 940.4  | QDC трубки 1           | 149.9 | 1000.0 |
| QDC трубки 2           | 128.8 | 1027.7 | QDC трубки 2           | 128.7 | 890.6  | QDC трубки 2           | 128.7 | 1001.8 |
| QDC трубки 3           | 180.2 | 1094.3 | QDC трубки 3           | 180.4 | 997.9  | QDC трубки 3           |       |        |
| QDC трубки 4           | 155.8 | 922.8  | QDC трубки 4           | 156.0 | 843.7  | QDC трубки 4           | 155.7 | 901.6  |
| QDC трубки 5           | 175.9 | 1023.1 | QDC трубки 5           | 175.7 | 933.9  | QDC трубки 5           | 176.3 | 975.5  |
| QDC трубки 7           | 158.5 | 1050.8 | QDC трубки 7           | 158.5 | 1017.4 | QDC трубки 7           | 158.1 | 1013.1 |
| QDC трубки 8           | 165.1 | 1067.2 | QDC трубки 8           | 165.2 | 1034.9 | QDC трубки 8           | 165.0 | 1040.2 |
| QDC трубки 9           | 126.3 | 1024.8 | QDC трубки 9           | 126.6 | 983.9  | QDC трубки 9           | 126.9 | 981.8  |
| QDC трубки 10          | 178.3 | 1090.8 | QDC трубки 10          | 178.6 | 1047.7 | QDC трубки 10          | 178.3 | 1045.7 |
| QDC трубки 11          | 158.8 | 841.5  | QDC трубки 11          | 158.9 | 817.2  | QDC трубки 11          | 158.8 | 794.5  |
| QDC трубки 12          | 145.6 | 997.5  | QDC трубки 12          | 145.7 | 966.6  | QDC трубки 12          | 145.9 | 950.7  |
| <b>Run: 1432708021</b> |       |        | <b>Run: 1432861040</b> |       |        | <b>Run: 1433124678</b> |       |        |
| QDC трубки 1           | 149.4 | 1141.7 | QDC трубки 1           | 149.6 | 996.6  | QDC трубки 1           | 149.8 | 949.6  |
| QDC трубки 2           | 128.6 | 1127.0 | QDC трубки 2           | 128.5 | 934.2  | QDC трубки 2           | 128.7 | 945.4  |
| QDC трубки 3           | 180.0 | 1207.4 | QDC трубки 3           | 180.2 | 1045.3 | QDC трубки 3           |       |        |
| QDC трубки 4           | 155.8 | 1004.6 | QDC трубки 4           | 155.7 | 885.2  | QDC трубки 4           | 155.6 | 855.9  |
| QDC трубки 5           | 175.9 | 1104.7 | QDC трубки 5           | 175.4 | 974.5  | QDC трубки 5           | 176.4 | 932.8  |
| QDC трубки 7           | 158.3 | 1157.1 | QDC трубки 7           | 158.1 | 1047.7 | QDC трубки 7           | 158.1 | 967.2  |
| QDC трубки 8           | 165.0 | 1170.7 | QDC трубки 8           | 164.8 | 1026.4 | QDC трубки 8           | 164.9 | 989.9  |
| QDC трубки 9           | 126.2 | 1124.1 | QDC трубки 9           | 126.5 | 974.4  | QDC трубки 9           | 126.8 | 930.1  |
| QDC трубки 10          | 178.1 | 1167.6 | QDC трубки 10          | 178.4 | 1047.9 | QDC трубки 10          | 178.3 | 997.9  |
| QDC трубки 11          | 158.6 | 902.2  | QDC трубки 11          | 158.7 | 806.7  | QDC трубки 11          | 158.8 | 761.0  |
| QDC трубки 12          | 145.4 | 1072.2 | QDC трубки 12          | 145.6 | 962.0  | QDC трубки 12          | 145.9 | 900.0  |
| <b>Run: 1432738857</b> |       |        | <b>Run: 1432862866</b> |       |        | <b>Run: 1433134201</b> |       |        |
| QDC трубки 1           | 149.8 | 1057.3 | QDC трубки 1           | 149.6 | 1011.0 | QDC трубки 1           | 149.8 | 1120.4 |
| QDC трубки 2           | 128.7 | 1057.0 | QDC трубки 2           | 128.4 | 948.3  | QDC трубки 2           | 128.8 | 1092.8 |
| QDC трубки 3           | 180.0 | 1118.5 | QDC трубки 3           | 180.2 | 1052.0 | QDC трубки 3           |       |        |
| QDC трубки 4           | 156.0 | 942.8  | QDC трубки 4           | 155.7 | 896.8  | QDC трубки 4           | 155.9 | 979.9  |
| QDC трубки 5           | 176.4 | 1046.4 | QDC трубки 5           | 175.3 | 990.7  | QDC трубки 5           | 175.7 | 1069.4 |
| QDC трубки 7           | 158.3 | 1109.3 | QDC трубки 7           | 158.1 | 1016.5 | QDC трубки 7           | 158.2 | 1097.8 |
| QDC трубки 8           | 165.1 | 1124.3 | QDC трубки 8           | 164.7 | 1038.9 | QDC трубки 8           | 164.9 | 1126.8 |
| QDC трубки 9           | 126.4 | 1077.1 | QDC трубки 9           | 126.3 | 985.0  | QDC трубки 9           | 127.0 | 1046.1 |
| QDC трубки 10          | 178.4 | 1138.4 | QDC трубки 10          | 178.2 | 1062.0 | QDC трубки 10          | 178.3 | 1151.8 |
| QDC трубки 11          | 158.8 | 880.7  | QDC трубки 11          | 158.5 | 829.6  | QDC трубки 11          | 158.6 | 880.4  |
| QDC трубки 12          | 145.6 | 1046.1 | QDC трубки 12          | 145.5 | 969.2  | QDC трубки 12          | 145.8 | 1028.4 |
| <b>Run: 1432810239</b> |       |        | <b>Run: 1432903151</b> |       |        | <b>Run: 1433138110</b> |       |        |
| QDC трубки 1           | 149.6 | 1011.7 | QDC трубки 1           | 149.8 | 1051.1 | QDC трубки 1           | 149.9 | 983.6  |
| QDC трубки 2           | 128.6 | 941.1  | QDC трубки 2           | 128.4 | 995.2  | QDC трубки 2           | 129.0 | 962.8  |
| QDC трубки 3           | 180.2 | 1067.6 | QDC трубки 3           | 180.1 | 1070.5 | QDC трубки 3           |       |        |
| QDC трубки 4           | 156.0 | 902.9  | QDC трубки 4           | 155.5 | 934.7  | QDC трубки 4           | 156.1 | 870.9  |
| QDC трубки 5           | 175.7 | 1000.0 | QDC трубки 5           | 175.5 | 1021.5 | QDC трубки 5           | 176.1 | 948.0  |
| QDC трубки 7           | 158.3 | 1061.1 | QDC трубки 7           | 158.1 | 1058.5 | QDC трубки 7           | 158.7 | 992.9  |
| QDC трубки 8           | 164.9 | 1080.8 | QDC трубки 8           | 164.7 | 1076.3 | QDC трубки 8           | 165.1 | 1020.2 |
| QDC трубки 9           | 126.4 | 1019.3 | QDC трубки 9           | 126.5 | 1024.8 | QDC трубки 9           | 126.7 | 950.1  |
| QDC трубки 10          | 178.4 | 1089.9 | QDC трубки 10          | 178.2 | 1099.6 | QDC трубки 10          | 178.2 | 1027.6 |
| QDC трубки 11          | 158.8 | 854.2  | QDC трубки 11          | 158.6 | 863.4  | QDC трубки 11          | 158.8 | 802.8  |
| QDC трубки 12          | 145.5 | 1002.0 | QDC трубки 12          | 145.7 | 1005.6 | QDC трубки 12          | 145.7 | 944.0  |

Таблица 2.2: Результаты калибровки эксперимента на тестовом пучке 2015 г. Для каждой трубки указаны два числа: сначала номер канала пьедестала, затем номер канала пика  $^{55}\text{Fe}$ . Отсутствие цифры означает неудачную калибровку в связи с нехваткой статистики или искаженным сигналом.



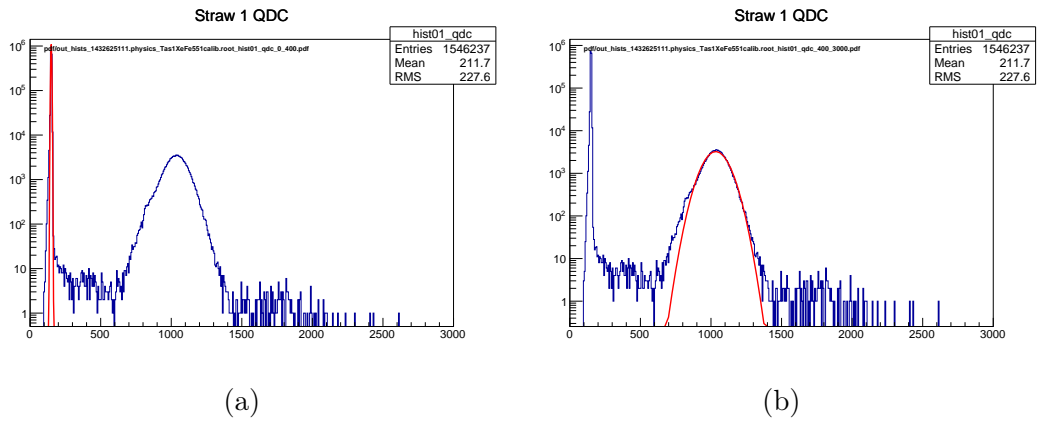


Рис. 2.12: Пример распределения сигналов на трубке для калибровочного периода набора данных (период номер 1432625111) с определенными положениями пиков пьедестала (a) и  $^{55}\text{Fe}$  (b)

вые смеси на основе аргона и криптона, была проведена успешная калибровка параметров газовой смеси на основе аргона.

Было также проведено моделирование эффективности регистрации переходного излучения и идентификации электронов при гипотетическом сценарии, когда детектор TRT полностью заполнен газовой смесью на основе аргона или криптона. Результаты такого моделирования показали, что эффективность идентификации электронов при использовании этих смесей значительно хуже, чем при использовании ксенона.

## Глава 3

# Сравнительный анализ спектров адронов в $pp$ -соударениях

Измерения спектров заряженных частиц на коллайдерах позволяют изучать проявления сильных взаимодействий при малых переданных импульсах. Описание таких процессов невозможно в рамках пертурбативного подхода квантовой хромодинамики (КХД) — оно требует применения основанных на КХД феноменологических моделей. Экспериментальные наблюдения осуществляют проверку предсказаний подобных моделей и вводят ограничения на значения используемых в них параметров, таким образом позволяя получить более четкую картину динамики частиц в режиме малых переданных импульсов. Более того, низкоэнергетические процессы, присутствующие в событиях с высокими переданными импульсами благодаря явлению наложения событий (pile-up), могут влиять на топологию конечных состояний исследуемых жестких процессов. Таким образом, понимание физики мягких процессов КХД представляет важность не только как отдельная область исследований, но и для уменьшения систематических неопределенностей в измерениях характеристик явлений с большими переданными импульсами.

### 3.1 Спектры заряженных частиц

Спектры заряженных частиц по  $p_T$  и  $\eta$  при энергии  $pp$ -соударений 8 ТэВ в системе центра масс по результатам эксперимента ATLAS [41] показаны на рис. 3.1. Аналогичные спектры заряженных частиц по  $p_T$  и  $\eta$  при энергии  $pp$ -соударений 13 ТэВ [42] показаны на рис. 3.2.

Из рис. 3.1а видно, что распределение по псевдобыстроте при энергии соударений 8 ТэВ в области  $|\eta| \leq 1.7$  держится на уровне 2.5 частиц на одно событие на единичный интервал  $\eta$  и спадает при  $|\eta| \geq 1.7$ . Распределение по  $\eta$  при энергии  $pp$ -соударений 13 ТэВ (рис. 3.2а) имеет схожую форму. Заметным отличием является большее общее число частиц: в области  $|\eta| \leq 1.7$  число заряженных частиц в одном событии на единичный интервал  $\eta$  составляет уже 2.8 – 2.9.

Приводится также сравнение указанных экспериментальных распределений с результатами предсказаний различных Монте-Карло генераторов: генератора PYTHIA 8 [43] с набора-

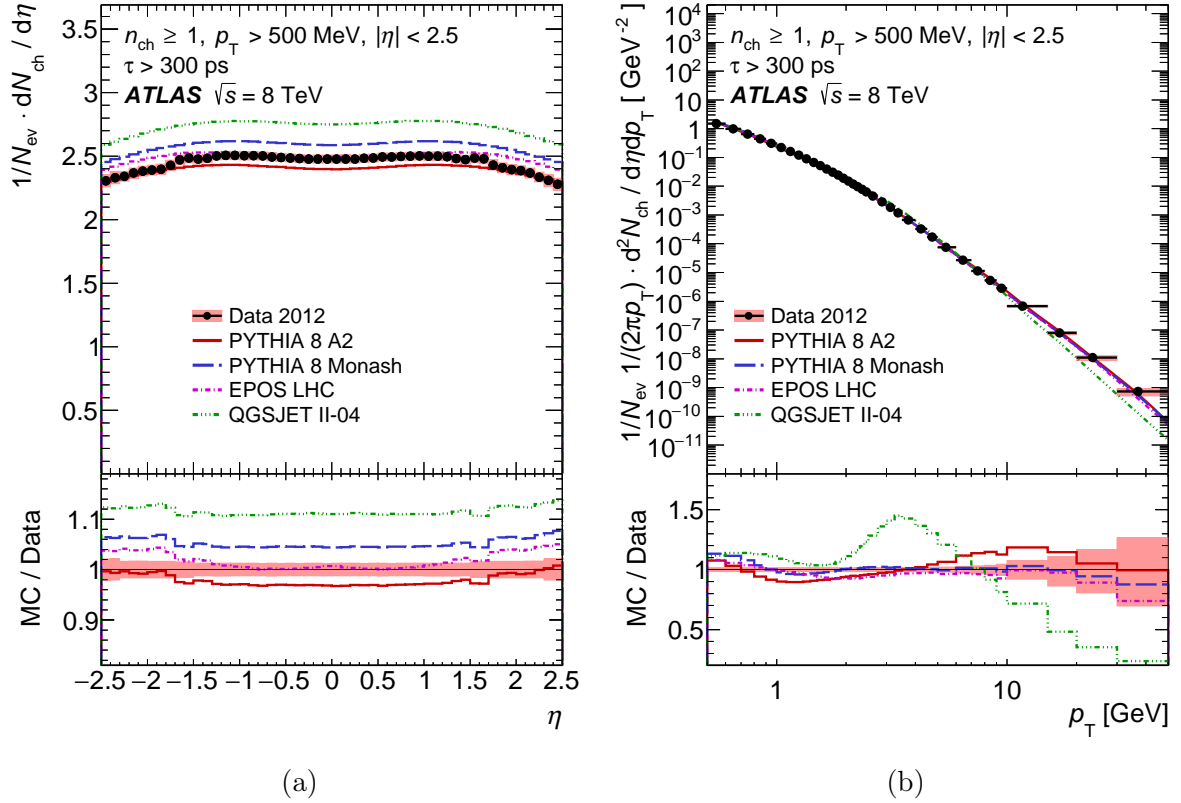


Рис. 3.1: Спектры заряженных частиц по  $p_T$  (b) и  $\eta$  (a) в  $pp$ -соударениях при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ по данным эксперимента ATLAS [41]

ми настроек A2 [44] и MONASH [45], а также генераторов EPOS [46] и QGSJET-II [47]. Видно, что ни одна из моделей не дает полного описания наблюдаемых распределений при энергии  $pp$ -соударений 8 ТэВ, однако результаты генератора PYTHIA 8 с набором настроек MONASH демонстрируют хорошее соответствие экспериментальным данным в распределении по  $p_T$  в области  $p_T \geq 1$  ГэВ. В соответствующем распределении по  $\eta$  его предсказания оказываются завышенными примерно на 5%, вероятно, из-за завышения им числа предсказываемых заряженных частиц в области  $p_T \leq 1$  ГэВ.

Ни один из Монте-Карло генераторов также не дает полного описания наблюдаемых распределений при энергии  $pp$ -соударений 13 ТэВ. Из рис. 3.2b видно, что генератор PYTHIA с набором настроек MONASH, а также генератор EPOS позволяют с небольшими расхождениями описать спектр по  $p_T$ .

С целью сравнения вышеуказанные спектры заряженных частиц по  $p_T$  в  $pp$ -соударениях при 8 и 13 ТэВ [41, 42] были построены на одном графике, а также были построены их отношения (рис. 3.3). Из отношения распределений на рис. 3.3b видно, что при переходе от 8 к 13 ТэВ не только увеличилось среднее число заряженных частиц в событии, но и их спектр стал более жестким. Для количественного описания этого изменения спектры по  $p_T$  были аппроксимированы степенной функцией в области  $p_T \geq 3$  ГэВ. Полученные показатели степени равны  $-5.9 \pm 0.2$  и  $-5.8 \pm 0.2$  для энергий 8 и 13 ТэВ соответственно. Поскольку отношение двух степенных функций также является степенной функцией с показателем,

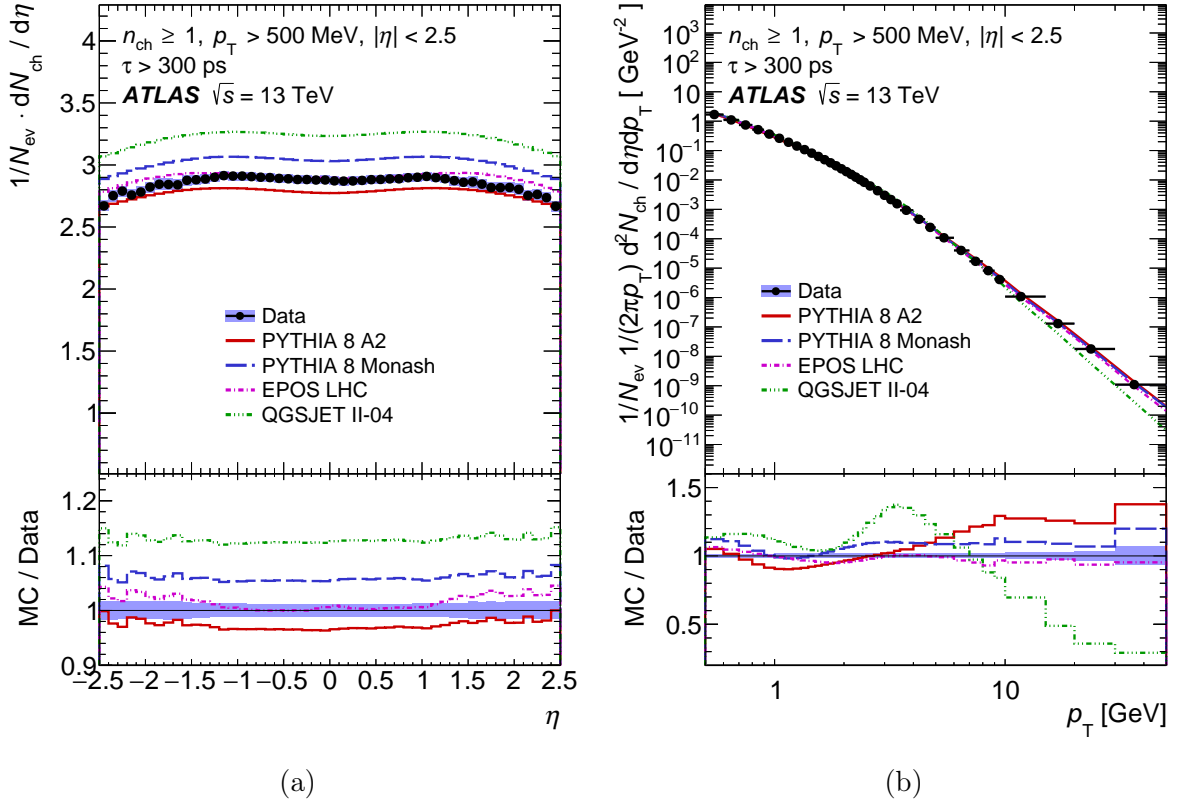


Рис. 3.2: Спектры заряженных частиц по  $p_T$  (b) и  $\eta$  (a) в  $pp$ -соударениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ по данным эксперимента ATLAS [42]

равным разнице исходных показателей, для более точной оценки соответствующей разницы отношение спектров было также аппроксимировано степенной функцией. Результат этой аппроксимации составил  $0.13 \pm 0.01$ .

Аналогичное сравнение спектров по  $\eta$  [41, 42] представлено на рис. 3.4. В отличие от распределений по  $p_T$  данные распределения выглядят подобными друг другу, а их отношение (рис. 3.4b) — не зависит от  $\eta$ .

Коллаборацией ALICE было проведено сравнение спектров заряженных частиц по  $p_T$  при энергиях  $pp$ -соударений 7 и 13 ТэВ в системе центра масс [48]. Отношение соответствующих распределений представлено на рис. 3.5. Видно, что при переходе к большей энергии  $pp$ -соударений спектр заряженных частиц становится более жестким, аналогично рис. 3.3b. Однако, для результата ALICE это отношение при  $p_T = 10$  ГэВ составляет  $\sim 1.8$ , тогда как для результата ATLAS — всего  $\sim 1.6$ . Количественные различия между отношениями  $p_T$ -спектров по результатам двух экспериментов объясняются различиями в энергиях  $pp$ -соударений (7 и 8 ТэВ), а также несоответствием использованных для анализа кинематических областей: для результата ATLAS использована область  $|\eta| < 2.5$ , а для ALICE —  $|\eta| < 0.8$ .

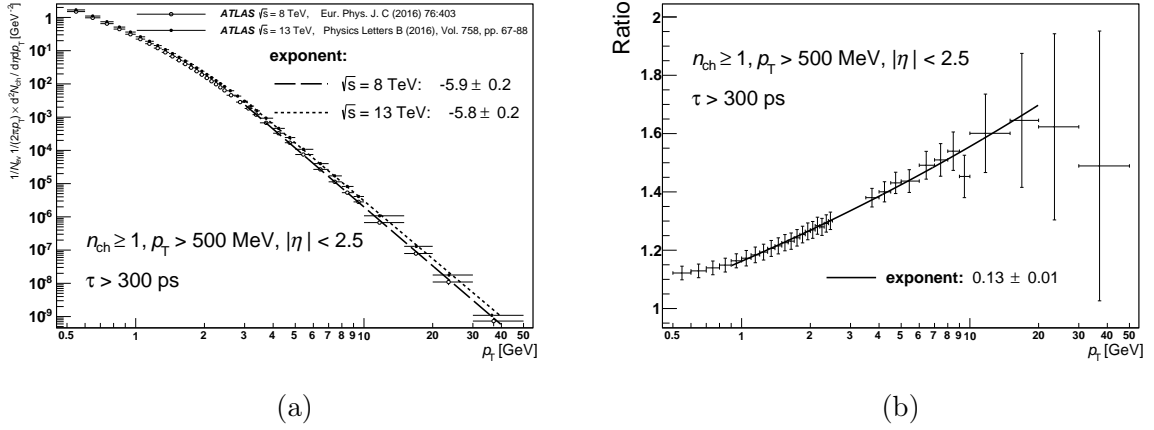


Рис. 3.3: Спектры заряженных частиц по  $p_T$  по данным  $pp$ -соударений в эксперименте ATLAS при энергиях 8 и 13 ТэВ (a) [41, 42], а также отношение этих спектров (b)

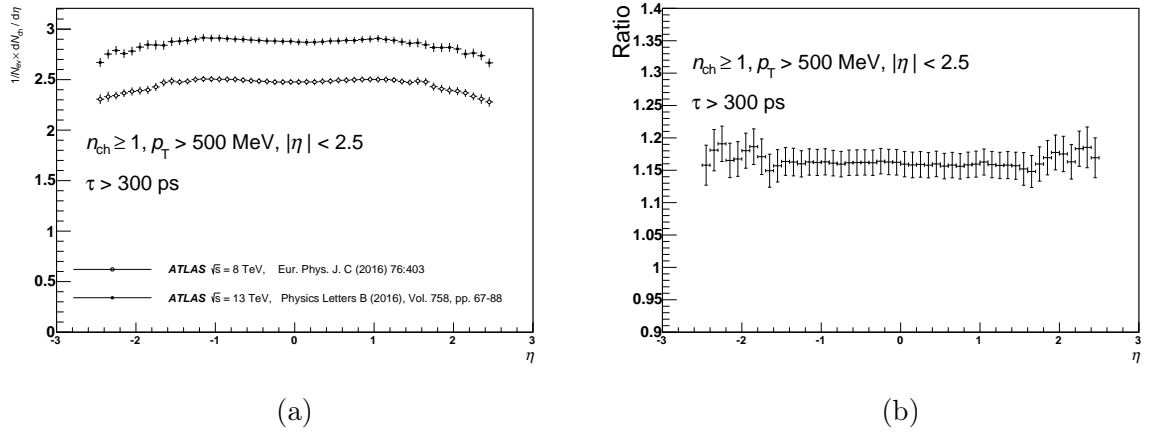


Рис. 3.4: Спектры заряженных частиц по  $\eta$  по данным  $pp$ -соударений в эксперименте ATLAS при энергиях 8 и 13 ТэВ (a) [41, 42], а также отношение этих спектров (b)

## 3.2 Относительный вклад частиц различной природы

Как было продемонстрировано в разд. 3.1, при переходе от энергии  $pp$ -соударений 7 – 8 ТэВ к энергии 13 ТэВ спектры заряженных частиц становятся более жесткими в распределении по поперечному импульсу, не меняя своей характерной формы в распределении по псевдобыстроте. Также существенным является увеличение общего числа заряженных частиц на одно событие. Для изучения изменений в спектрах по поперечному импульсу  $p_T$  интересно проследить вклады в эти спектры частиц различной природы.

На рис. 3.6 представлены отношения к спектрам по  $p_T$  заряженных пионов спектров заряженных каонов и протонов по данным  $pp$ -соударений на БАК в эксперименте ALICE при энергии в системе центра масс 7 ТэВ [49]. Аналогичное отношение спектров каонов и пионов по данным эксперимента ALICE при энергии  $pp$ -соударений 0.9 ТэВ [50] представлено на рис. 3.7.

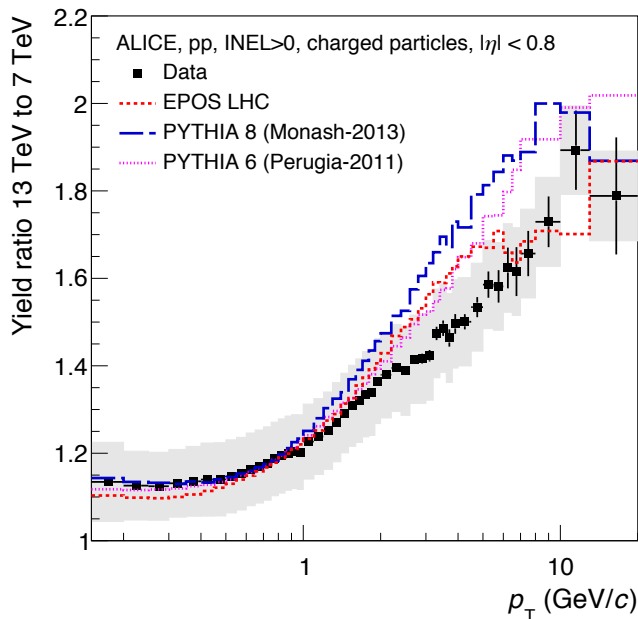


Рис. 3.5: Отношения спектров заряженных частиц по  $p_T$  в эксперименте ALICE по данным  $pp$ -соударений при 13 и 7 ТэВ [48]

Из рис. 3.6 и 3.7 видно, что доля протонов и каонов относительно пионов растет с увеличением поперечного импульса в области  $p_T < 2.5$  ГэВ. Прямое сравнение этих долей для каонов при энергиях 0.9 и 7 ТэВ показывает, что в области  $p_T < 1$  ГэВ рост доли каонов одинаков для обоих наборов данных. В области  $p_T > 1$  ГэВ этот рост больше при энергии 0.9 ТэВ, чем 7 ТэВ.

На рис. 3.6 приводится также сравнение экспериментальных данных с предсказаниями Монте-Карло генераторов PYTHIA 6 [51], PYTHIA 8, EPOS и RHOJET [52]. Ни одна из моделей не позволяет правильно описать рост доли каонов относительно пионов. В связи с этим была предпринята попытка описать данный рост за счет вклада от распадов  $c$ -кварка, рождение которого, возможно, недооценено [9, 10]. Для этого было проведено моделирование  $pp$ -соударений при энергии 7 ТэВ в генераторе PYTHIA 6 с удвоенным сечением рождения  $c$ -кварка (рис. 3.7). Видно, что такая модель также не позволяет описать наблюдаемый рост.

### 3.3 Выводы по главе 3

В главе представлен сравнительный анализ спектров заряженных частиц в  $pp$ -соударениях при различных энергиях. Показано, что при переходе от энергии  $pp$ -соударений 7 – 8 ТэВ к энергии 13 ТэВ спектры заряженных частиц становятся более жесткими в распределении по поперечному импульсу, не меняя своей характерной формы в распределении по псевдобыстроте.

Для отношения распределений заряженных  $K$  и  $\pi$ -мезонов по  $p_T$  при энергиях  $pp$ -соударений 7 ТэВ показано, что увеличение вклада от распадов  $c$ -кварков путем удвоения сечения их рождения в генераторе PYTHIA 6 не позволяет описать экспериментальные результаты.

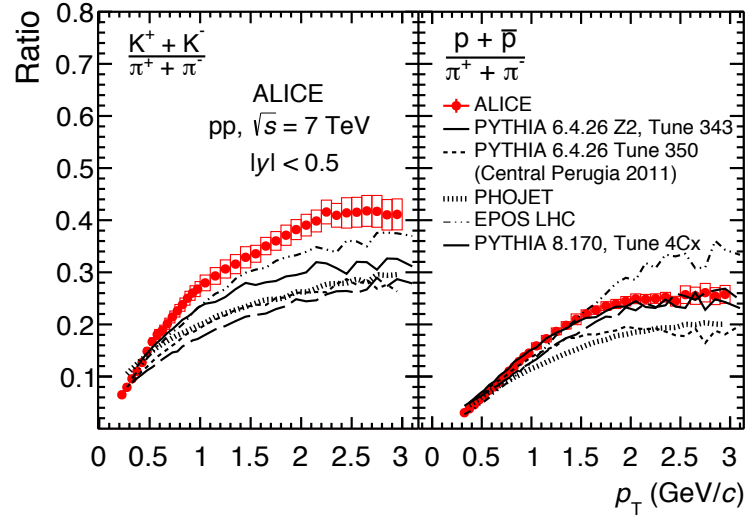


Рис. 3.6: Отношение к спектрам по  $p_T$  заряженных  $\pi$ -мезонов спектров заряженных  $K$ -мезонов (слева) и протонов (справа) по данным  $pp$ -соударений в эксперименте ALICE при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [49]

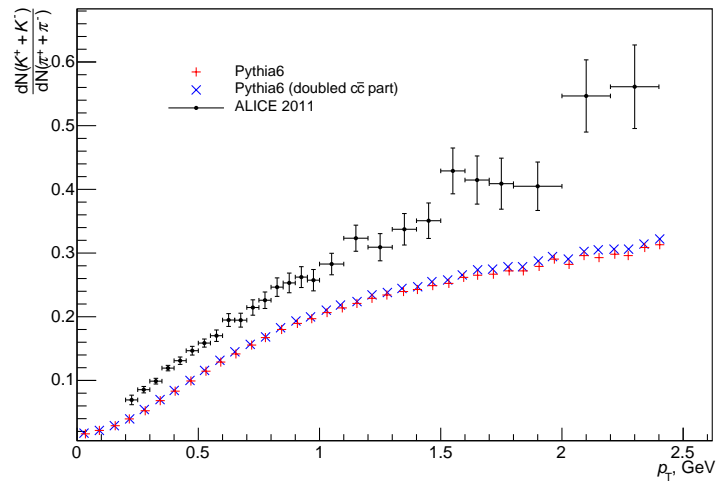


Рис. 3.7: Отношение спектров по  $p_T$  заряженных  $K$ -мезонов к спектрам заряженных  $\pi$ -мезонов по результатам коллаборации ALICE для  $pp$ -соударений при  $\sqrt{s} = 0.9$  ТэВ [50] в сравнении с предсказаниями генератора PYTHIA для  $pp$ -соударений при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ с нормальным (красные точки) и удвоенным (синие точки) рождением  $c$ -кварка [9, 10]

## Глава 4

# Прецизионное измерение массы $B^+$ -мезона по данным сеанса Run-2

В разд. 1.4 были описаны основные модификации установки ATLAS и БАК в течение т. н. периода длительной остановки (Long Shutdown 1, LS1) в 2013–2015 гг. Среди них повышение энергии соударений протонов в системе центра масс до 13 ТэВ, переход к работе БАК при временном интервале между соударениями 25 нс, а также введение во внутренний детектор ATLAS дополнительного слоя пиксельных детекторов, наиболее близко расположенных к пучку. Новые условия эксплуатации установки в сеансе Run-2 требуют проверки качества работы различных ее подсистем. Для оценки точности калибровки внутреннего детектора по определению поперечных импульсов частиц была поставлена задача измерения массы  $B^+$ -мезона в канале  $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$  [6]<sup>1</sup>.

### 4.1 Используемые данные и условия отбора

В анализе использованы данные  $pp$ -соударений при энергии 13 ТэВ в системе центра масс, набранные в течение 2015 г. при временном интервале между пересечениями сгустков, равном 25 нс, и соответствующие интегральной светимости  $3.2 \text{ фб}^{-1}$ . Для отбора событий не вводились требования к использованию конкретных триггерных алгоритмов, но большая часть проанализированных событий ( $\sim 90\%$ ) была отобрана двухмюонным триггером, требующим наличия в событии по крайней мере двух мюонов с поперечными импульсами  $p_T \geq 4 \text{ ГэВ}$ , треки которых пересекаются в общей вершине и имеют близкую к массе  $J/\psi$ -мезона инвариантную массу. Остальные события были отобраны за счет триггерных алгоритмов, настроенных на различные мюонные сигнатуры. Дополнительным требованием для используемых событий было также наличие по крайней мере одной первичной вершины (вершины взаимодействия пары протонов), образованной по крайней мере тремя треками, успешно реконструированными во внутреннем детекторе. В рассмотрении участвовали лишь треки с

<sup>1</sup>В данной главе подразумевается рассмотрение обоих зарядово-сопряженных состояний ( $B^\pm$ ) и их распадов.



одним или более сигналом в пиксельном детекторе и по меньшей мере четырьмя сигналами в микростриповом.

Для реконструкции кандидатов в  $B^+$ -мезоны в первую очередь осуществлялся поиск  $J/\psi$ -кандидатов. Для этого треки пар противоположно заряженных мюонов с поперечными импульсами  $p_T \geq 4$  ГэВ фитировались в общую вершину с требованием на качество фита  $\chi^2/N_{\text{d.o.f.}} < 10$ , где  $N_{\text{d.o.f.}}$  — число степеней свободы фита. В данном анализе учитывались лишь мюоны, идентификация которых осуществлена при одновременном использовании информации мюонного спектрометра и внутреннего детектора. Тем не менее, поскольку основной задачей анализа являлась проверка качества работы внутреннего детектора, параметры треков мюонов были определены лишь по его измерениям<sup>2</sup>. После фитирования пары треков мюонов на их инвариантную массу накладывалось условие  $2.6 \text{ ГэВ} \leq m_{\mu^+\mu^-} \leq 3.6 \text{ ГэВ}$ , и только удовлетворяющие ему  $J/\psi$ -кандидаты использовались в дальнейшем анализе.

Кандидаты в  $B^+$ -мезоны формировались добавлением трека кандидата в  $K^+$ -мезон. В качестве  $K^+$ -кандидатов использовались все частицы с поперечным импульсом  $p_T \geq 3$  ГэВ и быстротой  $|y| \leq 2.5$ , не идентифицированные как мюоны. Затем треки каждого из  $J/\psi$ -кандидатов вместе с треком каждого из  $K^+$ -кандидатов снова фитировались в общую вершину с требованием равенства инвариантной массы двух мюонов мировому среднему значению массы  $J/\psi$ -мезона [53]. К качеству данного фита применялось дополнительное требование  $\chi^2/N_{\text{d.o.f.}} < 3$ . Если в одном событии встречалось более одного  $B^+$ -кандидата, из них выбирался кандидат с наименьшим значением  $\chi^2$  фита трех треков. В дальнейшем рассмотрении участвовали  $B^+$ -кандидаты с инвариантной массой  $5.0 \text{ ГэВ} \leq m_{\mu^+\mu^-K^+} \leq 5.6 \text{ ГэВ}$ . Всего было отобрано 677652 кандидата.

## 4.2 Фитирование распределения инвариантных масс событий $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$

Для реконструкции значения массы  $B^+$ -мезона производилась аппроксимация распределения инвариантной массы кандидатов  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  методом небинированного максимального правдоподобия. Функция правдоподобия  $\mathcal{L}$  определялась как комбинация сигнальной и фоновых плотностей вероятности:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \left\{ \ln \left( f_s \cdot \mathcal{F}_s(m_i) + f_s \cdot f_{B_X} \cdot \mathcal{F}_{B_X}(m_i) + f_s \cdot f_{B_\pi} \cdot \mathcal{F}_{B_\pi}(m_i) + (1 - f_s \cdot (1 + f_{B_X} + f_{B_\pi})) \cdot \mathcal{F}_{\text{bkg}}(m_i) \right) \right\}, \quad (4.1)$$

где  $N$  — число отобранных кандидатов,  $f_s$  — доля сигнальных кандидатов,  $f_{B_X}$  и  $f_{B_\pi}$  — доли частично реконструированных  $b$ -адронов и распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  соответственно, определенные относительно числа сигнальных кандидатов,  $m_i$  — значение инвариантной массы

<sup>2</sup>Следует отметить, что в исследуемой области поперечных импульсов точность измерения параметров треков во внутреннем детекторе значительно выше, чем в мюонном спектрометре.

трех треков, формирующих  $i$ -ый  $B^+$ -кандидат, а  $\mathcal{F}_s$ ,  $\mathcal{F}_{B_X}$ ,  $\mathcal{F}_{B_\pi}$  и  $\mathcal{F}_{\text{bkg}}$  — плотности вероятности для вкладов от сигнала, частично реконструированных распадов  $B \rightarrow J/\psi X$ , распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  и комбинаторных фоновых процессов соответственно. В качестве сигнальной плотности вероятности  $\mathcal{F}_s$  использовалась сумма двух нормальных распределений с общим средним. Компонента частично реконструированных распадов  $\mathcal{F}_{B_X}$  моделировалась с помощью функции гиперболического тангенса. Наконец, плотность вероятности для комбинаторных фоновых процессов  $\mathcal{F}_{\text{bkg}}$  описывалась с помощью линейной функции.

Доля  $f_{B_\pi}$  является фиксированным параметром. Ее значение определено с использованием измеренного коллаборацией LHCb отношения вероятностей распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  и  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  [54], а также из отношения эффективностей отборов по кинематическим переменным ( $p_T$  и  $y$ ) для этих двух каналов. Это отношение было определено с помощью моделирования распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  и  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  методом Монте-Карло в генераторе RUTHIA 8 [43]. Для определения плотности распределения  $\mathcal{F}_{B_\pi}$  была проведена полная симуляция прохождения частиц распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  через вещество детектора ATLAS [35]. Получаемые таким образом модельные события прошли описанный в разд. 4.1 отбор, с учетом присвоения треку  $\pi^+$ -мезона массы  $K^+$ -мезона [53]. Распределение инвариантной массы отобранных модельных событий фитировалось нормальным распределением, и результат этого фитирования использовался в качестве функции  $\mathcal{F}_{B_\pi}$ .

Точность измерения поперечных импульсов и координат вершин на установке ATLAS выше для треков в центральной области детектора, чем в торцевой, а также зависит от самой величины поперечного импульса. По этой причине для корректного предсказания формы распределения инвариантных масс  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  важно правильное описание спектров  $B^+$ -мезонов по кинематическим переменным ( $p_T$  и  $y$ ) при моделировании этого канала. С этой целью было проведено взвешивание Монте-Карло событий  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  с использованием распределений по  $p_T$  и  $y$  для  $B^+$ -кандидатов из экспериментальных данных. Поскольку в экспериментальных данных присутствуют как сигнальные, так и фоновые события, вклад фоновых событий, распределения которых были взяты из боковых областей спектра инвариантных масс, был вычтен. Полученные распределения для экспериментальных данных и модельных событий Монте-Карло до и после взвешивания представлены на рис. 4.1 и 4.2 соответственно. Видно, что после процедуры взвешивания модельные и экспериментальные распределения  $B^+$ -мезонов по  $p_T$  и  $y$  совпадают.

Как было сказано выше, точность измерений поперечных импульсов и координат вершин рождения и распада частиц зависит от значений поперечного импульса  $p_T$  и быстроты  $y$ . Это сказывается и на погрешности определения инвариантной массы  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ . На рис. 4.3 показана зависимость этой погрешности от быстроты  $y$  кандидатов в  $B^+$ -мезоны. Видно, что точность измерения массы существенно изменяется при переходе от центральной к торцевым частям детектора. По этой причине фитирование распределения инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов производилось независимо в 16 интервалах по быстройте  $y$ : в 14 интервалах шириной 0.25 в пределах от -1.75 до 1.75 и дополнительно в двух более широких интервалах (-2.50; -1.75) и (1.75; 2.50).

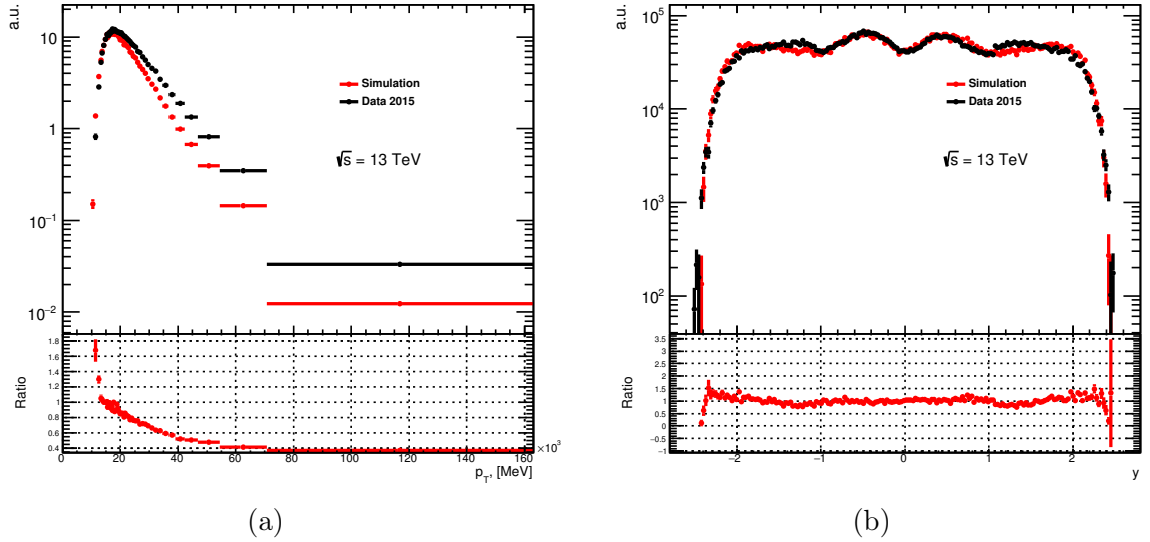


Рис. 4.1: Распределения поперечного импульса  $p_T$  (a) и быстроты  $y$  (b)  $B^+$ -мезонов модельных событий Монте-Карло  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  до взвешивания (красные точки) и кандидатов  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  из экспериментальных данных после применения процедуры вычета вклада фоновых событий (черные точки)

Результаты определения массы в интервалах по  $y$  представлены на рис. 4.4b и в таблице 4.1. Полученные в результате фитирования плотности вероятности были просуммированы по всем интервалам быстроты для описания распределения инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов во всей области быстрот (рис. 4.4a). Окончательное значение массы  $B^+$ -мезона определено путем расчета взвешенного среднего по всем результатам фитирования в интервалах по  $y$  и составляет  $5279.31 \pm 0.11$  МэВ, где учтена лишь статистическая ошибка.

| $y$           | Результат фита, МэВ | $y$         | Результат фита, МэВ |
|---------------|---------------------|-------------|---------------------|
| -2.50 → -1.75 | $5279.93 \pm 0.94$  | 0.00 → 0.25 | $5279.32 \pm 0.32$  |
| -1.75 → -1.50 | $5278.41 \pm 0.86$  | 0.25 → 0.50 | $5279.77 \pm 0.30$  |
| -1.50 → -1.25 | $5278.18 \pm 0.59$  | 0.50 → 0.75 | $5279.76 \pm 0.34$  |
| -1.25 → -1.00 | $5279.58 \pm 0.55$  | 0.75 → 1.00 | $5278.93 \pm 0.48$  |
| -1.00 → -0.75 | $5279.16 \pm 0.45$  | 1.00 → 1.25 | $5279.59 \pm 0.54$  |
| -0.75 → -0.50 | $5279.37 \pm 0.34$  | 1.25 → 1.50 | $5279.81 \pm 0.66$  |
| -0.50 → -0.25 | $5279.23 \pm 0.29$  | 1.50 → 1.75 | $5277.45 \pm 0.78$  |
| -0.25 → 0.00  | $5279.30 \pm 0.31$  | 1.75 → 2.50 | $5278.11 \pm 0.86$  |

Таблица 4.1: Полученные значения массы  $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов в интервалах по быстроте  $y$

Аналогичный фит применялся к кандидатам  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ , удовлетворяющим дополнительному требованию на поперечную длину пробега  $L_{xy} > 0.20$  мм, определяемую как расстояние между вершинами рождения и распада  $B^+$ -мезона, спроецированное на направление его поперечного импульса  $p_T$ . Результаты такого фитирования представлены на рис. 4.5.

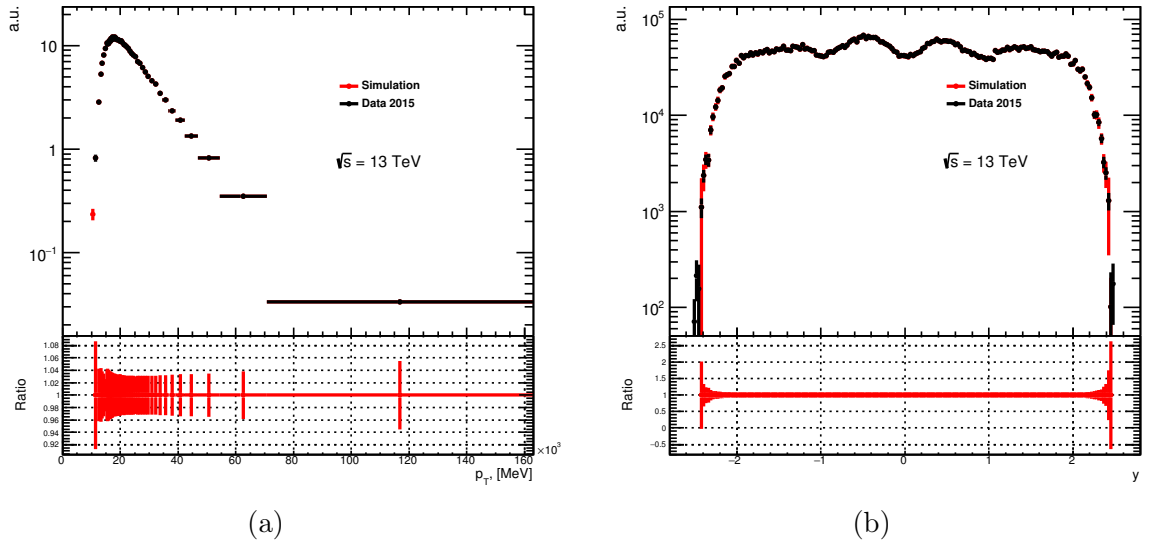


Рис. 4.2: Распределения поперечного импульса  $p_T$  (a) и быстроты  $y$  (b)  $B^+$ -мезонов модельных событий Монте-Карло  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  после взвешивания (красные точки) и кандидатов  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  из экспериментальных данных после применения процедуры вычета вклада фоновых событий (черные точки)

Взвешенное среднее значение этих результатов по всем интервалам быстроты  $y$  составляет  $5279.34 \pm 0.09$ , где указана только статистическая неопределенность. Как видно из рис. 4.5а, применение требования на поперечную длину пробега в значительной степени подавляет вклады от комбинаторных фоновых процессов. Таким образом, сравнение результатов двух фитов позволяет судить о стабильности модели фита по отношению к различным комбинациям фоновых вкладов.

Результаты измерения массы в двух вариантах отбора кандидатов представлены в таблице 4.2 в сравнении с мировым средним [53] и результатом коллаборации LHCb [55]. Видно, что оба значения ATLAS находятся в хорошем согласии друг с другом, а также с двумя другими представленными значениями. Значения масс по результатам фитов в интервалах по быстроте  $y$  (рис. 4.4b и 4.5b) не отклоняются от их взвешенного среднего более чем на 0.05%, что говорит о высоком качестве измерений внутреннего детектора в различных его областях.

### 4.3 Оценка систематических неопределенностей

Как было показано в разд. 4.2, разрешение измерения массы  $B^+$ -кандидатов сильно зависит от их быстроты. По этой причине фитирование производилось в 16 интервалах быстроты, а общий результат определялся как взвешенное среднее результатов отдельных фитов. Для оценки систематических погрешностей в определении массы  $B^+$ -мезона рассматривались два экстремальных интервала быстроты:  $|y| \leq 0.25$  и  $1.75 \leq |y| \leq 2.5$ . Некоторые систематические тесты требовали повышения числа свободных параметров и соответственно нуждались в большей статистике. Для таких тестов использовался расширенный интервал быстроты

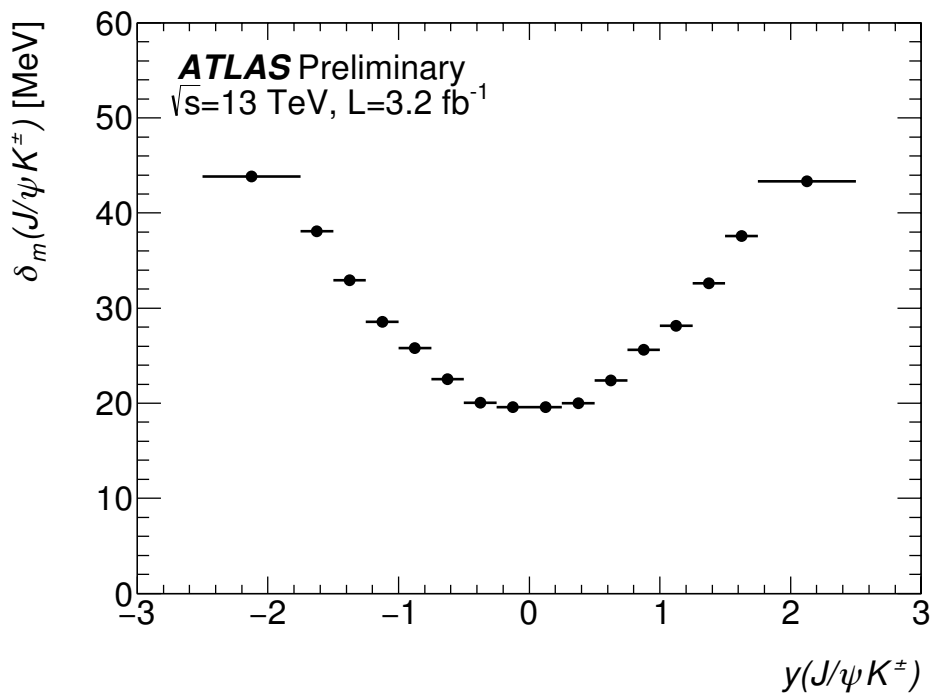


Рис. 4.3: Зависимость разрешения массы отобранных  $B^+$ -кандидатов от значения их быст­роты  $y$

$|y| \leq 1.25$ . В связи с таким упрощением была введена дополнительная систематическая неопределенность, оцененная как разность двух взвешенных средних результатов отдельных фитов: среднего по интервалам быст­роты, входящим в область  $|y| \leq 1.25$ , и среднего по всем интервалам быст­роты. Величина этой неопределенности составила 0.11 МэВ.

Другие рассмотренные источники систематических неопределенностей перечислены ниже.

- Для оценки ошибки, связанной с **выбором модели массы сигнала**, была использо­вана альтернативная модель, использующая сумму трех нормальных распределений. Разница между стандартным и альтернативным результатами фитирования составила 0.09 МэВ и была включена в систематическую ошибку.

|                      | Масса $B^+$ -мезона, МэВ | Погрешность, МэВ    |
|----------------------|--------------------------|---------------------|
| Стандартный отбор    | 5279.31                  | $\pm 0.11$          |
| $L_{xy} > 0.2$ мм    | 5279.34                  | $\pm 0.09$          |
| Мировое среднее [53] | 5279.29                  | $\pm 0.15$          |
| ЛНСб [55]            | 5279.38                  | $\pm 0.11 \pm 0.33$ |

Таблица 4.2: Измеренные значения массы  $B^+$ -мезона в двух вариантах отбора кандидатов в сравнении с мировым средним [53] и результатом коллаборации ЛНСб [55]. Для резуль­тата ATLAS указана только статистическая ошибка. Для результата ЛНСб первая ошибка является статистической, а вторая — систематической.

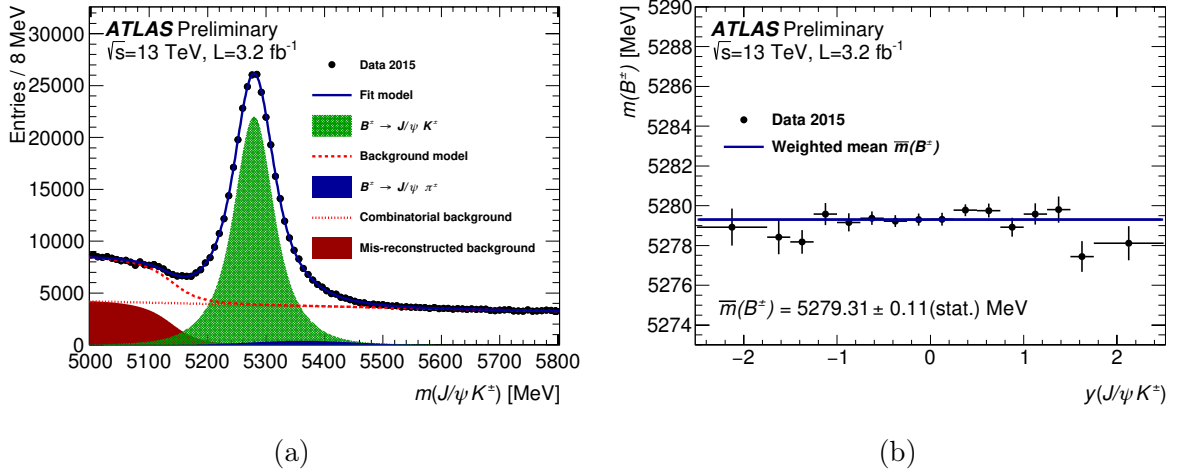


Рис. 4.4: Распределение инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов и результат его фитирования для всей области значений быстроты  $y$  (a); полученные значения массы  $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов в интервалах по быстроте  $y$  (b).

- Для оценки неопределенности, связанной с **выбором модели массы фона**, производились альтернативные фитирования с заменой линейной функции на экспоненциальную для  $\mathcal{F}_{\text{bkg}}$  или с функции гиперболического тангенса на дополнительную функцию ошибок для  $\mathcal{F}_{B\chi}$ . В качестве соответствующей систематической неопределенности была взята максимальная разница между результатами стандартного и альтернативных фитов, которая составила 0.17 МэВ.
- Оценка ошибки, связанной с **выбором массового окна**, была осуществлена изменением левой границы массового окна с 5000 МэВ до 5060 МэВ и правой границы — с 5800 МэВ до 5600 МэВ. Максимальное отклонение результатов фитирования при этом составило 0.14 МэВ и было взято в качестве дополнительной систематической неопределенности.
- Для изучения неопределенности, связанной с **описанием фонового канала  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$** , было проведено три различных теста:
  - Ошибка, связанная с неопределенностью доли фоновых событий  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  оценивалась путем альтернативных фитирований с вариациями этой величины на одно стандартное отклонение. Максимальная разница между результатами стандартного и альтернативных фитов составила 0.02 МэВ и была включена в систематическую ошибку.
  - Ограниченность статистики Монте-Карло наборов событий  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  является источником погрешности определяемых параметров распределения  $\mathcal{F}_{B\pi}$ . Для оценки влияния этих погрешностей на результат производились альтернативные фитирования с вариацией этих параметров на величину одного стандартного отклонения. Максимальная разница между результатами стандартного и альтернативных фитов составила 0.04 МэВ и была включена в систематическую ошибку.

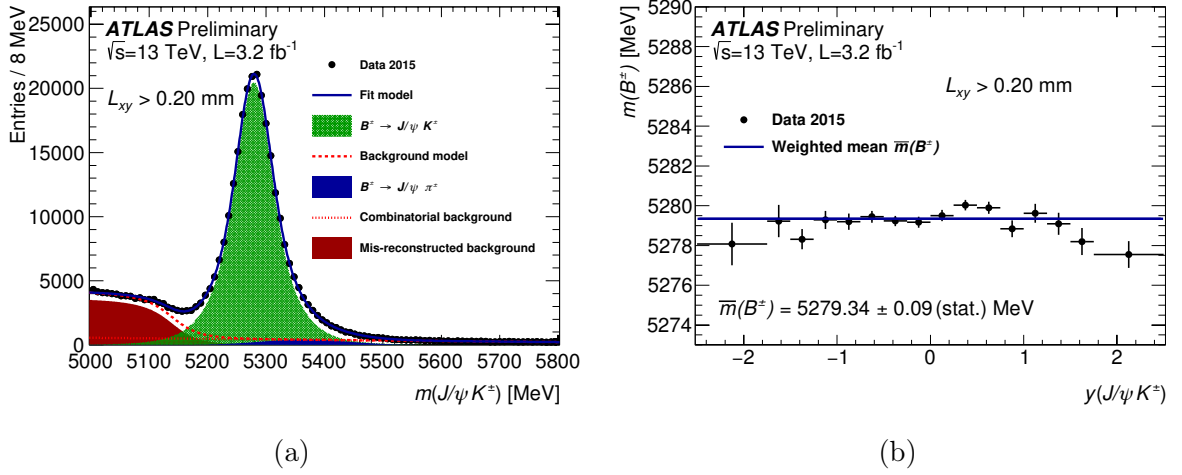


Рис. 4.5: Распределение инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов, удовлетворяющих дополнительному требованию на поперечную длину пробега  $L_{xy} > 0.20$  мм, и результат фитирования этого распределения для всей области значений быстроты  $y$  (a); полученные значения массы  $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов, удовлетворяющих требованию  $L_{xy} > 0.20$  мм, в интервалах по быстроте  $y$  (b).

- Как было указано в разд. 4.2, к модельным событиям Монте-Карло для распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$  была применена процедура взвешивания по кинематическим распределениям, полученным из экспериментальных данных. Для оценки связанной с этим систематической неопределенности альтернативные распределения  $\mathcal{F}_{B\pi}$  были получены для невзвешенных наборов Монте-Карло событий  $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ . Это привело к отклонению результата фита на величину 0.04 МэВ, которая была включена в систематическую неопределенность.

Описанные выше систематические неопределенности приведены также в таблице 4.3. Общая систематическая погрешность была определена в предположении независимости указанных выше эффектов и составила 0.25 МэВ.

## 4.4 Выводы по главе 4

В главе описан физический анализ данных эксперимента ATLAS по измерению массы  $B^+$ -мезона с помощью распадов  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  [6]. Для выполнения данной задачи использованы данные  $pp$ -соударений при энергии 13 ТэВ в системе центра масс, соответствующие интегральной светимости  $3.2 \text{ fb}^{-1}$ , набранной экспериментом ATLAS в 2015 г. В результате анализа получено значение массы  $B^+$ -мезона, равное  $5279.31 \pm 0.11$  МэВ, где указана статистическая погрешность. Систематическая неопределенность, связанная с моделью фита и параметризацией фоновых процессов, составляет 0.25 МэВ. Систематические погрешности, связанные с конечной точностью определения импульсов и координат вершин во внутреннем детекторе, не были включены. Оценка этих неопределенностей выходит за рамки данной работы. Измеренное значение массы  $B^+$ -мезона находится в хорошем согласии с мировым

| Источник                               | Систематическая неопределенность, МэВ |
|--|---------------------------------------|
| Зависимость разрешения от $y$          | 0.11                                  |
| Модель сигнала                         | 0.09                                  |
| Модель фона                            | 0.17                                  |
| Выбор массового окна                   | 0.14                                  |
| Модель $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$   |                                       |
| Неопределенность доли событий          | 0.02                                  |
| Ошибки параметров $\mathcal{F}_{B\pi}$ | 0.04                                  |
| Кинематические веса                    | 0.04                                  |
| Общая неопределенность                 | 0.25                                  |

Таблица 4.3: Систематические неопределенности измерения массы  $B^+$ -мезона, связанные с моделью фита

средним для этой величины [53], а также с результатом коллаборации LHCb [55], что говорит о высоком качестве калибровки внутреннего детектора ATLAS. Значения массы  $B^+$ -мезона, полученные в интервалах его быстроты  $y$ , демонстрируют однородность измерений во всем диапазоне быстрот, доступном внутреннему детектору. На рис. 4.6 показаны также результаты измерения массы  $B^+$ -мезона, полученные при разбиении используемого набора данных по соответствующим временным периодам 2015 г. Видно, что измерения демонстрируют хорошую стабильность в течение всего 2015 г.

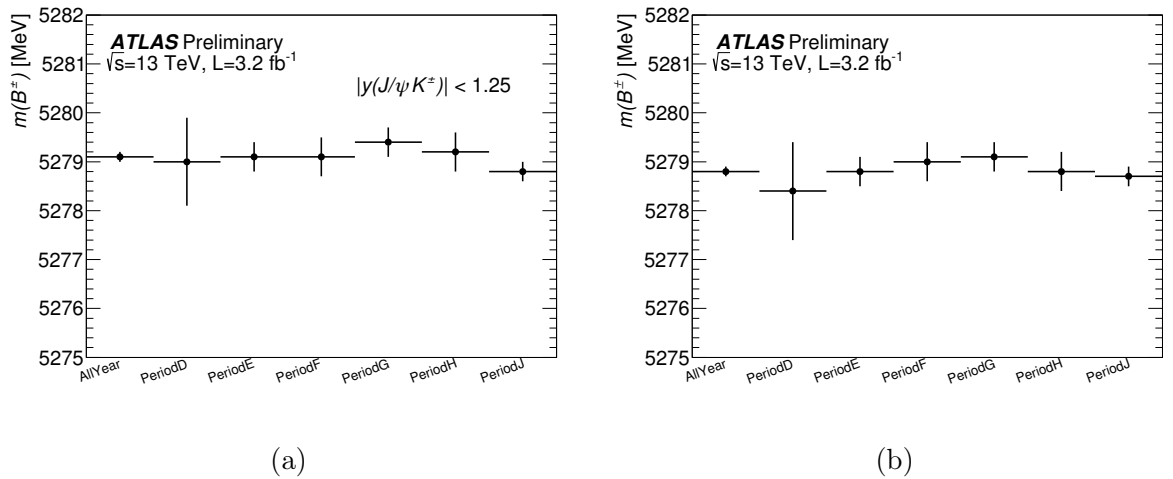


Рис. 4.6: Полученные значения массы  $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы  $B^+$ -кандидатов в центральной (а) и полной (б) областях детектора в зависимости от используемого периода набора данных 2015 г.



## Глава 5

# Измерение параметров CP-нарушения по характеристикам распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

### 5.1 Введение

Понятие симметрии играет ключевую роль в современной физике. Под симметрией физической системы подразумевают некоторое преобразование, относительно которого инвариантны описывающие ее динамические уравнения. Согласно теореме Нётер, каждой такой симметрии соответствует некоторая сохраняющаяся величина, причем для непрерывных симметрий соответствующий закон сохранения — аддитивный, а для дискретных — мультипликативный. Важными примерами дискретных симметрий являются пространственное отражение (P-симметрия), зарядовое сопряжение (C-преобразование), обращение времени (T-симметрия), а также их комбинации.

До 1957 г. считалось, что физические законы инвариантны относительно отражения пространственных координат. Однако, в 1957 г. целый ряд опытов [56, 57] показал, что P-четность не сохраняется в слабых процессах — бета-распаде  $^{60}\text{Co}$  и распадах заряженных  $\pi$ -мезонов. Нарушение P-инвариантности привело к рассмотрению комбинированной CP-симметрии — преобразованию, при котором последовательно применяются пространственное отражение и зарядовое сопряжение, — как фундаментальной симметрии законов природы. Первым свидетельством несохранения CP-четности стало открытие в 1964 г. распада долгоживущих нейтральных K-мезонов на два пи-мезона [58]. На сегодняшний день известно, что CP-симметрия нарушается в распадах каонов и B-мезонов [59, 60]. Кроме того, существуют экспериментальные указания на то, что CP-нарушение также имеет место в нейтринном секторе [61, 62].

Нарушение CP-инвариантности является ключевым элементом большинства моделей, призванных решить проблему барионной асимметрии Вселенной [63, 64], однако предсказываемая в рамках СМ малая величина этого нарушения представляет собой существенное препятствие для подобных моделей. Проявления физики за пределами СМ могли бы увеличить степень нарушения CP-инвариантности в распадах тяжелых адронов. Прецизионное измерение параметров этих распадов позволит обнаружить подобные эффекты. Кроме того,

такие измерения чувствительны к существованию новых частиц в гораздо большем диапазоне масс, чем их прямые поиски. Следовательно, измерение характеристик CP-нарушения в распадах тяжелых адронов является фундаментальной задачей для поиска проявлений новой физики, уточнения значений параметров СМ и решения проблемы барионной асимметрии Вселенной.

### 5.1.1 Нарушение CP-инвариантности в рамках СМ

Наличие CP-нарушения в рамках СМ объясняется присутствием ненулевой комплексной фазы в КKM-матрице. Этот факт легко видеть из выражения для члена лагранжиана СМ, ответственного за заряженные слабые токи:

$$\mathcal{L}_{Q_L} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} V_{ij} \gamma_\mu W^{-\mu} d_{jL} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} V_{ij}^* \gamma_\mu W^{+\mu} u_{jL}. \quad (5.1)$$

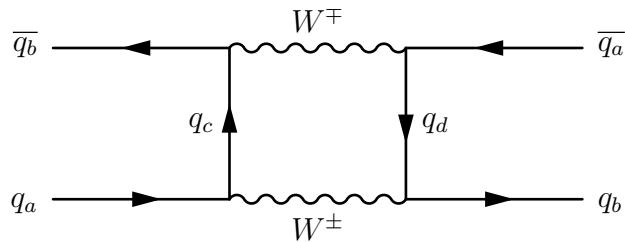
Применив операцию CP-сопряжения, получаем:

$$\text{CP}(\mathcal{L}_{Q_L}) = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} V_{ij} \gamma_\mu W^{+\mu} u_{jL} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} V_{ij}^* \gamma_\mu W^{-\mu} d_{jL}, \quad (5.2)$$

откуда видно, что лагранжиан инвариантен относительно данного преобразования только в том случае, когда  $V_{ij} = V_{ij}^*$ , т.е. в случае отсутствия комплексной фазы в КKM-матрице.

### 5.1.2 Осцилляции и распады нейтральных мезонов

Смешивание и осцилляции возможны для электрически нейтральных мезонов с ненулевой странностью, чармом или прелестью, т.е. для  $K^0$ ,  $D^0$ ,  $B_d^0$  и  $B_s^0$ -мезонов. Описание подобных систем удобно начинать с т.н. флейворных состояний, т.е. собственных состояний электромагнитного и сильного гамильтонианов:  $|P^0\rangle$  и  $|\bar{P}^0\rangle$ . Такие состояния обладают определенным ароматным составом. Их смешивание происходит за счет слабого взаимодействия:



Эффективный полный гамильтониан, учитывающий слабое взаимодействие, в пространстве этих состояний представляет из себя матрицу  $2 \times 2$ , в общем виде записываемую следующим образом:

$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma, \quad (5.3)$$

где  $M$  и  $\Gamma$  — некоторые эрмитовы матрицы. Смешивание  $P^0 - \bar{P}^0$  происходит за счет недиагональности этого гамильтониана. Из эрмитовости, а также предположения СРТ-инвариантности следует [65], что  $M_{11} = M_{22} \equiv M$ ,  $M_{21} = M_{12}^*$ ,  $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} \equiv \Gamma$  и  $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$ . Таким образом, временная эволюция системы описывается уравнением Шредингера:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \psi. \quad (5.4)$$

Для нахождения собственных значений гамильтониана необходимо решить уравнение:

$$\begin{vmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma - \lambda & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma - \lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (5.5)$$

решение которого выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \lambda_- &= M - \text{Re}(F) - \frac{i}{2}(\Gamma + 2\text{Im}(F)), \\ \lambda_+ &= M + \text{Re}(F) - \frac{i}{2}(\Gamma - 2\text{Im}(F)), \text{ где} \\ F &= \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Таким образом, собственные состояния эффективного гамильтониана обладают массами и временами жизни, отличающимися друг от друга на:

$$\begin{aligned} \Delta m &= 2\text{Re}(F) \\ \Delta\Gamma &= 4\text{Im}(F). \end{aligned} \quad (5.7)$$

Собственные векторы  $|P_{\pm}\rangle = p|P^0\rangle \pm q|\bar{P}^0\rangle$  находятся из уравнения:

$$\begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} = \lambda_{\pm} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix}, \quad (5.8)$$

из которого следует:

$$\frac{q}{p} = \pm \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (5.9)$$

Из-за наличия разницы масс  $\Delta m$  состояния  $|P_{\pm}\rangle$  можно назвать «легким» (Light)  $|P_L\rangle$  и «тяжелым» (Heavy)  $|P_H\rangle$ :

$$\begin{aligned} |P_H\rangle &= p|P^0\rangle + q|\bar{P}^0\rangle \\ |P_L\rangle &= p|P^0\rangle - q|\bar{P}^0\rangle \end{aligned} \quad (5.10)$$

Поскольку они являются собственными состояниями гамильтониана, их эволюция задается выражениями:

$$\begin{aligned} |P_H(t)\rangle &= e^{-im_H t - \frac{1}{2}\Gamma_H t} |P_H(0)\rangle \\ |P_L(t)\rangle &= e^{-im_L t - \frac{1}{2}\Gamma_L t} |P_L(0)\rangle \end{aligned} \quad (5.11)$$

Перейдя к базису флейворных состояний получаем уравнения для их эволюции [65]:

$$\begin{aligned} |P^0(t)\rangle &= g_+(t)|P^0\rangle + \left(\frac{q}{p}\right)g_-(t)|\bar{P}^0\rangle \\ |\bar{P}^0(t)\rangle &= \left(\frac{p}{q}\right)g_-(t)|P^0\rangle + g_+(t)|\bar{P}^0\rangle, \text{ где:} \end{aligned} \quad (5.12)$$

$$\begin{aligned} g_+(t) &= \frac{1}{2}e^{-iMt} \left( e^{-i\frac{1}{2}\Delta mt - \frac{1}{2}\Gamma_H t} + e^{+i\frac{1}{2}\Delta mt - \frac{1}{2}\Gamma_L t} \right) \\ g_-(t) &= \frac{1}{2}e^{-iMt} \left( e^{-i\frac{1}{2}\Delta mt - \frac{1}{2}\Gamma_H t} - e^{+i\frac{1}{2}\Delta mt - \frac{1}{2}\Gamma_L t} \right) \end{aligned} \quad (5.13)$$

Эти уравнения позволяют рассчитать вероятность наблюдать состояние  $|P^0\rangle$  ( $|\bar{P}^0\rangle$ ) в момент времени  $t$ , если начальное состояние было чистым  $|P^0\rangle$ . На рис. 5.1 показана зависимость этой вероятности от времени для  $K^0$ ,  $D^0$ ,  $B_d^0$  и  $B_s^0$ -мезонов [65].

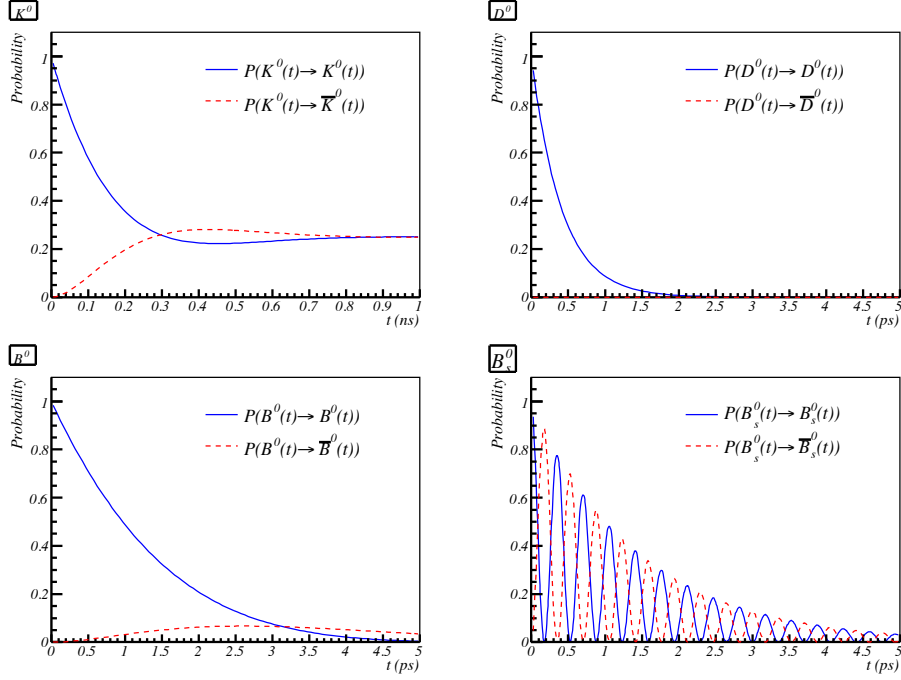


Рис. 5.1: Вероятность обнаружения  $P^0$ -мезона ( $\bar{P}^0$ -мезона) в момент времени  $t$ , имея в начальный момент времени чистый  $P^0$ -мезон [65]

Для описания распадов нейтральных мезонов рассмотрим конечное состояние  $f$  и сопряженное ему  $\bar{f}$ . Для этих состояний существует 4 амплитуды распадов в них флейворных состояний:

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | T | P^0 \rangle & \bar{A}_f &= \langle f | T | \bar{P}^0 \rangle \\ A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | T | P^0 \rangle & \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | T | \bar{P}^0 \rangle \end{aligned} \quad (5.14)$$

Введем набор комплексных параметров  $\lambda_f$ :

$$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}, \quad \bar{\lambda}_f = \frac{1}{\lambda_f}, \quad \lambda_{\bar{f}} = \frac{q \bar{A}_{\bar{f}}}{p A_{\bar{f}}}, \quad \bar{\lambda}_{\bar{f}} = \frac{1}{\lambda_{\bar{f}}}. \quad (5.15)$$

С их помощью вероятность распада в конечное состояние  $f$  в момент времени  $t$ ,  $\Gamma_{P^0 \rightarrow f}(t) = |\langle f | T | P^0(t) \rangle|^2$ , записывается в виде:

$$\begin{aligned} \Gamma_{P^0 \rightarrow f}(t) &= |A_f|^2 \left( |g_+(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_-(t)|^2 + 2\text{Re} [\lambda_f g_+^*(t) g_-(t)] \right) \\ \Gamma_{P^0 \rightarrow \bar{f}}(t) &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left( |g_-(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_+(t)|^2 + 2\text{Re} [\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+(t) g_-^*(t)] \right) \\ \Gamma_{\bar{P}^0 \rightarrow f}(t) &= |A_f|^2 \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left( |g_-(t)|^2 + |\lambda_f|^2 |g_+(t)|^2 + 2\text{Re} [\lambda_f g_+(t) g_-^*(t)] \right) \\ \Gamma_{\bar{P}^0 \rightarrow \bar{f}}(t) &= |\bar{A}_{\bar{f}}|^2 \left( |g_+(t)|^2 + |\bar{\lambda}_{\bar{f}}|^2 |g_-(t)|^2 + 2\text{Re} [\bar{\lambda}_{\bar{f}} g_+^*(t) g_-(t)] \right) \end{aligned} \quad (5.16)$$

Каждое из четырех выражений (5.16) имеет три характерных члена: пропорциональный  $|A|^2$ , пропорциональный  $|A|^2 |q/p|^2$  или  $|A|^2 |p/q|^2$  и пропорциональный  $\text{Re}(g^*g)$ . Первый тип членов соответствует распаду, случившемуся без осцилляции; второй — распаду после осцилляции; наконец, третий — интерференции между двумя предыдущими типами распадов. Соответственно, различают три типа CP-нарушения. Первое, т. н. CP-нарушение при распаде, имеет место, когда вероятности распадов  $P^0 \rightarrow f$  и  $\bar{P}^0 \rightarrow \bar{f}$  различаются. Очевидно,

при этом  $|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f| \neq 1$ . Ко второму типу относят т. н. CP-нарушение при смешивании, т. е. когда вероятности прямой и обратной осцилляции не равны друг другу. Такая ситуация имеет место при  $|q/p| \neq 1$ . Наконец, третий случай — CP-нарушение при интерференции между прямым распадом и распадом после осцилляции — когда различаются вероятности  $\Gamma(P_{(\rightsquigarrow \bar{P}^0)}^0 \rightarrow f)(t)$  и  $\Gamma(\bar{P}_{(\rightsquigarrow P^0)}^0 \rightarrow f)(t)$ . Интересную категорию таких распадов составляют распады при  $f = \bar{f}$ . Таким распадом является  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ , рассматриваемый далее в этой главе.

### 5.1.3 Распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$

Как было сказано во введении к данной главе, новые явления за пределами предсказаний СМ могут повлиять на величину CP-нарушения в распадах  $b$ -адронов. Одним из чувствительных к таким проявлениям каналов является распад  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . Нарушение CP-инвариантности в нем происходит за счет интерференции между прямыми распадами и распадами посредством  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -осцилляций. Частота этих осцилляций характеризуется разницей  $\Delta m_s$  масс тяжелого ( $B_H$ ) и легкого ( $B_L$ ) массовых состояний. Величина CP-нарушения в данном распаде характеризуется величиной  $\phi_s$ , которая определяется как разница слабых фаз между амплитудой  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -смешивания и амплитудой распада  $b \rightarrow c\bar{c}s$ . При отсутствии CP-нарушения состояние  $B_H$  соответствовало бы CP-нечетному состоянию, а  $B_L$  — CP-четному. В рамках СМ фаза  $\phi_s$  мала, а ее значение может быть связано со значениями элементов КKM-матрицы посредством соотношения  $\phi_s \simeq -2\beta_s$ , где  $\beta_s = \arg[-(V_{ts}V_{tb}^*)/(V_{cs}V_{cb}^*)]$ . В предположении отсутствия проявлений новой физики, влияющих на смешивание и распады  $B_s^0$ -мезонов, значение величины  $-2\beta_s = -0.0376_{-0.0007}^{+0.0008}$  рад оценено путем объединения результатов измерений других наблюдаемых из области физики  $b$ -адронов и физики каонов [1].

Другими характеристиками, описывающими  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -смешивание, являются ширина распада  $\Gamma_s = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$  и разница ширин  $\Delta\Gamma_s = \Gamma_L - \Gamma_H$ , где  $\Gamma_L$  и  $\Gamma_H$  — ширины распадов легкого и тяжелого массовых состояний соответственно. В рамках СМ значение этого параметра равно  $\Delta\Gamma_s = 0.088 \pm 0.020$  пс<sup>-1</sup> [2]. Ожидается, что значение  $\Delta\Gamma_s$  менее чувствительно к возможным проявлениям новой физики, чем  $\phi_s$ . Тем не менее, измерение значения разницы ширин  $\Delta\Gamma_s$  представляет интерес с точки зрения проверки теоретических предсказаний. Измерения этих величин были прежде проведены коллаборациями DØ, CDF, LHCb, ATLAS и CMS [66, 67, 68, 69, 70, 71].

Распад псевдоскалярного  $B_s^0$ -мезона на конечное состояние  $J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$  с двумя векторными мезонами приводит к наличию суперпозиции CP-четных и CP-нечетных состояний со значением орбитального момента  $L = 0, 1$  или  $2$ . При этом конечные состояния с  $L = 0$  или  $2$  являются CP-четными, а состояние с  $L = 1$  — CP-нечетным. Еще одно конечное состояние может быть образовано с парой  $K^+K^-$  в  $S$ -волновой конфигурации [72]. Такое конечное состояние также является CP-нечетным. Статистическое разделение всех этих состояний возможно благодаря угловому анализу продуктов распада. Кроме того, в описываемом

мой далее работе использовано мечение (тагирование) начального аромата  $b$ -кварка (flavour tagging) для разделения  $B_s^0$  и  $\bar{B}_s^0$  в начальном состоянии.

В представленной далее работе измерены параметры распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  по результатам обработки данных  $pp$ -соударений при энергии 8 ТэВ в системе центра масс, набранных экспериментом ATLAS в течение 2012 г. и соответствующих интегральной светимости  $14.3 \text{ fb}^{-1}$  [5].

## 5.2 Отбор событий

Мюонная и трековая системы детектора ATLAS являются наиболее важными для реконструкции  $B$ -мезонов. Для анализа распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  были использованы только данные, набранные при корректной работе обеих этих систем, а также при устойчивых пучках. Соответствующий период времени характеризуется постоянным ростом светимости, и потому постоянно меняющимися условиями триггерного отбора. Триггерные алгоритмы, использованные в данном анализе основаны на идентификации распадов  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  с порогами на поперечные импульсы мюонов 4 или 6 ГэВ. Используются данные, набранные детектором ATLAS при энергии протонов в системе центра масс 8 ТэВ, соответствующие  $14.3 \text{ fb}^{-1}$  интегральной светимости. Часть данных, набранных в начале соответствующего периода, не была включена в анализ в связи с проблемой триггерного алгоритма, вследствие которой эффективность отбора событий была неоднородной по времени жизни кандидатов.

Для анализа использовались события, имеющие по крайней мере одну первичную вершину  $pp$ -взаимодействия, образованную по меньшей мере четырьмя треками во внутреннем детекторе, и имеющие не менее одной пары противоположно заряженных мюонных кандидатов, реконструированных с использованием измерений внутреннего детектора и мюонного спектрометра. Мюоны, идентифицированные с помощью одновременного использования этой информации называются *комбинированными* (combined-muons). Мюоны, имеющие лишь сегменты трека в мюонном спектрометре, но совмещенные с экстраполированным треком из внутреннего детектора, называются *тагированными* (segment-tagged). Для анализа использовались лишь измерения внутреннего детектора, поскольку их точность значительно превышает точность измерений мюонного спектрометра в интересующей области поперечных импульсов.

Реконструкция  $J/\psi$ -кандидатов осуществлялась путем фитирования треков мюонов в общую вершину с требованием на качество фита  $\chi^2/N_{\text{d.o.f.}} < 10$ , где  $N_{\text{d.o.f.}}$  — его число степеней свободы. Инвариантная масса пары мюонов рассчитывалась из параметров треков, определенных после их фитирования в общую вершину. Для учета эффекта изменения массового разрешения в зависимости от псевдобыстроты  $J/\psi$ -кандидаты были разделены на три подгруппы исходя из псевдобыстроты  $\eta$  формирующих их мюонов. Оценка массового разрешения и выбор массового окна для отбора  $J/\psi$  производилась путем фитирования распределения инвариантной массы пар мюонов методом наибольшего правдоподобия. Когда оба мюона реконструированы в центральной части детектора  $|\eta| < 1.05$ , массовое окно для  $J/\psi$ -кандидатов составило интервал  $(2.959 - 3.229)$  ГэВ. В случае одного мюона из центральной

части  $|\eta| < 1.05$  и одного — из торцевой  $1.05 < |\eta| < 2.5$  соответствующий массовый интервал составил  $(2.913 - 3.273)$  ГэВ. Наконец, когда оба мюона реконструированы в торцевой части детектора  $1.05 < |\eta| < 2.5$ , сигнальная область составила интервал  $(2.852 - 3.332)$  ГэВ. В каждом из этих случаев массовое окно подбиралось исходя из требования эффективности отбора  $J/\psi$ -кандидатов 99.8%.

Кандидаты  $\phi \rightarrow K^+K^-$  реконструировались из всех пар противоположно заряженных треков с поперечным импульсом  $p_T > 1$  ГэВ и псевдобыстротой  $|\eta| < 2.5$ , не идентифицированных как мюоны. Кандидаты  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$  отбирались путем фитирования в общую вершину треков всех комбинаций кандидатов  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $\phi \rightarrow K^+K^-$ . Каждый из четырех треков должен иметь хотя бы одно измерение в пиксельном детекторе и по меньшей мере четыре измерения в — микростриповом. Дополнительным ограничением на фит четырех треков было требование равенства инвариантной массы пары мюонных треков мировому среднему массе  $J/\psi$ -мезона [53]. Четверка треков рассматривалась в дальнейшем анализе при условии на качество их фита  $\chi^2/N_{\text{d.o.f.}} < 3$ , а также на  $p_T$  треков каонов после фитирования  $p_T > 1$  ГэВ и инвариантную массу  $1.0085 \text{ ГэВ} < m(K^+K^-) < 1.0305 \text{ ГэВ}$ . При наличии более одного  $B_s^0$ -кандидата в событии для анализа выбирался кандидат с наименьшим значением  $\chi^2/N_{\text{d.o.f.}}$  фита четырех треков. Всего было отобрано 375987 кандидатов в пределах интервала инвариантных масс четырех треков  $(5.150 - 5.650)$  ГэВ.

Для каждого  $B_s^0$ -кандидата рассчитывалось значение собственного времени жизни с помощью выражения:

$$t = \frac{L_{xy}m_B}{p_T(B)},$$

где  $p_T(B)$  — поперечный импульс реконструированного  $B_s^0$ -кандидата,  $m_B$  — мировое среднее измерений массы  $B_s^0$ -мезона [53], а  $L_{xy}$  — поперечная длина пробега  $B_s^0$ -кандидата, определенная как проекция на направление поперечного импульса  $B_s^0$ -мезона величины смещения вершины его распада относительно вершины  $pp$ -взаимодействия. Положение первичной вершины было определено путем ее вторичного фитирования после исключения четверки треков, использованной в реконструкции  $B_s^0$ -кандидата.

Среднее число вершин первичных  $pp$ -взаимодействий для отобранных событий составляет 21, что приводит к необходимости выбора лучшего кандидата вершины рождения  $B_s^0$ -мезона. В качестве такой вершины выбиралась вершина с наименьшим трехмерным прицельным параметром, определяемым как расстояние между точкой  $pp$ -взаимодействия и прямой, экстраполированной из точки распада  $B_s^0$ -мезона в направлении его импульса.

Дополнительное исследование с помощью модельных наборов событий Монте-Карло показало [73], что точность измерения собственного времени жизни  $t$   $B_s^0$ -кандидатов стабильна по отношению к изменению числа одновременных  $pp$ -взаимодействий в событии. В описываемом здесь анализе не вводилось отбора по  $t$ .

Для изучения отклика детектора, оценки вкладов фоновых процессов и систематических эффектов было смоделировано методом Монте-Карло 12 миллионов распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  с помощью генератора RUTHIA 8 [51, 43], настроенного по данным эксперимента ATLAS [74]. К модельным событиям не применялся отбор по  $p_T$  на уровне генератора. Отклик детекто-

ра моделировался с помощью стандартных алгоритмов симуляции ATLAS, основанных на программном пакете GEANT4 [35, 36]. С целью воспроизведения эффектов изменяющегося числа протон-протонных взаимодействий на одно пересечение сгустков (явление наложения событий, pile-up), а также варьирующихся триггерных условий в течение периода набора данных, к модельным событиям были применены веса, учитывающие эти эффекты. Также были дополнительно использованы модельные наборы  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ,  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$  и более общие  $b\bar{b} \rightarrow J/\psi X$  и  $pp \rightarrow J/\psi X$  для оценки вкладов фоновых процессов.

### 5.3 Тагирование начального аромата $B$ -мезона

Начальный аромат нейтрального  $B$ -мезона может быть восстановлен с использованием информации от противоположного  $b$ -адрона, содержащего парный к исходному  $b$ -кварк [75, 76]. Подобный способ определения начального аромата  $B$ -мезона называется *тагированием по противоположному  $b$ -кварку* (opposite-side tagging, OST).

Для изучения и калибровки методов OST используются события  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ , где аромат  $B$ -мезона определяется зарядом  $K$ -мезона. Кандидаты  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  выбраны из полного набора данных 2012 г., удовлетворяющих критериям качества, описанным в разд. 5.2. Поскольку проблема с триггером в начале периода набора данных при 8 ТэВ не влияет на калибровку OST, соответствующие данные также включены. Общий объем используемых для калибровки OST данных соответствует  $19.5 \text{ фб}^{-1}$  интегральной светимости.

#### 5.3.1 Отбор событий $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$

Для отбора кандидатов  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  сперва производится отбор  $J/\psi$ -кандидатов из пар противоположно заряженных комбинированных мюонов, формирующих общую вершину, как описано в разд. 5.2. Используются мюоны с поперечными импульсами  $p_T > 4 \text{ ГэВ}$  и псевдобыстротой  $|\eta| < 2.5$ . Инвариантная масса пары мюонов должна лежать в интервале  $2.8 \text{ ГэВ} < m(\mu^+ \mu^-) < 3.4 \text{ ГэВ}$ . Для реконструкции  $B^\pm$ -кандидата к паре мюонов добавляется дополнительный трек, удовлетворяющий критериям качества треков, описанным в разд. 5.2. К этому треку применяется гипотеза массы  $K^\pm$ -мезона, и с использованием всей тройки треков осуществляется вершинный фит с требованием равенства инвариантной массы пары мюонов известному значению массы  $J/\psi$ -мезона. Для уменьшения доли вклада от комбинаторных фоновых процессов вводится дополнительное требование на поперечную длину пробега  $B^\pm$ -кандидата  $L_{xy} > 0.1 \text{ мм}$ .

Для изучения распределений параметров, относящихся к сигнальному процессу  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  применяется метод вычета вкладов фоновых процессов, распределения которых взяты из боковых областей спектра инвариантных масс. События разделяются на подгруппы из пяти интервалов псевдобыстроты  $B^\pm$ -кандидата и трех интервалов инвариантных масс. Сигнальная массовая область определяется как интервал  $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$ , а боковые массовые области —  $[\mu - 5\sigma, \mu - 3\sigma]$  и  $[\mu + 3\sigma, \mu + 5\sigma]$ , где  $\mu$  и  $\sigma$  — среднее и стандартное отклонение



нормального распределения, с помощью которого фитируется сигнальный пик в распределении инвариантных масс кандидатов. Фитирование осуществляется независимо в каждом интервале псевдобыстроты.

Как уже было сказано, сигнальный пик моделируется с помощью нормального распределения. Вклады от комбинаторных фоновых процессов описываются экспоненциальной функцией, а вклад частично реконструированных распадов  $b$ -адронов — функцией гиперболического тангенса. Также нормальным распределением описывается вклад от распадов  $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ . Было обнаружено, что влияние некомбинаторных фоновых процессов на процедуру тагирования пренебрежимо мало. На рис. 5.2 показано распределение инвариантных масс  $B^\pm$ -кандидатов после объединения всех интервалов псевдобыстроты.

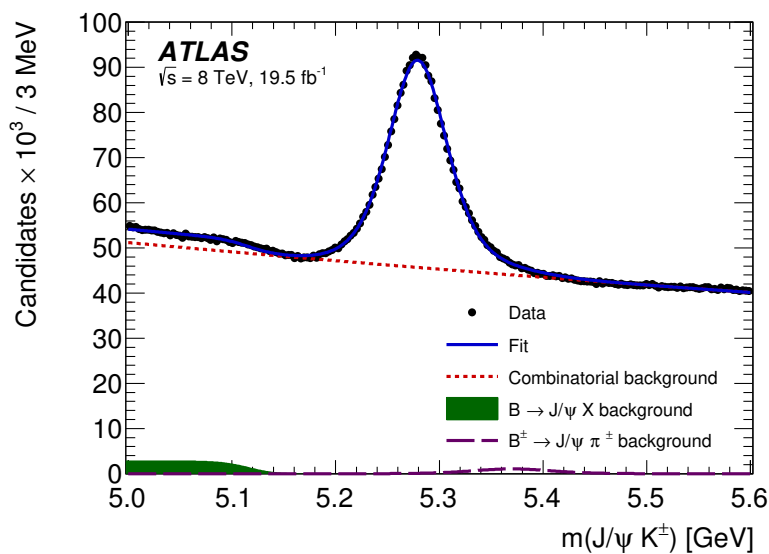


Рис. 5.2: Распределение инвариантных масс кандидатов  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ , удовлетворяющих критериям отбора и используемых для изучения процедуры тагирования аромата. Экспериментальные данные отмечены черными точками, а общий результат фита — синей кривой. Вклад от комбинаторных фоновых процессов изображен красной пунктирной линией, от частично реконструированных распадов — закрашенной зеленой областью, а от распадов  $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ , где  $\pi^\pm$ -мезону ошибочно присвоена масса  $K^\pm$ -мезона, — фиолетовой пунктирной линией.

### 5.3.2 Методы тагирования аромата

Восстановление аромата парного  $b$ -кварка возможно несколькими методами, каждый из которых имеет свою эффективность и разделительную способность. Измеренный заряд электрона или мюона от полуплептонного распада  $B$ -мезона позволяет с хорошей точностью восстановить аромат  $b$ -кварка, однако разделительная способность такого метода ухудшается за счет наличия наряду с процессами  $b \rightarrow \ell$  осцилляций нейтральных  $B$ -мезонов и каскадных распадов  $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ . Процессам с наличием осцилляций и каскадных распадов сопутствуют лептоны с зарядом, отличным от заряда лептона при прямом процессе  $b \rightarrow \ell$ . Повысить

разделительную способность лептонного тагирования можно при рассмотрении взвешенной суммы зарядов треков в конусе вокруг лептона, где взвешивающая функция и величина раствора конуса определяются независимо для каждого конкретного метода тагирования путем оптимизации качества работы данного метода. В случае отсутствия лептона некоторое разделение  $b$  и  $\bar{b}$ -кварков возможно с помощью взвешенной суммы зарядов треков адронной струи, ассоциированной с распадом противоположного  $B$ -адрона. Далее дано детальное описание используемых методов тагирования.

Для тагирования с использованием мюонов в событии требуется наличие дополнительного мюона с поперечным импульсом  $p_T > 2.5$  ГэВ и продольным прицельным параметром  $|\Delta z| < 5$  мм по отношению к первичной вершине  $pp$ -взаимодействия. Как было сказано в разд. 5.2, мюоны классифицируются по типу реконструкции на *комбинированные* и *тагированные*. Этим двум типам мюонов соответствуют отдельные методы тагирования аромата  $b$ -кварка. В случае наличия более одного дополнительного мюона в событии для тагирования выбирается мюон с наибольшим поперечным импульсом.

Для выбранного мюона строится зарядовая переменная, определяемая следующим образом:

$$Q_\mu = \frac{\sum_i^{N_{\text{треков}}} q_i \cdot (p_{Ti})^\kappa}{\sum_i^{N_{\text{треков}}} (p_{Ti})^\kappa}, \quad (5.17)$$

где суммирование ведется по трекам, лежащим в конусе  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.5$  вокруг направления мюона,  $q_i$  — заряд  $i$ -ого трека, а  $\kappa = 1.1$ . В суммировании участвуют треки с  $p_T > 0.5$  ГэВ и  $|\eta| < 2.5$ . Треки, ассоциированные с сигнальным распадом  $B^\pm$ , исключаются из суммы. На рис. 5.3 показаны распределения зарядовой переменной для мюонов в сигнальных событиях  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ .

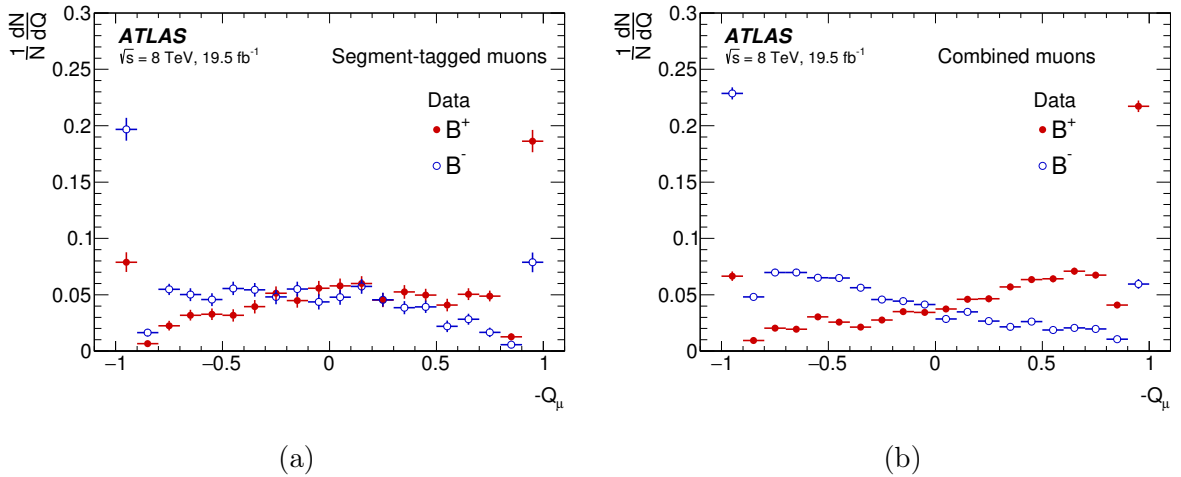


Рис. 5.3: Распределение зарядовой переменной для *тагированных* (а) и *комбинированных* (б) мюонов в сигнальных событиях  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$

При тагировании с помощью электронов в событии требуется наличие электрона, идентифицированного благодаря информации из внутреннего детектора и калориметра и удовлетворяющего жестким (tight) критериям отбора электронов, описанным в работе [77]. Ассоциированный с электроном трек внутреннего детектора должен иметь  $p_T > 0.5$  ГэВ и  $|\eta| < 2.5$ .

Также вводится требование на продольный прицельный параметр  $|\Delta z| < 5$  мм по отношению к первичной вершине  $pp$ -взаимодействия, чтобы исключить электроны от взаимодействий, не связанных с сигнальным процессом. Чтобы исключить электроны со стороны сигнального распада, не рассматриваются электроны, находящиеся в конусе  $\Delta R = 0.4$  вокруг направления импульса  $B$ -кандидата в лабораторной системе отсчета, а также электроны, для которых угол  $\zeta_b$  между их импульсом и импульсом  $B$ -кандидата удовлетворяет условию  $\cos(\zeta_b) > 0.98$ . В случае наличия в событии более одного электрона, прошедшего описанный отбор, выбирается электрон с наибольшим поперечным импульсом. Как и в случае с мюонным тагированием, рассчитывается зарядовая переменная  $Q_e$ , где суммирование также проводится по трекам в конусе  $\Delta R = 0.5$  вокруг направления электрона и  $\kappa = 1.0$ . В случае отсутствия дополнительных треков вокруг электрона  $Q_e$  равняется заряду электрона. На рис. 5.4 показано распределение зарядовой переменной для электронов в сигнальных событиях  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ .

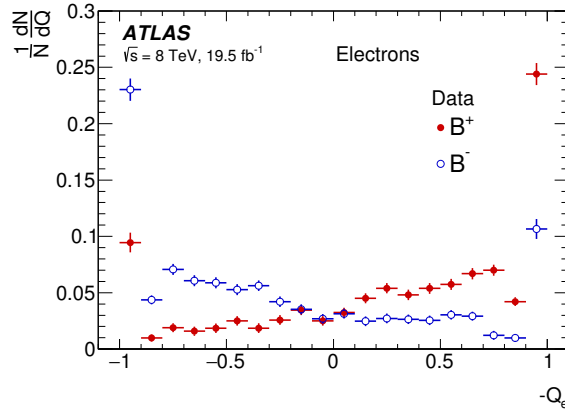


Рис. 5.4: Распределение зарядовой переменной для электронов в сигнальных событиях  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$

При условии отсутствия в событии подходящего мюона или электрона для OST используются  $b$ -тагированные адронные струи (т. е. струи, являющиеся продуктами адронизации и распадов  $b$ -кварков), идентифицированные при помощи многопараметрического алгоритма тагирования [78], представляющего собой комбинацию нескольких алгоритмов на основе искусственных нейронных сетей и дающего на выходе т. н. весовой параметр  $b$ -tag. Выбираются струи с весовым параметром  $b$ -tag, превышающим значение 0.7. Этот критерий был получен путем оптимизации алгоритма OST с использованием струй на калибровочном наборе данных  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ . Реконструкция струй осуществляется при помощи алгоритма «anti- $k_t$ » [79] с параметром радиуса  $R = 0.8$ . При наличии более одной струи используется струя с наибольшим значением весового параметра  $b$ -tag.

Зарядовая переменная определяется для струи следующим образом:

$$Q_{\text{jet}} = \frac{\sum_i^{N_{\text{треков}}} q_i \cdot (p_{Ti})^\kappa}{\sum_i^{N_{\text{треков}}} (p_{Ti})^\kappa}, \quad (5.18)$$

где  $\kappa = 1.1$ , а суммирование ведется по всем трекам, ассоциированным с данной струей и принадлежащих той же первичной вершине  $pp$ -взаимодействия, что и сигнальный  $B$ -кандидат,

исключая продукты распада самого  $B$ -кандидата. На рис. 5.5 показано распределение зарядовой переменной для струй в сигнальных событиях  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ .

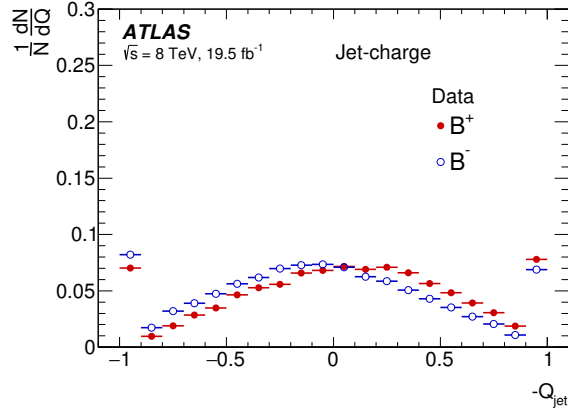


Рис. 5.5: Распределение зарядовой переменной для струй в сигнальных событиях  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$

Эффективность  $\epsilon$  отдельного метода тагирования аромата  $b$ -кварка определяется как отношение числа  $B$ -кандидатов, тагированных данным методом, к полному числу кандидатов. Вероятность  $P(B|Q)$  ( $P(\bar{B}|Q)$ ) при данном значении зарядовой переменной иметь в сигнальном распаде  $\bar{b}$ -кварк ( $b$ -кварк) определяется из калибровочных наборов событий для распадов  $B^+$  и  $B^-$ -мезонов, которые задают вероятности  $P(Q|B^+)$  и  $P(Q|B^-)$ , соответственно. Вероятность тагирования сигнального события как содержащего  $\bar{b}$ -кварк равна  $P(B|Q) = P(Q|B^+) / (P(Q|B^+) + P(Q|B^-))$ , а соответственно  $P(\bar{B}|Q) = 1 - P(B|Q)$ . Можно определить т. н. коэффициент разбавления (dilution)  $\mathcal{D} = P(B|Q) - P(\bar{B}|Q) = 2P(B|Q) - 1$ , который характеризует силу данного метода тагирования. Мощность тагирования (tagging power) для конкретного метода определяется как  $T = \epsilon \mathcal{D}^2 = \sum_i \epsilon_i \cdot (2P_i(B|Q_i) - 1)^2$ , где суммирование производится по малым интервалам зарядовой переменной, а  $\epsilon_i$  — число тагированных кандидатов в  $i$ -ом интервале зарядовой переменной, деленное на общее число кандидатов. Эффективный коэффициент разбавления  $D = \sqrt{T/\epsilon}$  определяется по измеренным значениям мощности тагирования и эффективности.

Выбор определенного метода тагирования в конкретном событии, содержащем  $B_s^0$ -кандидат, основан лишь на содержащейся в данном событии информации. Тагирование с использованием адронных струй применяется только в случае, когда в событии отсутствует подходящий лептон. Число событий с одновременным наличием подходящих электрона и мюона пренебрежимо мало: оно составляет 0.4% от всех тагированных событий. Для этих событий предпочтение отдается методу с наибольшей мощностью тагирования. Кандидатам, тагирование которых невозможно ни одним методом, присваивается вероятность 0.5 наличия  $\bar{b}$ -кварка. Информация о качестве работы описанных методов тагирования приведена в таблице 5.1.

| Метод                        | Эффективность, % | Коэффициент разбавления, % | Мощность тагирования, % |
|------------------------------|------------------|----------------------------|-------------------------|
| <i>Комбинированные</i> мюоны | $4.12 \pm 0.02$  | $47.4 \pm 0.2$             | $0.92 \pm 0.02$         |
| Электроны                    | $1.19 \pm 0.01$  | $49.2 \pm 0.3$             | $0.29 \pm 0.01$         |
| <i>Тагированные</i> мюоны    | $1.20 \pm 0.01$  | $28.6 \pm 0.2$             | $0.10 \pm 0.01$         |
| Струи                        | $13.15 \pm 0.03$ | $11.85 \pm 0.03$           | $0.19 \pm 0.01$         |
| Суммарно                     | $19.66 \pm 0.04$ | $27.56 \pm 0.06$           | $1.49 \pm 0.02$         |

Таблица 5.1: Информация о качестве работы описанных методов тагирования. Приведены статистические неопределенности. Эффективность и мощность тагирования получены путем суммирования по интервалам зарядовой переменной. Эффективный коэффициент разбавления определен по измеренным значениям эффективности и мощности тагирования.

### 5.3.3 Использование информации об аромате $B_s^0$ -кандидата в фите

Вероятность тагирования  $B_s^0$ -кандидата как содержащего  $\bar{b}$ -кварк  $P(B|Q)$  определяется из калибровочных наборов  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ , как это было описано в разд. 5.3.2. Распределения величины  $P(B|Q)$  различаются для сигнала и фона, они учитываются при фитировании в виде членов  $P_s(P(B|Q))$  и  $P_b(P(B|Q))$  для сигнала и фона, соответственно. Эти распределения состоят из непрерывных и дискретных (в случае равенства зарядовой переменной  $\pm 1$ ) частей, которые рассматриваются различным образом.

Для непрерывной части сперва фитируются распределения  $P(B|Q)$  в боковых частях массового спектра  $5.150 \text{ ГэВ} < m(B_s^0) < 5.317 \text{ ГэВ}$  и  $5.417 \text{ ГэВ} < m(B_s^0) < 5.650 \text{ ГэВ}$  с использованием различных функций для различных методов тагирования. Для тагирования при помощи *комбинированных* мюонов распределение  $P(B|Q)$  фитируется суммой полинома четвертой степени и двух экспонент. Для тагирования электронами используется сумма полинома второй степени и двух экспонент. Для *тагированных* мюонов — сумма трех нормальных распределений. Наконец, для адронных струй распределение  $P(B|Q)$  фитируется полиномом восьмой степени. Во всех четырех случаях фитирование осуществляется методом небинированного максимального правдоподобия. На следующем шаге те же функции используются для фитирования  $P(B|Q)$  в сигнальной области массового спектра с фиксированными параметрами для фоновой компоненты и свободными для сигнальной. Доля числа фоновых событий по отношению к числу сигнальных также фиксирована. Результаты этих фитов для четырех методов тагирования приведены на рис. 5.6.

Учет возможных расхождений между экспериментальными данными и выбранными моделями фита производился путем фитирования распределений  $P(B|Q)$  альтернативными функциями. Эта процедура описана более детально в разд. 5.5.

Дискретные компоненты распределений  $P(B|Q)$  возникают в случае тагирования одиночным треком — тогда зарядовая переменная равна строго  $+1$  или  $-1$ . Доли событий  $f_{+1}$  и  $f_{-1}$  с зарядами  $+1$  и  $-1$ , соответственно, определяются независимо для сигнала и для фона с использованием тех же сигнальной и боковых областей массового спектра  $B_s^0$ -кандидатов.

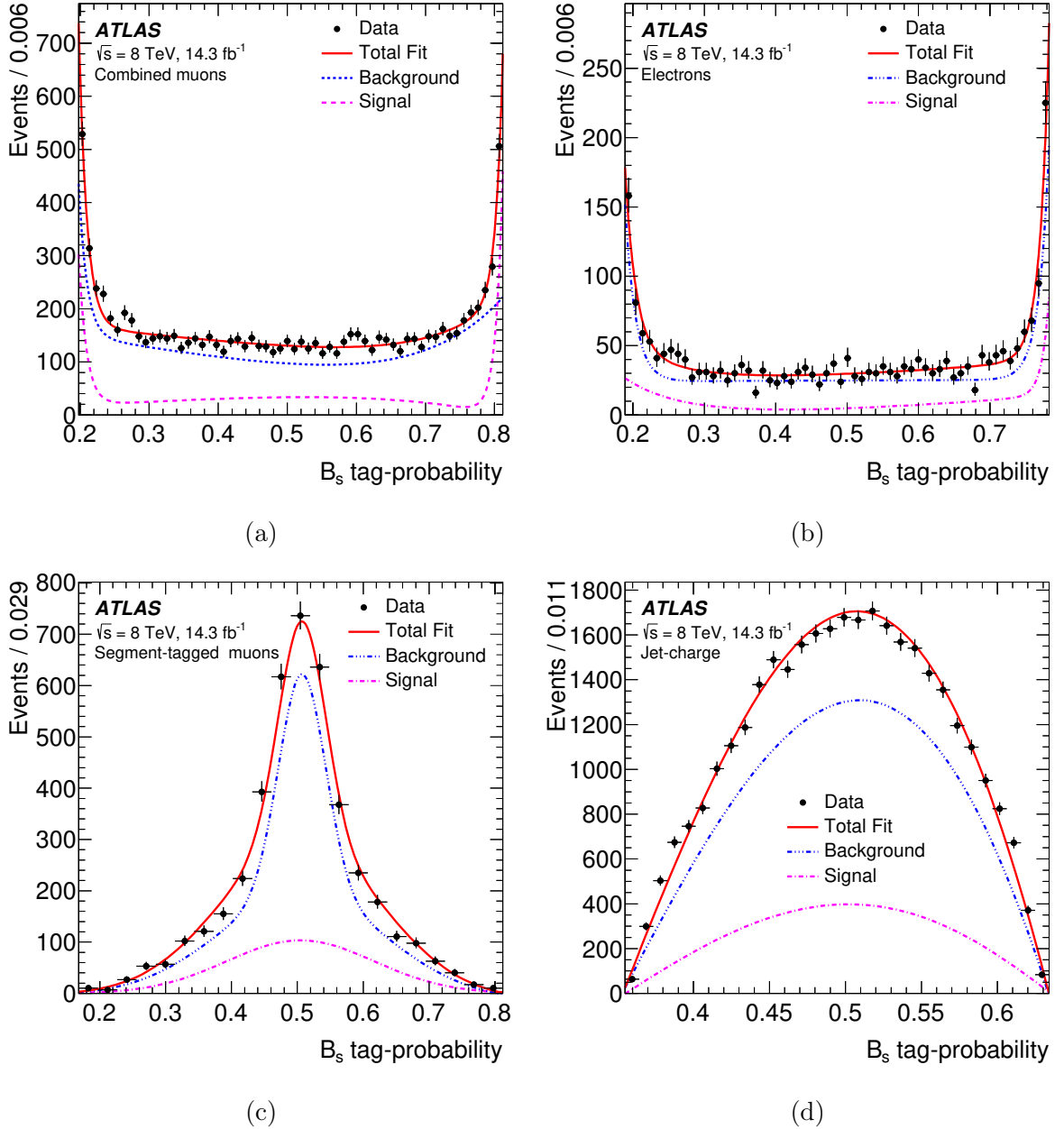


Рис. 5.6: Непрерывная часть распределения  $P(B|Q)$  при тагировании *комбинированными* мюонами (а), электронами (b), *тагированными* мюонами (c) и адронными струями (d). Черными точками обозначены экспериментальные данные, синяя линия — фит боковых частей массового спектра, фиолетовая линия — сигнальная компонента, красная линия — суммарный фит.

Положительный и отрицательный заряды с одинаковой вероятностью формируются для кандидатов, образованных случайной комбинацией  $J/\psi$ -мезона и пары треков, однако это не так для частично реконструированных распадов  $b$ -адронов. Оставшаяся доля  $1 - f_{+1} - f_{-1}$  событий составляет непрерывную часть спектра. В таблице 5.2 приведены доли  $f_{+1}$  и  $f_{-1}$  для сигнальных и фоновых событий при различных методах тагирования.

| Метод тагирования            | Сигнал            |                   | Фон               |                   |
|------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|                              | $f_{+1}$          | $f_{-1}$          | $f_{+1}$          | $f_{-1}$          |
| <i>Комбинированные</i> мюоны | $0.124 \pm 0.012$ | $0.127 \pm 0.012$ | $0.093 \pm 0.003$ | $0.095 \pm 0.003$ |
| Электроны                    | $0.105 \pm 0.020$ | $0.139 \pm 0.021$ | $0.110 \pm 0.007$ | $0.110 \pm 0.007$ |
| <i>Тагированные</i> мюоны    | $0.147 \pm 0.024$ | $0.118 \pm 0.023$ | $0.083 \pm 0.004$ | $0.084 \pm 0.004$ |
| Струи                        | $0.071 \pm 0.005$ | $0.069 \pm 0.005$ | $0.068 \pm 0.002$ | $0.069 \pm 0.002$ |

Таблица 5.2: Доли  $f_{+1}$  и  $f_{-1}$  событий с зарядовой переменной, равной  $+1$  и  $-1$ , соответственно, для сигнала и фона при различных методах тагирования. Приведены только статистические ошибки.

Оценка долей сигнальных и фоновых событий, тагированных различными методами OST, также производилась методом вычета вклада боковых областей массового спектра. Результаты этой оценки приведены в таблице 5.3.

| Метод тагирования            | Сигнал            | Фон               |
|------------------------------|-------------------|-------------------|
| <i>Комбинированные</i> мюоны | $0.047 \pm 0.003$ | $0.038 \pm 0.001$ |
| Электроны                    | $0.012 \pm 0.001$ | $0.008 \pm 0.001$ |
| <i>Тагированные</i> мюоны    | $0.013 \pm 0.001$ | $0.015 \pm 0.001$ |
| Струи                        | $0.135 \pm 0.003$ | $0.100 \pm 0.001$ |
| Без тагирования              | $0.793 \pm 0.002$ | $0.839 \pm 0.002$ |

Таблица 5.3: Относительные доли сигнальных и фоновых событий, тагированных различными методами OST. Приведенные доли включают как непрерывную, так и дискретную части спектра  $P(B|Q)$ . Указаны только статистические ошибки.

## 5.4 Фит методом наибольшего правдоподобия

Извлечение значений параметров распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$  из отобранных событий осуществляется путем их фитирования методом небинированного максимального правдоподобия. В фите используются инвариантная масса кандидата  $m$ , измеренное его собственное время жизни  $t$ , неопределенность этого времени жизни  $\sigma_t$ , вероятность тагирования кандидата как содержащего  $\bar{b}$ -кварк  $P(B|Q)$  и т. н. углы поперечности  $\Omega$  (transversity angles), строгое определение которых дано в разд. 5.4.1. Функция правдоподобия не зависит от инвариантной массы пары  $K^+K^-$ . Функция правдоподобия определяется в виде комбинации

сигнальной и фоновых плотностей вероятности следующим образом:

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \left\{ w_i \cdot \ln \left[ f_s \cdot \mathcal{F}_s(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{Ti}) \right. \right. \\ \left. \left. + f_s \cdot f_{B_d^0} \cdot \mathcal{F}_{B_d^0}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{Ti}) \right. \right. \\ \left. \left. + f_s \cdot f_{\Lambda_b^0} \cdot \mathcal{F}_{\Lambda_b^0}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{Ti}) \right. \right. \\ \left. \left. + (1 - f_s \cdot (1 + f_{B_d^0} + f_{\Lambda_b^0})) \cdot \mathcal{F}_{\text{фон}}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{Ti}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.19)$$

где  $N$  — число выбранных кандидатов,  $w_i$  — веса для учета эффективности триггера (описаны в разд. 5.4.3),  $f_s$  — доля сигнальных событий,  $f_{B_d^0}$  и  $f_{\Lambda_b^0}$  — доли  $B_d^0$ -мезонов и  $\Lambda_b^0$ -барионов, соответственно, идентифицированных как  $B_s^0$ -кандидаты, определенные относительно числа сигнальных событий. Доли  $f_{B_d^0}$  и  $f_{\Lambda_b^0}$  определены с помощью моделирования методом Монте-Карло эффективностей реконструкции соответствующих каналов и фиксированы в данном фите. Масса  $m_i$ , собственное время жизни  $t_i$  и углы распада  $\Omega_i$  определены для  $i$ -ого события.  $\mathcal{F}_s$ ,  $\mathcal{F}_{B_d^0}$ ,  $\mathcal{F}_{\Lambda_b^0}$  и  $\mathcal{F}_{\text{фон}}$  — плотности вероятности сигнала, фона  $B_d^0$ , фона  $\Lambda_b^0$  и прочих фоновых процессов, соответственно. Детальное описание сигнальной плотности вероятности из уравнения (5.19) дано в разд. 5.4.1. Остальные три фоновые функции описаны в разд. 5.4.2.

### 5.4.1 Сигнальная плотность вероятности

Функция  $\mathcal{F}_s$ , описывающая сигнальные события, задается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_s(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{Ti}) = P_s(m_i) \cdot P_s(\Omega_i, t_i, P(B|Q), \sigma_{t_i}) \\ \cdot P_s(\sigma_{t_i}) \cdot P_s(P(B|Q)) \cdot A(\Omega_i, p_{Ti}) \cdot P_s(p_{Ti}). \end{aligned} \quad (5.20)$$

Массовая плотность вероятности  $P_s(m_i)$  представляет собой сумму трех нормальных распределений с общим средним. Члены  $P_s(\sigma_{t_i})$  и  $P_s(p_{Ti})$  описываются гамма-распределением:

$$P_s(X) = \frac{(X - c)^a e^{-(X-c)/b}}{b^{a+1} \Gamma(a + 1)}, \quad (5.21)$$

где  $X = \sigma_{t_i}$  или  $p_{Ti}$ . Параметры этих функций определены фитированием сигнальной области спектра инвариантных масс экспериментальных данных после вычета вклада боковых областей. Поскольку разрешение по времени жизни зависит от поперечного импульса кандидата, параметры  $P_s(\sigma_{t_i})$  определялись независимо в шести интервалах  $p_T$ . Член  $P_s(P(B|Q))$  был описан в разд. 5.3.3.

Член  $P_s(\Omega_i, t_i, P(B|Q), \sigma_{t_i})$  представляет собой совместную плотность вероятности по собственному времени жизни  $t$  и углам поперечности  $\Omega$  распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ . Без учета детекторных эффектов она определяется дифференциальной шириной распада [80]:

$$\frac{d^4\Gamma}{dt d\Omega} = \sum_{k=1}^{10} \mathcal{O}^{(k)}(t) g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T), \quad (5.22)$$

где  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  — временные функции, соответствующие вкладам четырех различных амплитуд ( $A_0, A_{\parallel}, A_{\perp}$  и  $A_S$ ) и их интерференционным членам, а  $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  — угловые функции.



Все эти функции представлены в таблице 5.4. Формулы для временных функций имеют одинаковую структуру для  $B_s^0$  и  $\bar{B}_s^0$ , различаясь лишь знаком в членах с  $\Delta m_s$ . Параметр  $A_\perp(t)$  в таблице 5.4 соответствует амплитуде распада в CP-нечетное конечное состояние, а  $A_0(t)$  и  $A_\parallel(t)$  — амплитуды распада в CP-четные состояния. Амплитуда  $A_S(t)$  определяет вклад событий  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$  с CP-нечетным конечным состоянием. Все четыре комплексные амплитуды заданы в виде  $|A_i|e^{i\delta_i}$ , где  $i = \{0, \parallel, \perp, S\}$ , причем  $\delta_0 = 0$  и выполнено условие нормировки:  $|A_0(0)|^2 + |A_\perp(0)|^2 + |A_\parallel(0)|^2 = 1$ . При фитировании амплитуды  $|A_0(0)|^2$ ,  $|A_\parallel(0)|$  и  $|A_S(0)|^2$  являются свободными параметрами, а  $|A_\perp(0)|^2$  определяется из условия нормировки. Исползованный в анализе формализм предполагает отсутствие прямого CP-нарушения.

| $k$ | $\mathcal{O}^{(k)}(t)$   | $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$                                    |
|-----|--|--|
| 1   | $\frac{1}{2} A_0(0) ^2 [(1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin(\phi_s)]$   | $2 \cos^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$                  |
| 2   | $\frac{1}{2} A_\parallel(0) ^2 [(1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin(\phi_s)]$   | $\sin^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \sin^2 \phi_T)$                    |
| 3   | $\frac{1}{2} A_\perp(0) ^2 [(1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin(\phi_s)]$   | $\sin^2 \psi_T \sin^2 \theta_T$  |
| 4   | $\frac{1}{2} A_0(0)  A_\parallel(0)  \cos \delta_\parallel$<br>$[(1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin(\phi_s)]$  | $\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$         |
| 5   | $ A_\parallel(0)  A_\perp(0)  [\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L t} - e^{-\Gamma_H t}) \cos(\delta_\perp - \delta_\parallel) \sin \phi_s$<br>$\pm e^{-\Gamma_s t} (\sin(\delta_\perp - \delta_\parallel) \cos(\Delta m_s t) - \cos(\delta_\perp - \delta_\parallel) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t))]$ | $-\sin^2 \psi_T \sin 2\theta_T \sin \phi_T$                            |
| 6   | $ A_0(0)  A_\perp(0)  [\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L t} - e^{-\Gamma_H t}) \cos \delta_\perp \sin \phi_s$<br>$\pm e^{-\Gamma_s t} (\sin \delta_\perp \cos(\Delta m_s t) - \cos \delta_\perp \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t))]$   | $\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$           |
| 7   | $\frac{1}{2} A_S(0) ^2 [(1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s]$  | $\frac{2}{3} (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$                      |
| 8   | $ A_S(0)  A_\parallel(0)  [\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L t} - e^{-\Gamma_H t}) \sin(\delta_\parallel - \delta_S) \sin \phi_s$<br>$\pm e^{-\Gamma_s t} (\cos(\delta_\parallel - \delta_S) \cos(\Delta m_s t) - \sin(\delta_\parallel - \delta_S) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t))]$                 | $\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$        |
| 9   | $\frac{1}{2} A_S(0)  A_\perp(0)  \sin(\delta_\perp - \delta_S)$<br>$[(1 - \cos \phi_s)e^{-\Gamma_L t} + (1 + \cos \phi_s)e^{-\Gamma_H t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s]$   | $\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$          |
| 10  | $ A_0(0)  A_S(0)  [\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_H t} - e^{-\Gamma_L t}) \sin \delta_S \sin \phi_s$<br>$\pm e^{-\Gamma_s t} (\cos \delta_S \cos(\Delta m_s t) + \sin \delta_S \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t))]$   | $\frac{4}{3} \sqrt{3} \cos \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$ |

Таблица 5.4: Временные функции  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  и угловые функции  $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ . Амплитуды  $|A_0(0)|^2$  и  $|A_\parallel(0)|^2$  соответствуют CP-четным компонентам распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ , а  $|A_\perp(0)|^2$  — CP-нечетная амплитуда. Этим амплитудам соответствуют сильные фазы  $\delta_0$ ,  $\delta_\parallel$  и  $\delta_\perp$ , где  $\delta_0$  по соглашению принята за 0.  $S$ -волновая амплитуда  $|A_S(0)|^2$  определяет вклад событий  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$  и также имеет соответствующую сильную фазу  $\delta_S$ . Члены со знаками  $\pm$  и  $\mp$  обозначают два случая: верхнему знаку соответствует распад мезона, являвшегося  $B_s^0$  в начальном состоянии, а нижнему —  $\bar{B}_s^0$  в начальном состоянии.

Угловые переменные  $(\theta_T, \phi_T, \psi_T)$  определяются в системах покоя пары мюонов и пары каонов. При этом ось  $x$  направлена вдоль импульса  $\phi$ -мезона в системе покоя  $J/\psi$ -мезона, а импульсы каонов определяют плоскость  $x - y$ , причем  $p_y(K^+) > 0$ , см. рис. 5.7<sup>1</sup>. Углы вводятся следующим образом:

- $\theta_T$  — угол между  $\vec{p}(\mu^+)$  и нормалью к плоскости  $x - y$  в системе покоя  $J/\psi$ -мезона,
- $\phi_T$  — угол между осью  $x$  и проекцией  $\vec{p}_{xy}(\mu^+)$  импульса  $\mu^+$  на плоскость  $x - y$  в системе покоя  $J/\psi$ -мезона,
- $\psi_T$  — угол между  $\vec{p}(K^+)$  и  $-\vec{p}(J/\psi)$  в системе покоя  $\phi$ -мезона.

<sup>1</sup>Данная система координат введена для удобства определения углов и отличается от основной системы координат, используемой в эксперименте ATLAS, описание которой дано в разд. 1.2.1

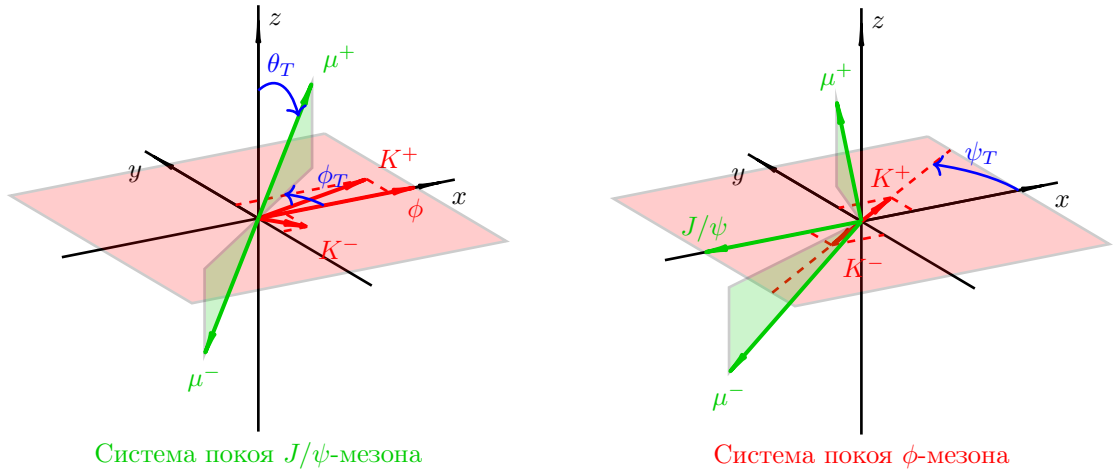


Рис. 5.7: Схематическое изображение распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$  в системах покоя  $J/\psi$  и  $\phi$ -мезонов. Отмечены углы поперечности  $(\theta_T, \phi_T, \psi_T)$ .

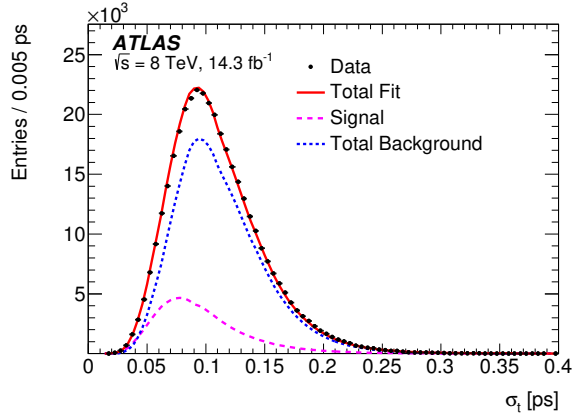


Рис. 5.8: Распределение погрешности измерения собственного времени жизни  $B_s^0$ -кандидатов. Экспериментальные данные отмечены черными точками. Фоновая компонента изображена в виде синей кривой. Сигнальной компоненте соответствует фиолетовая кривая. Суммарный фит обозначен красной кривой.

Член  $P_s(\Omega_i, t_i, P(B|Q), \sigma_{t_i})$  также учитывает разрешение по собственному времени жизни. Для каждого события осуществляется численная свертка функций  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  с функцией Гаусса с шириной  $\sigma_{t_i}$ , домноженной на общий для всех событий фактор скейлинга. На рис. 5.8 показано распределение погрешности измерения собственного времени жизни. Среднее значение этой неопределенности для сигнальных событий составляет 97 фс.

Влияние акцептанса детектора и отбора по кинематическим характеристикам на угловые распределения учитывается в функции правдоподобия в виде корректирующего члена  $A(\Omega_i, p_{Ti})$ . Акцептанс рассчитывается из модельных событий  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  в четырехмерных бинах по углам поперечности и поперечному импульсу кандидатов. Использование бинов по  $p_T$  важно в связи с зависимостью углового акцептанса от  $p_T$   $B_s^0$ -кандидата.

### 5.4.2 Плотности вероятности для фоновых процессов

Плотность вероятности, описывающая нерезонансные фоновые процессы, имеет следующий вид:

$$\mathcal{F}_{\text{фон}}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{T_i}) = P_b(m_i) \cdot P_b(t_i|\sigma_{t_i}) \cdot P_b(P(B|Q)) \cdot P_b(\Omega_i) \cdot P_b(\sigma_{t_i}) \cdot P_b(p_{T_i}). \quad (5.23)$$

Распределение собственного времени жизни  $P_b(t_i|\sigma_{t_i})$  описывается суммой нормального распределения с нулевым средним, двух экспоненциальных функций в положительной области и одной экспоненциальной функции в отрицательной области. Для этих функций осуществляется численная свертка с временным разрешением таким же образом, как это делается для сигнальных функций  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$ . Нормальное распределение с нулевым средним описывает события с т. н. прямыми  $J/\psi$ -мезонами, т. е.  $J/\psi$ -мезонами, рожденными непосредственно в вершине  $pp$ -взаимодействия. Экспоненты в положительной области времен жизни описывают более долгоживущие частицы, распадающиеся через  $J/\psi$ -мезон (т. н. не прямые  $J/\psi$ ):  $B/D \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)X$ . Такие  $J/\psi$  реконструируются вместе со случайной комбинацией треков адронов из первичной вершины  $pp$ -взаимодействия или продуктов распада  $b$ -адрона в том же событии. Экспонента в отрицательной области времен жизни необходима для описания событий с плохим координатным разрешением. Члены  $P_b(\sigma_{t_i})$  и  $P_b(p_{T_i})$  описываются гамма-распределением:

$$P_b(X) = \frac{(X - c)^a e^{-(X-c)/b}}{b^{a+1} \Gamma(a + 1)}, \quad (5.24)$$

где  $X = \sigma_{t_i}$  или  $p_{T_i}$ . Параметры этих функций определены фитированием событий из боковых областей спектра инвариантных масс кандидатов. Член  $P_b(P(B|Q))$ , описывающий вероятность тагирования кандидата как содержащего  $\bar{b}$ -кварк, описан в разд. 5.3.3.

Форма угловых фоновых распределений  $P_b(\Omega_i)$  определяется эффектами акцептанса. Эти распределения описываются с помощью полиномов Лежандра:

$$\begin{aligned} P_k(x) &= \frac{1}{2^k k!} \frac{d^k}{dx^k} (x^2 - 1)^k \\ P_n^m(x) &= (-1)^m (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_n(x) \\ Y_l^m(\theta_T) &= \sqrt{(2l + 1)/(4\pi)} \sqrt{(l - m)!/(l + m)!} P_l^{|m|}(\cos \theta_T) \\ P_b(\theta_T, \psi_T, \phi_T) &= \sum_{k=0}^6 \sum_{l=0}^6 \sum_{m=-l}^l \begin{cases} a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^m(\theta_T) \cos(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{при } m > 0, \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^{-m}(\theta_T) \sin(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{при } m < 0, \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^0(\theta_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{при } m = 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (5.25)$$

где коэффициенты  $a_{k,l,m}$  подбираются для наилучшего описания угловых распределений в боковых областях спектра инвариантных масс  $B_s^0$ -кандидатов. Эти параметры затем фиксированы в основном фите. Боковым областям спектра инвариантных масс соответствует область масс между 5.150 ГэВ и 5.650 ГэВ, исключая сигнальную область  $|m(B_s^0) - 5.366 \text{ ГэВ}| < 0.110 \text{ ГэВ}$ . Массовый член  $P_b(m_i)$  представляет собой сумму экспоненты и константы.

События  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$ , реконструированные как  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ , учитываются в фите с помощью членов  $\mathcal{F}_{B_d^0}$  и  $\mathcal{F}_{\Lambda_b^0}$  из уравнения (5.19). Доли этих событий

$f_{B_d^0} = (3.3 \pm 0.5)\%$  и  $f_{\Lambda_b^0} = (1.8 \pm 0.6)\%$  относительно числа сигнальных событий определены с помощью моделирования методом Монте-Карло эффективностей реконструкции данных каналов, а также с использованием относительных парциальных ширин соответствующих распадов и вероятностей фрагментации  $b$ -кварка в соответствующие адроны [53, 81, 82, 83, 84, 85]. Модельные события также используются для определения формы распределений по инвариантной массе и углам поперечности. Угловые распределения для распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  моделируются с использованием информации из [86]. Эти распределения моделируются с учетом эффектов аксептанса и затем описываются с помощью полиномов Лежандра (5.25). Параметры этих распределений фиксированы в основном фите. Для канала  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$  учитывается путем взвешивания модельных событий резонансная структура спектра инвариантных масс системы  $pK$  благодаря распадам  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda^*$  [85]. На рис. 5.9 показаны эти спектры на генераторном уровне до и после взвешивания модельных событий. Распределения по времени жизни для событий  $B_d^0$  и  $\Lambda_b^0$  учитываются добавлением экспоненциальных членов, аргументы которых модифицированы отношением масс  $B_d^0/B_s^0$  и  $\Lambda_b^0/B_s^0$ , причем времена жизни и массы взяты из [53]. Систематические неопределенности, связанные с моделированием и описанием этих каналов, описаны в разд. 5.5. Вклад событий  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ , а также их интерференция с событиями  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ , учитываются в виде дополнительной систематической неопределенности.

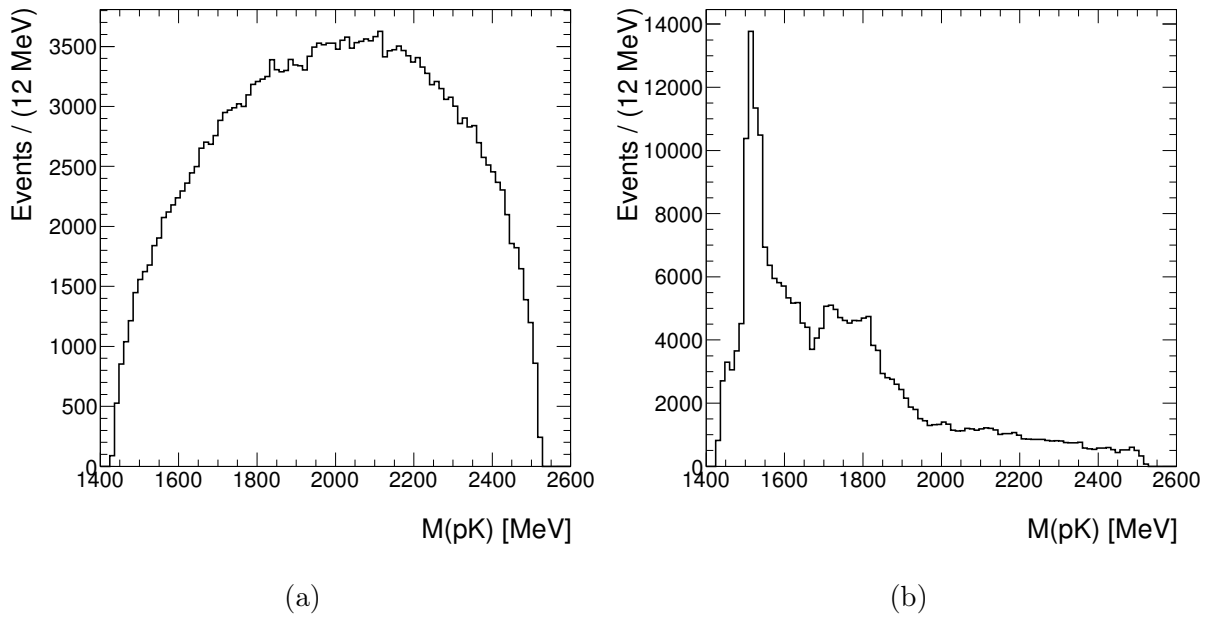


Рис. 5.9: Распределения инвариантных масс системы  $pK$  до (a) и после (b) взвешивания по данным LHCb [85] для модельных событий  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$

### 5.4.3 Эффективность триггера по собственному времени жизни

Было обнаружено, что мюонный триггер искажает распределения поперечных прицельных параметров мюонов, приводя к незначительному снижению эффективности на больших

значениях собственного времени жизни  $B_s^0$ -кандидатов. Эта эффективность измерена с помощью модельных событий Монте-Карло путем сравнения распределений по собственному времени жизни  $B_s^0$ -кандидатов для искаженных и неискаженных модельных событий. Для учета этого эффекта при фитировании используется весовой параметр  $w$ , равный:

$$w = p_0 \cdot [1 - p_1 \cdot (\text{Erfc}((t - p_3)/p_2) + 1)], \quad (5.26)$$

где параметры  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  и  $p_3$  определены путем фитирования модельных событий.

#### 5.4.4 Результаты

Число сигнальных событий, определенное путем умножения общего числа  $B_s^0$ -кандидатов на полученную из фита долю сигнальных событий  $f_s$ , составляет  $74900 \pm 400$ . Значения измеренных физических параметров и корреляций между ними приведены в таблицах 5.5 и 5.6. Проекции фита на инвариантную массу, собственное время жизни и углы показаны на рис. 5.10 и 5.11, соответственно.

| Параметр                            | Значение | Статистическая неопределенность | Систематическая неопределенность |
|-------------------------------------|----------|---------------------------------|----------------------------------|
| $\phi_s$ , рад                      | -0.110   | 0.082                           | 0.042                            |
| $\Delta\Gamma_s$ , пс <sup>-1</sup> | 0.101    | 0.013                           | 0.007                            |
| $\Gamma_s$ , пс <sup>-1</sup>       | 0.676    | 0.004                           | 0.004                            |
| $ A_{\parallel}(0) ^2$              | 0.230    | 0.005                           | 0.006                            |
| $ A_0(0) ^2$                        | 0.520    | 0.004                           | 0.007                            |
| $ A_S(0) ^2$                        | 0.097    | 0.008                           | 0.022                            |
| $\delta_{\perp}$ , рад              | 4.50     | 0.45                            | 0.30                             |
| $\delta_{\parallel}$ , рад          | 3.15     | 0.10                            | 0.05                             |
| $\delta_{\perp} - \delta_S$ , рад   | -0.08    | 0.03                            | 0.01                             |

Таблица 5.5: Измеренные значения физических параметров, а также их статистические и систематические неопределенности

Сигнальная плотность вероятности инвариантна относительно преобразования:

$$\{\phi_s, \Delta\Gamma_s, \delta_{\perp}, \delta_{\parallel}\} \rightarrow \{\pi - \phi_s, -\Delta\Gamma_s, \pi - \delta_{\perp}, 2\pi - \delta_{\parallel}\}. \quad (5.27)$$

Тем не менее существует единственное решение, поскольку установлено, что разница  $\Delta\Gamma_s$  ширин легкого и тяжелого состояний  $B_s^0$ -мезона положительна [87].

## 5.5 Оценка систематических неопределенностей

Ниже описаны рассмотренные в рамках анализа эффекты, приводящие к наличию систематических погрешностей.

|                        | $\Delta\Gamma_s$ | $\Gamma_s$ | $ A_{\parallel}(0) ^2$ | $ A_0(0) ^2$ | $ A_S(0) ^2$ | $\delta_{\parallel}$ | $\delta_{\perp}$ | $\delta_{\perp} - \delta_S$ |
|------------------------|------------------|------------|------------------------|--------------|--------------|----------------------|------------------|-----------------------------|
| $\phi_s$               | 0.097            | -0.085     | 0.030                  | 0.029        | 0.048        | 0.067                | 0.035            | -0.008                      |
| $\Delta\Gamma_s$       | 1                | -0.414     | 0.098                  | 0.136        | 0.045        | 0.009                | 0.008            | -0.011                      |
| $\Gamma_s$             |                  | 1          | -0.119                 | -0.042       | 0.167        | -0.027               | -0.009           | 0.018                       |
| $ A_{\parallel}(0) ^2$ |                  |            | 1                      | -0.330       | 0.072        | 0.105                | 0.025            | -0.018                      |
| $ A_0(0) ^2$           |                  |            |                        | 1            | 0.234        | -0.011               | 0.007            | 0.014                       |
| $ A_S(0) ^2$           |                  |            |                        |              | 1            | -0.046               | 0.004            | 0.052                       |
| $\delta_{\parallel}$   |                  |            |                        |              |              | 1                    | 0.158            | -0.006                      |
| $\delta_{\perp}$       |                  |            |                        |              |              |                      | 1                | 0.018                       |

Таблица 5.6: Корреляции между физическими параметрами фита

- Тагирование аромата.** Процедура тагирования аромата приводит к дополнительным статистическим неопределенностям, связанным с конечным числом событий в калибровочном наборе  $B^{\pm} \rightarrow J/\psi K^{\pm}$ , а также к систематическим погрешностям, связанным с методикой калибровки процедуры тагирования. Оценка систематических неопределенностей произведена путем вариаций функции, аппроксимирующей зависимость  $P(B|Q)$  от  $Q$ . В основном фите в качестве этой функции использовался полином третьей степени. В качестве альтернативных функций использованы: линейная функция, полином пятой степени, а также два полинома третьей степени для положительной и отрицательной областей зарядов, имеющих общие константный и линейный члены. Для тагирования с использованием *комбинированных* мюонов дополнительно использована комбинация в положительной и отрицательной областях зарядов двух полиномов третьей степени с общим константным членом. Для каждой из альтернативных моделей производится фитирование  $B_s^0$ -кандидатов методом небинированного максимального правдоподобия, а в качестве систематической ошибки берется наибольшее отличие от результата основного фита.
- Угловой аксептанс.** Угловой аксептанс рассчитывается с помощью модельных сигнальных событий в бинах по углам поперечности и поперечному импульсу (см. разд. 5.4.1). Для оценки систематических неопределенностей, связанных с выбором конкретного набора бинов, фитирование кандидатов проводилось с использованием альтернативных корректирующих функций, полученных путем расчета аксептанса при альтернативных наборах бинов. Такая замена корректирующих функций оказывает пренебрежимо малое влияние на результат фитирования.
- Калибровка геометрии (alignment) внутреннего детектора.** Неточности в определении координат элементов внутреннего детектора приводят к искажению распределения прицельного параметра треков по отношению к первичной вершине  $pp$ -взаимодействия. Эффект влияния радиального уширения на величину прицельного параметра треков оценен для событий, прошедших триггерный отбор, требующий наличия в событии по крайней мере одного мюона с  $p_T > 4$  ГэВ. Величина такого искажения

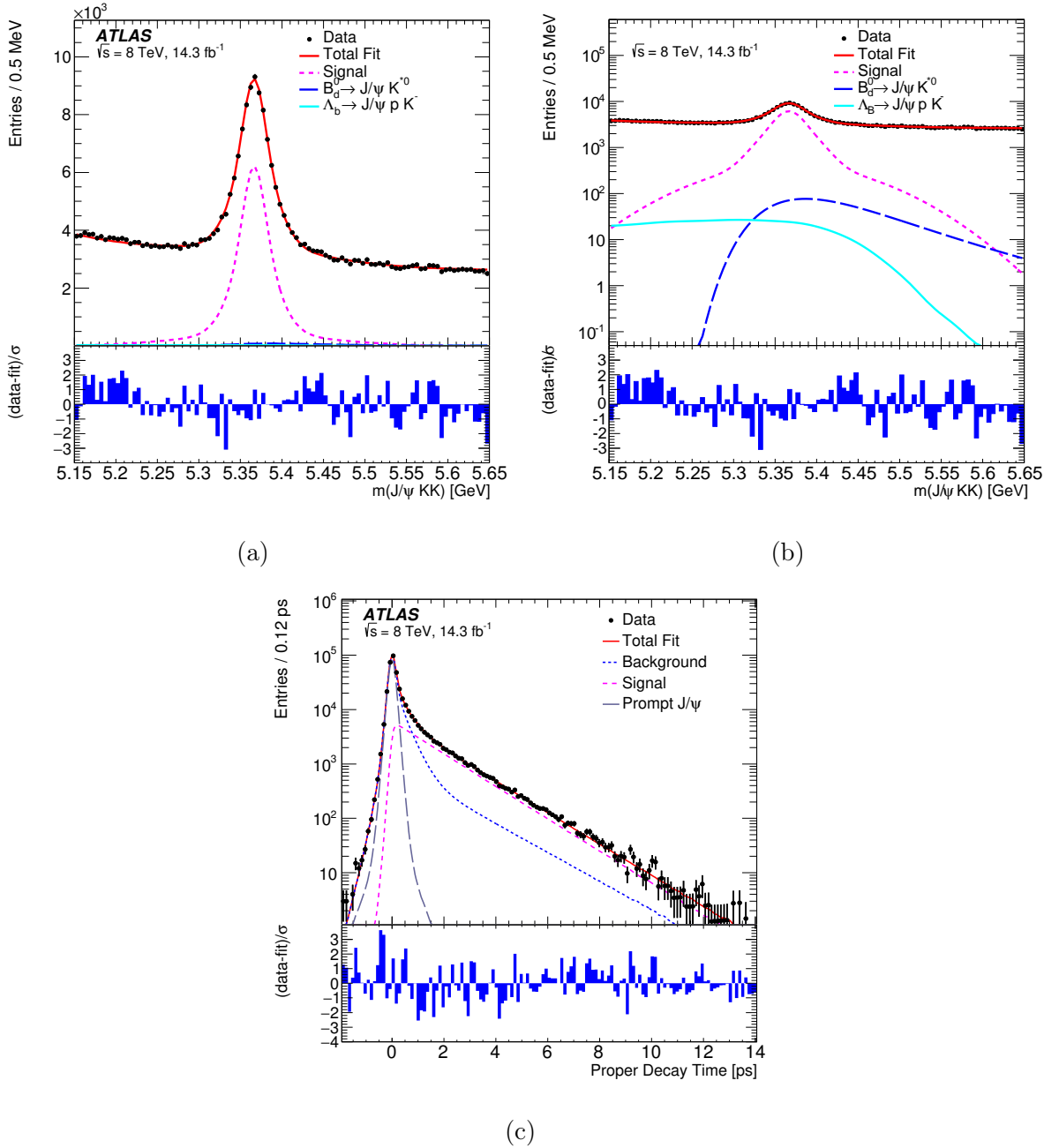


Рис. 5.10: Массовая проекция фита событий  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  в линейном (a) и логарифмическом (b) масштабах, сплошной красной линией отмечен суммарный фит, пунктирной фиолетовой линией — сигнальная компонента, пунктирной темно-синей линией — компонента  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^* K^0$ , сплошной голубой линией — компонента  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$ ; (c) временная проекция фита событий  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ , красной линией отмечен суммарный фит, пунктирной фиолетовой линией — полная сигнальная компонента, пунктирной темно-синей линией — полная фоновая компонента, пунктирной серой линией — фоновая компонента от прямых  $J/\psi$ .

прицельного параметра составила 0.14% для  $|\eta| < 1.5$  и 0.55% для  $1.5 < |\eta| < 2.5$ . Эти значения использованы для оценки влияния данного эффекта на результат фитирования параметров  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ . Для некоторых из них заметны небольшие отклонения, величина которых использована в качестве оценки систематической неопределенности.

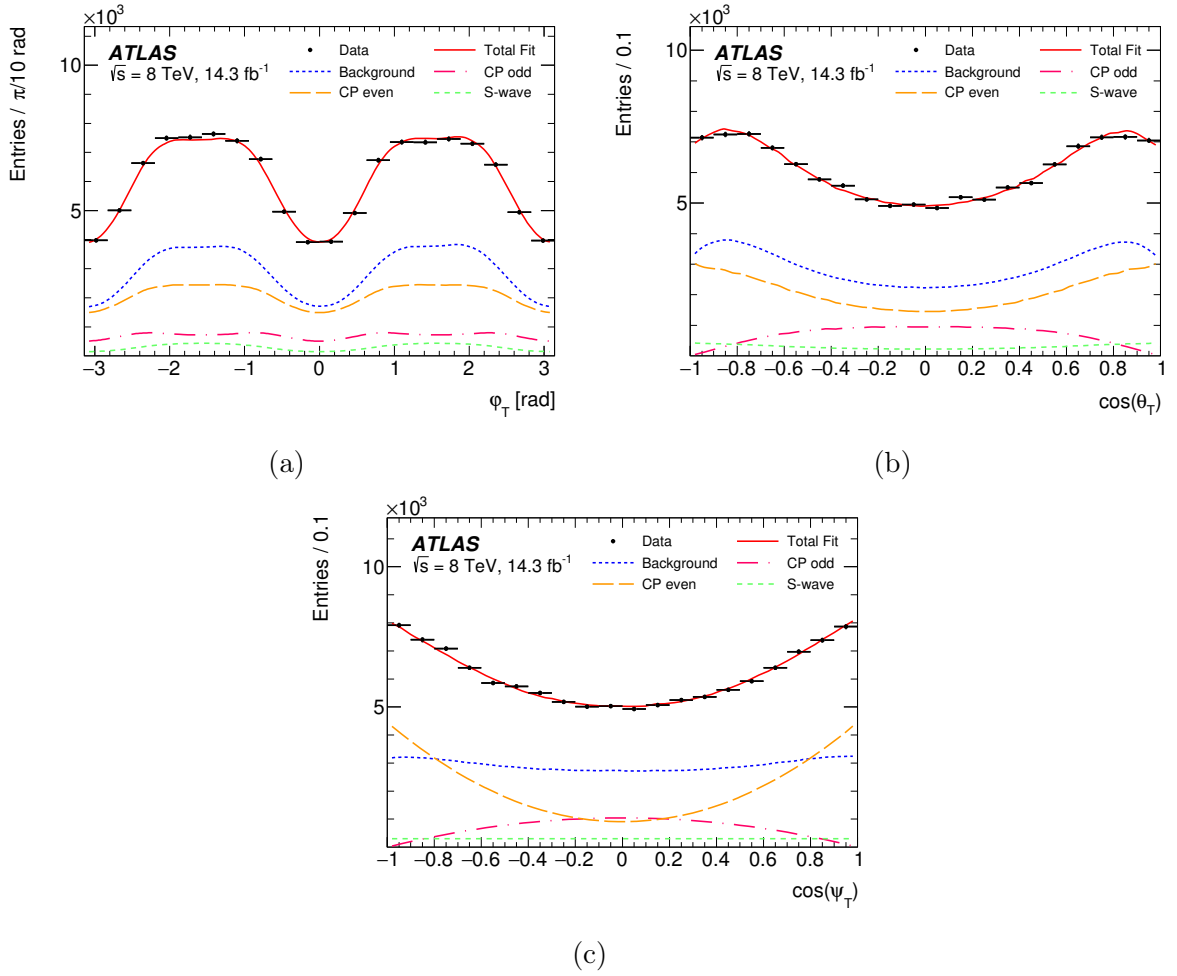


Рис. 5.11: Проекция фита на углы поперечности для области инвариантных масс  $5.317 \text{ ГэВ} < m(J/\psi KK) < 5.417 \text{ ГэВ}$  для  $\phi_T$  (a),  $\cos(\theta_T)$  (b) и  $\cos(\psi_T)$  (c). На всех трех графиках сплошной красной линией обозначен суммарный фит, CP-нечетные и CP-четные сигнальные компоненты обозначены красной и оранжевой пунктирными линиями, соответственно,  $S$ -волновая компонента отмечена зеленой пунктирной линией, синей пунктирной линией обозначена фоновая компонента. Вклад интерференционных членов в эти проекции пренебрежимо мал и не отмечен на этих графиках.

- **Эффективность триггера.** Неоднородная эффективность триггера по времени жизни учитывается в фите с помощью дополнительных весовых параметров, описываемых формулой (5.26). Для оценки вносимых при этом систематических неопределенностей используются погрешности определения значений параметров  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  и  $p_3$ , связанные с ограниченностью статистики набора сигнальных событий Монте-Карло, выбором интервалов времени жизни для расчета эффективности триггера и выбором конкретного триггерного алгоритма. Оцененные таким образом систематические неопределенности незначительны.
- **Выбор интервалов по  $p_T$  при описании угловых распределений для фона.** Угловые распределения для фоновой компоненты описываются с помощью полиномов Лежандра (5.25). Параметры этих распределений определяются главным образом эффек-



тами кинематического и детекторного аксептанса и зависят от поперечного импульса  $B_s^0$ -кандидата. По этой причине их значения получены отдельно в четырех интервалах  $p_T$ :  $0 - 13$  ГэВ,  $13 - 18$  ГэВ,  $18 - 25$  ГэВ и  $> 25$  ГэВ. Вносимые при этом систематические неопределенности оценены путем повторного фитирования при использовании альтернативных интервалов  $p_T$ .

- **Выбор боковых массовых областей при описании угловых распределений для фона.** Параметры угловых распределений (5.25) для фона определены по боковым областям  $|m(B_s^0) - 5.366| > 0.110$  ГэВ массового спектра экспериментальных данных. Для оценки чувствительности результата фита к выбору этих областей использованы также альтернативные области  $|m(B_s^0) - 5.366| > 0.085$  ГэВ и  $|m(B_s^0) - 5.366| > 0.160$  ГэВ. В качестве систематических погрешностей взяты наибольшие отклонения результата при проведении этой процедуры.
- **Фон  $B_d^0$ .** Вклад событий  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ , ошибочно реконструированных как  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ , учитывается в фите. Оценены систематические погрешности, связанные с неопределенностями доли этих событий и распределений по массе и углам поперечности. Угловые распределения  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  моделированы с использованием параметров из [86]. Погрешности этих параметров также учтены при оценке систематических неопределенностей. Возможные искажения результата фита, связанные с наличием компоненты  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$  и ее интерференции с событиями  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ , оценены путем моделирования обеих компонент с помощью информации из [86]. В качестве результирующей систематической погрешности взяты отклонения результата измерения физических параметров при переходе от стандартного фита к фиту с использованием обеих компонент распадов  $B_d^0$ -мезона.
- **Фон  $\Lambda_b^0$ .** Вклад событий  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$ , ошибочно реконструированных как  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ , учитывается в фите. Оценены систематические погрешности, связанные с неопределенностями доли  $f_{\Lambda_b^0}$  этих событий, распределений по инвариантной массе, углам поперечности и собственному времени жизни. Учтены также систематические эффекты, возникающие в результате описания различных компонент  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda^*$ .
- **Вариации модели фита.** Систематические эффекты, связанные с выбором модели фита, оценены путем вариации модели в сериях псевдоэкспериментов. Для каждой вариации сперва произведено фитирование экспериментальных данных, а затем с использованием результата такого фита смоделировано порядка  $\sim 2500$  событий, впоследствии фитированных с помощью стандартной модели фита. В каждом случае в качестве систематической неопределенности взяты отклонения фитированных параметров, усредненных по всем псевдоэкспериментам, от исходных значений этих параметров. Рассмотрены следующие вариации: замена сигнальной массовой модели на модель свертки фиксированной массы с функцией Гаусса с использованием погрешности измерения массы в данном событии, замена суммы экспоненты и константы, описывающей

фоновое массовое распределение, на сумму экспоненты и полинома первой степени, введение двух (вместо одного, см. разд. 5.4.1) независимых факторов скейлинга в модель временного разрешения.

- **Стандартная модель фита.** Дополнительная систематическая неопределенность, связанная с выбором модели фита, определена методом псевдоэкспериментов с использованием стандартной модели фита как на этапе моделирования, так и на этапе фитирования. Величины систематических погрешностей составляют разности значений параметров до и после фитирования модельных событий, домноженные на отношения статистических погрешностей фитов экспериментальных данных и модельных событий.

Полученные значения систематических погрешностей приведены в таблице 5.7. Полная систематическая погрешность для каждого из параметров равна корню из суммы квадратов отдельных ее составляющих.

|  | $\phi_s$ ,<br>рад | $\Delta\Gamma_s$ ,<br>пс <sup>-1</sup> | $\Gamma_s$ ,<br>пс <sup>-1</sup> | $ A_{  }(0) ^2$ | $ A_0(0) ^2$ | $ A_S(0) ^2$ | $\delta_{\perp}$ ,<br>рад | $\delta_{  }$ ,<br>рад | $\delta_{\perp} - \delta_S$ ,<br>рад |
|--|-------------------|--|----------------------------------|-----------------|--------------|--------------|---------------------------|------------------------|--------------------------------------|
| Тагирование                                | 0.025             | 0.003                                  | $< 10^{-3}$                      | $< 10^{-3}$     | $< 10^{-3}$  | 0.001        | 0.236                     | 0.014                  | 0.004                                |
| Акцептанс                                  | $< 10^{-3}$       | $< 10^{-3}$                            | $< 10^{-3}$                      | 0.003           | $< 10^{-3}$  | 0.001        | 0.004                     | 0.008                  | $< 10^{-3}$                          |
| Калибровка геометрии внутреннего детектора | 0.005             | $< 10^{-3}$                            | 0.002                            | $< 10^{-3}$     | $< 10^{-3}$  | $< 10^{-3}$  | 0.134                     | 0.007                  | $< 10^{-3}$                          |
| Фоновые угловые распределения:             |                   |  |                                  |                 |              |              |                           |                        |                                      |
| Выбор интервалов $p_T$                     | 0.020             | 0.006                                  | 0.003                            | 0.003           | $< 10^{-3}$  | 0.008        | 0.004                     | 0.006                  | 0.008                                |
| Выбор массовых интервалов                  | 0.008             | 0.001                                  | 0.001                            | $< 10^{-3}$     | $< 10^{-3}$  | 0.002        | 0.021                     | 0.005                  | 0.003                                |
| Фон $B_d^0$                                | 0.023             | 0.001                                  | $< 10^{-3}$                      | 0.002           | 0.002        | 0.017        | 0.090                     | 0.011                  | 0.009                                |
| Фон $\Lambda_b^0$                          | 0.011             | 0.002                                  | 0.001                            | 0.001           | 0.007        | 0.009        | 0.045                     | 0.006                  | 0.007                                |
| Модель фита:                               |                   |  |                                  |                 |              |              |                           |                        |                                      |
| Сигнальная модель массы                    | 0.004             | $< 10^{-3}$                            | $< 10^{-3}$                      | 0.002           | $< 10^{-3}$  | 0.001        | 0.015                     | 0.017                  | $< 10^{-3}$                          |
| Фоновая модель массы                       | $< 10^{-3}$       | 0.002                                  | $< 10^{-3}$                      | 0.002           | $< 10^{-3}$  | 0.002        | 0.027                     | 0.038                  | $< 10^{-3}$                          |
| Модель временного разрешения               | 0.003             | $< 10^{-3}$                            | 0.001                            | 0.002           | $< 10^{-3}$  | 0.002        | 0.057                     | 0.011                  | 0.001                                |
| Стандартная модель фита                    | 0.001             | 0.002                                  | $< 10^{-3}$                      | 0.002           | $< 10^{-3}$  | 0.002        | 0.025                     | 0.015                  | 0.002                                |
| Полная погрешность                         | 0.042             | 0.007                                  | 0.004                            | 0.006           | 0.007        | 0.022        | 0.30                      | 0.05                   | 0.01                                 |

Таблица 5.7: Оцененные систематические неопределенности

## 5.6 Статистическое объединение результатов при 7 и 8 ТэВ

Измеренные по данным 8 ТэВ параметры распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  согласуются с результатом аналогичного измерения ATLAS на данных 7 ТэВ [70]. Это согласие также видно при сравнении контуров функции правдоподобия на плоскости  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  для обоих измерений (рис. 5.12а). Для получения общего результата по данным сеанса Run-1 объединение результатов при 7 и 8 ТэВ осуществлено с помощью наилучшей линейной несмещенной оценки (Best Linear Unbiased Estimate, BLUE) [88]. В анализе 7 ТэВ фазы  $\delta_{||}$  и  $\delta_{\perp} - \delta_S$  даны в виде доверительных интервалов и потому не учитываются при объединении: для этих двух параметров в качестве результата Run-1 приводятся значения анализа 8 ТэВ.

Для объединения BLUE требуются измеренные значения параметров, их погрешности и корреляции между ними. Поскольку анализы 7 и 8 ТэВ используют различные данные, статистические корреляции между ними отсутствуют. Для учета корреляций между систематическими погрешностями двух измерений эти погрешности разделены на несколько категорий. Т. к. некоторые из категорий присущи только одному из анализов, для них корреляции отсутствуют. Так, систематические погрешности, связанные с эффективностью триггера, значительны лишь в анализе 7 ТэВ, а вклад  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$ , выбор интервалов  $p_T$  и боковых массовых интервалов для фоновых угловых распределений присутствуют только в анализе 8 ТэВ. Оба анализа учитывают систематический эффект, связанный с калибровкой геометрии внутреннего детектора. Соответствующие неопределенности сильно коррелируют, хотя и малы, и потому величина корреляций не влияет на результат объединения. Для фона от распадов  $B_d^0$ -мезона систематические погрешности определены различными способами в двух анализах. Тем не менее, в обоих случаях они описывают неточность знаний о данных вкладах, и потому для них предполагается корреляция в 100%.

Величина корреляций между погрешностями, связанными с эффектом аксептанса, не влияет на результат объединения. Поскольку процедура тагирования начального аромата  $B_s^0$ -мезона отличается между двумя анализами добавлением электронного тагирования в анализ 8 ТэВ, корреляции между соответствующими погрешностями должны быть меньше 100%. При величине этих корреляций 25%, 50% и 75% результат объединения меняется незначительно. Систематические погрешности, связанные с выбором модели фита, также должны иметь корреляцию менее 100%, поскольку эти модели отличаются для двух анализов. При значениях этих корреляций 25%, 50% и 75% результат объединения снова меняется незначительно.

В таблице 5.8 приведены значения параметров распада  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  и их статистические и систематические погрешности по результату объединения измерений 7 и 8 ТэВ. Результат объединения в виде контуров функции правдоподобия на плоскости  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  показан на рис. 5.12b. Видно, что измеренные значения согласуются с предсказанием стандартной модели.

## 5.7 Выводы по главе 5

В главе описано измерение параметров  $\phi_s$  и  $\Delta\Gamma_s$  по характеристикам распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  по данным протон-протонных соударений 2012 г. при энергии 8 ТэВ, изложена методика анализа, в т. ч. процедура мечения (тагирования) начального аромата  $B_s^0$ -мезона, учет вкладов резонансных фоновых процессов  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ ,  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$  и оценка систематических неопределенностей. Полученный на данных 8 ТэВ результат статистически скомбинирован с аналогичным результатом ATLAS на данных 7 ТэВ, соответствующих

| Параметр                            | 8 ТэВ    |       |       | 7 ТэВ        |       |       | Объединенный результат |       |       |
|-------------------------------------|----------|-------|-------|--------------|-------|-------|------------------------|-------|-------|
|                                     | Значение | Стат. | Сист. | Значение     | Стат. | Сист. | Значение               | Стат. | Сист. |
| $\phi_s$ , рад                      | -0.110   | 0.082 | 0.042 | 0.12         | 0.25  | 0.05  | -0.090                 | 0.078 | 0.041 |
| $\Delta\Gamma_s$ , пс <sup>-1</sup> | 0.101    | 0.013 | 0.007 | 0.053        | 0.021 | 0.010 | 0.085                  | 0.011 | 0.007 |
| $\Gamma_s$ , пс <sup>-1</sup>       | 0.676    | 0.004 | 0.004 | 0.677        | 0.007 | 0.004 | 0.675                  | 0.003 | 0.003 |
| $ A_{\parallel}(0) ^2$              | 0.230    | 0.005 | 0.006 | 0.220        | 0.008 | 0.009 | 0.227                  | 0.004 | 0.006 |
| $ A_0(0) ^2$                        | 0.520    | 0.004 | 0.007 | 0.529        | 0.006 | 0.012 | 0.522                  | 0.003 | 0.007 |
| $ A_S(0) ^2$                        | 0.097    | 0.008 | 0.022 | 0.024        | 0.014 | 0.028 | 0.072                  | 0.007 | 0.018 |
| $\delta_{\perp}$ , рад              | 4.50     | 0.45  | 0.30  | 3.89         | 0.47  | 0.11  | 4.15                   | 0.32  | 0.16  |
| $\delta_{\parallel}$ , рад          | 3.15     | 0.10  | 0.05  | [3.04, 3.23] |       | 0.09  | 3.15                   | 0.10  | 0.05  |
| $\delta_{\perp} - \delta_S$ , рад   | -0.08    | 0.03  | 0.01  | [3.02, 3.25] |       | 0.04  | -0.08                  | 0.03  | 0.01  |

Таблица 5.8: Результаты измерения параметров  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  по данным 8 ТэВ [5], 7 ТэВ [70] и их статистическое объединение

интегральной светимости 4.9 фб<sup>-1</sup>:

$$\begin{aligned}
\phi_s &= -0.090 \pm 0.078 \text{ (стат.)} \pm 0.041 \text{ (сист.) рад} \\
\Delta\Gamma_s &= 0.085 \pm 0.011 \text{ (стат.)} \pm 0.007 \text{ (сист.) пс}^{-1} \\
\Gamma_s &= 0.675 \pm 0.003 \text{ (стат.)} \pm 0.003 \text{ (сист.) пс}^{-1}
\end{aligned}$$

Скомбинированный результат эксперимента ATLAS показан в виде контуров функции правдоподобия на плоскости  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  на рис. 5.13. На этом же рисунке приведены результаты экспериментов DØ, CDF, CMS и LHCb, а также предсказание SM. Видно, что результат эксперимента ATLAS согласуется с другими экспериментами и с предсказанием SM. Результат эксперимента ATLAS дает значимый вклад в мировое среднее этих параметров [3]. Это среднее с учетом результата ATLAS также показано на рис. 5.13 и для  $\phi_s$  составляет  $-0.030 \pm 0.033$  рад. Видно, что мировое среднее параметров  $\phi_s$  и  $\Delta\Gamma_s$  согласуется с предсказанием SM.

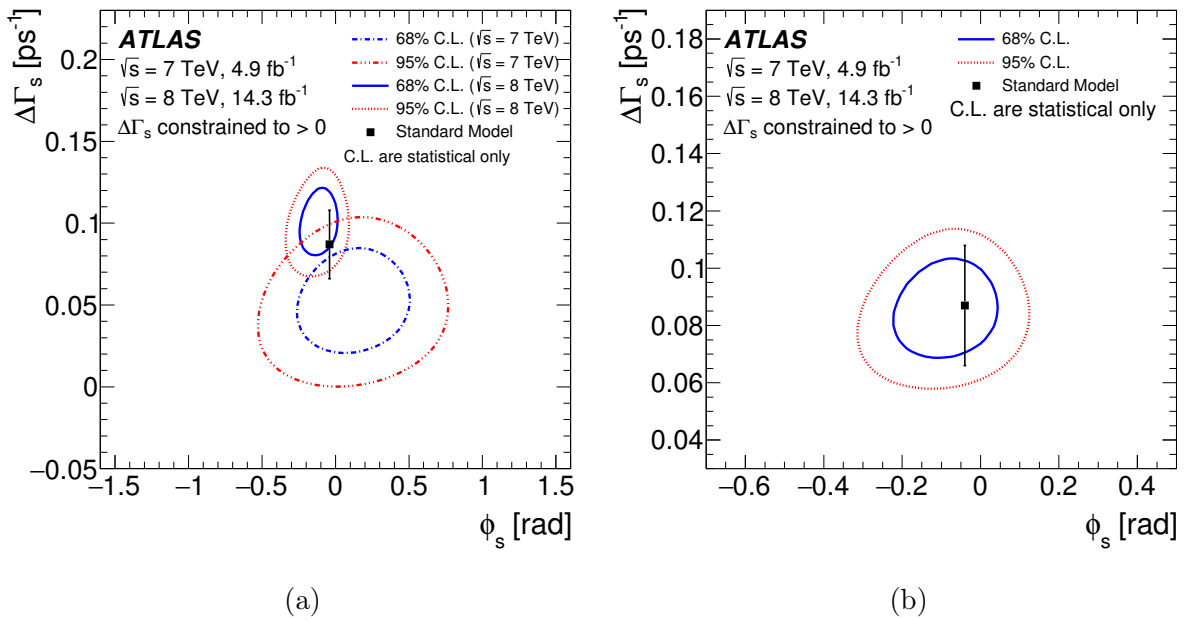


Рис. 5.12: Контуры функции правдоподобия на плоскости  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  для отдельных измерений при 7 и 8 ТэВ (а) и для их статистического объединения (б)

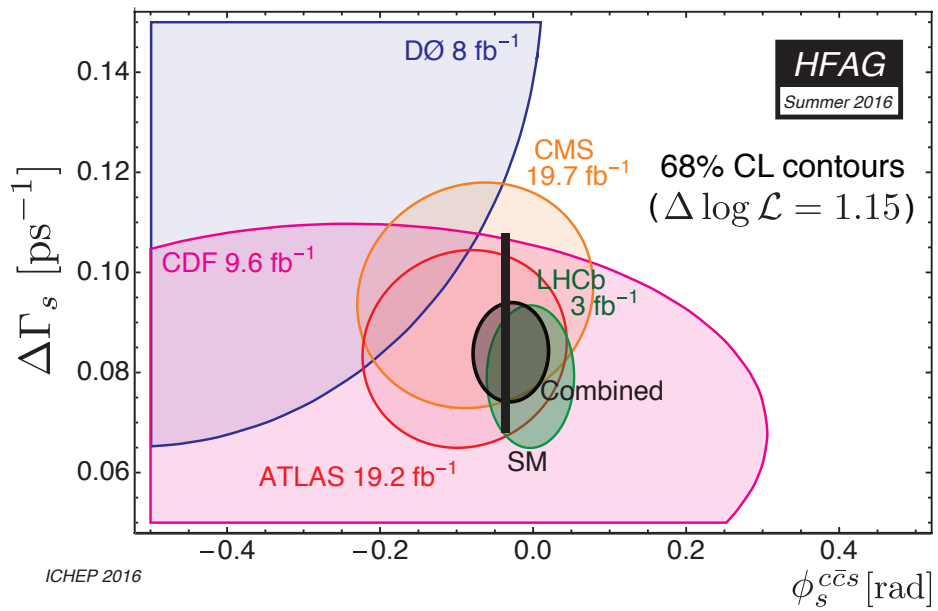


Рис. 5.13: Контуры функции правдоподобия на плоскости  $\phi_s - \Delta\Gamma_s$  [3]

## Заключение

В данной работе измерены характеристики распадов  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  и определены на их основе значения слабой фазы  $\phi_s$ , характеризующей величину CP-нарушения в этих распадах, и разницы ширин легкого и тяжелого массовых состояний  $B_s^0$ -мезона  $\Delta\Gamma_s$  на полном наборе данных первого сеанса работы БАК при энергиях  $pp$ -соударений в системе центра масс 7 и 8 ТэВ. Проведено также измерение массы  $B^+$ -мезона по распадам  $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K^+$  в зависимости от его быстроты по данным второго сеанса работы БАК, после модификации внутреннего детектора ATLAS путем введения дополнительного слоя пиксельных детекторов. В диссертации решены следующие задачи:

1. Решена одна из ключевых задач подготовки трекового детектора переходного излучения к эксплуатации в условиях сеанса Run-2 набора данных на БАК. В стандартных пакетах программного обеспечения эксперимента ATLAS реализована возможность проведения полного математического моделирования детектора TRT методом Монте-Карло при заполнении отдельных его модулей новыми газовыми смесями на основе аргона и криптона. Осуществлено моделирование условий регистрации переходного излучения при использовании этих смесей и получена количественная оценка эффективности идентификации электронов в детекторе TRT при гипотетических сценариях полного его заполнения новыми газовыми смесями.
2. Определены калибровочные константы для регистрации переходного излучения в TRT при использовании газовой смеси на основе аргона. Эти константы используются в стандартных пакетах ПО эксперимента ATLAS при полном математическом моделировании детектора методом Монте-Карло.
3. Осуществлен сравнительный анализ спектров заряженных частиц в  $pp$ -соударениях при различных энергиях. Показано, что при переходе от энергии  $pp$ -соударений 7 – 8 ТэВ к энергии 13 ТэВ распределения заряженных частиц по поперечному импульсу становятся более жесткими, а распределения по псевдобыстроте не меняют своей характерной формы.
4. Проведено прецизионное измерение массы  $B^+$ -мезона по первым данным  $pp$ -соударений в сеансе Run-2 в эксперименте ATLAS при энергии 13 ТэВ, демонстрирующее стабильность работы внутреннего детектора ATLAS после проведенной модернизации. В результате анализа получено значение массы  $B^+$ -мезона, равное  $5279.31 \pm 0.11$  МэВ, где

указана статистическая погрешность. Систематическая неопределенность, связанная с моделью фита и параметризацией фоновых процессов, составляет 0.25 МэВ. Систематические погрешности, связанные с конечной точностью определения импульсов и координат вершин во внутреннем детекторе, не были включены. Оценка этих неопределенностей выходит за рамки данной работы. Результаты измерения находятся в согласии с результатом аналогичного измерения коллаборации LHCb, а также с мировым средним значением.

5. В рамках анализа по измерению параметров CP-нарушения в распадах  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  в эксперименте ATLAS разработана методика учета вкладов резонансного фона от процессов  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ,  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$  и  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$ .
6. В результате анализа данных  $pp$ -соударений при энергии 8 ТэВ, набранных в эксперименте ATLAS в 2012 г. и соответствующих интегральной светимости  $14.3 \text{ фб}^{-1}$ , измерены значения CP-нарушающей фазы  $\phi_s$  и разницы  $\Delta\Gamma_s$  ширин легкого и тяжелого состояний  $B_s^0$ -мезона в распадах  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . Полученные значения статистически скомбинированы с результатами аналогичного измерения ATLAS на данных 7 ТэВ, соответствующих интегральной светимости  $4.9 \text{ фб}^{-1}$ . Результат ATLAS находится в согласии с результатами аналогичных измерений коллабораций DØ, CDF, CMS и LHCb, а также с предсказанием стандартной модели. Измеренные в ATLAS значения параметров  $\phi_s$  и  $\Delta\Gamma_s$  дают значимый вклад в мировое среднее значение этих параметров, определенное группой усреднения измерений характеристик тяжелых ароматов HFAG.

# Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю Смирновой Лидии Николаевне за мудрое руководство, а также за неоценимую помощь и поддержку, оказанные при выполнении описанных в данной работе задач.

Автор благодарит Сергея Юрьевича Сивоклокова и Леонида Константиновича Гладиллина за полезные консультации и помощь в решении многих научных и организационных вопросов.

Автор хотел бы выразить свою благодарность заведующему кафедрой общей ядерной физики физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова Борису Саркисовичу Ишханову, а также всему преподавательскому составу физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова, сыгравшим ключевую роль в формировании мировоззрения и критического мышления автора.

Автор благодарен своим старшим коллегам и друзьям Семену Турчихину и Алексею Болдыреву за бесценную помощь, оказанную в течение выполнения данной работы.

Автор крайне признателен участникам групп TRT и  $B$ -физики коллаборации ATLAS, в частности, Анатолию Самсоновичу Романюку, Эндрю Беддаллу (Andrew Beddall), Фреду Люрингу (Frederick Luehring), Марии Смижанской (Maria Smizanska), Энди Уортону (Andy Wharton), Павлу Резничеку (Pavel Reznicek) и Адаму Бартону (Adam Barton).



## Список литературы

- [1] Charles J. et al. Predictions of selected flavour observables within the Standard Model // Phys. Rev. — 2011. — Vol. D84. — P. 033005. — (Updated with Summer 2015 results). DOI:10.1103/PhysRevD.84.033005. arXiv:1106.4041 [hep-ph].
- [2] Artuso Marina, Borissov Guennadi, Lenz Alexander. CP Violation in the  $B_s^0$  System // Rev. Mod. Phys. — 2016. — Vol. 88, no. 4. — P. 045002. — DOI:10.1103/RevModPhys.88.045002. arXiv:1511.09466 [hep-ph].
- [3] Amhis Y. et al. Averages of  $b$ -hadron,  $c$ -hadron, and  $\tau$ -lepton properties as of summer 2014. — 2014. — (Summer 2016 averages). <http://slac.stanford.edu/xorg/hfag>. arXiv:1412.7515 [hep-ex].
- [4] Болдырев А., Маевский А. Моделирование условий регистрации переходного излучения при использовании Ar и Kr смесей в TRT ATLAS // Ядерная физика и инжиниринг. — 2014. — Т. 5, № 9-10. — С. 857–860. — DOI:10.1134/S2079562914080065.  
A. S. Boldyrev, A. S. Maevskiy. Simulation of the transition radiation detection conditions in the ATLAS TRT detector filled with argon and krypton gas mixtures // Physics of Atomic Nuclei. — 2015. — Vol. 78. — P. 1552-1555.
- [5] Aad Georges et al. Measurement of the CP-violating phase  $\phi_s$  and the  $B_s^0$  meson decay width difference with  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  decays in ATLAS // JHEP. — 2016. — Vol. 08. — P. 147. — DOI:10.1007/JHEP08(2016)147. arXiv:1601.03297 [hep-ex].
- [6] ATLAS Collaboration.  $B^\pm$  mass reconstruction in  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  decay at ATLAS at 13 TeV  $pp$  collisions at the LHC. — 2015. — ATLAS-CONF-2015-064. URL: <http://cds.cern.ch/record/2114830>.
- [7] Maevskiy A. Recent results on B-Physics and Quarkonia with the ATLAS detector // PoS. — 2016. — Vol. DIS2016. — P. 136.
- [8] Маевский А. С. Калибровка порогов регистрации переходного излучения в TRT ATLAS для аргоновой смеси // Труды XV межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». — 2014. — С. 28–32.
- [9] Lobanov Sergei, Maevskiy Artem, Smirnova Lidia.  $K/\pi$  ratio and strangeness suppression in  $pp$  collisions at the LHC // PoS. — 2011. — Vol. IHEP-LHC-2011. — P. 008.

- [10] Boldyrev A. S., Lobanov S. Y., Maevsky A. S. et al. Measurements and simulations of  $b$  and  $c$ -quark production at hadron colliders // Proceedings of the Eighteenth Annual Seminar NPCS'2011. — Minsk, Belarus, 2011. — Vol. 18. — P. 216–222.
- [11] М. И. Маликова, А. С. Маевский. Анализ вклада резонансных фонов в распаде  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  // Труды XVII межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». — 2016. — С. 115–117.
- [12] Ю. Ю. Овчаров, А. С. Маевский. Сравнительный анализ спектров заряженных частиц в соударениях протонов в эксперименте ATLAS // Труды XVII межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». — 2016. — С. 118–121.
- [13] Evans Lyndon, Bryant Philip. LHC Machine // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08001. — DOI:10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- [14] Aad G. et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08003. — DOI:10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [15] Aad G. et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. — 2009. — arXiv:0901.0512 [hep-ex].
- [16] Weinberg Steven. A Model of Leptons // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Vol. 19. — P. 1264–1266. — DOI:10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [17] Salam Abdus. Weak and Electromagnetic Interactions // Elementary particle theory / Ed. by Nils Svartholm. — Almquist & Wiksell, 1968. — P. 367–377.
- [18] Glashow S. L. Partial Symmetries of Weak Interactions // Nucl. Phys. — 1961. — Vol. 22. — P. 579–588. — DOI:10.1016/0029-5582(61)90469-2.
- [19] Higgs Peter W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Vol. 13. — P. 508–509. — DOI:10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [20] Aad Georges et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. — 2012. — Vol. B716. — P. 1–29. — DOI:10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [21] Chatrchyan Serguei et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. — 2012. — Vol. B716. — P. 30–61. — DOI:10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [22] Aad Georges et al. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 114. — P. 191803. — DOI:10.1103/PhysRevLett.114.191803. arXiv:1503.07589 [hep-ex].

- [23] Aad Georges et al. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV // JHEP. — 2016. — Vol. 08. — P. 045. — DOI:10.1007/JHEP08(2016)045. arXiv:1606.02266 [hep-ex].
- [24] Martin Stephen P. A Supersymmetry primer. — 1997. — DOI:10.1142/9789812839657\_0001, 10.1142/9789814307505\_0001. arXiv:hep-ph/9709356.
- [25] Rizzo Thomas G. Pedagogical introduction to extra dimensions // eConf. — 2004. — Vol. C040802. — P. L013. — arXiv:hep-ph/0409309.
- [26] Болдырев А. С., Маевский А. С., Лобанов С. Ю. и др. Результаты эксперимента ATLAS по поиску редкого распада  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  // Ядерная физика и инжиниринг. — 2013. — Т. 4, № 9-10. — С. 826–831. — DOI:10.1134/S207956291309011X.
- [27] Aaboud Morad et al. Study of the rare decays of  $B_s^0$  and  $B^0$  into muon pairs from data collected during the LHC Run 1 with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2016. — Vol. C76, no. 9. — P. 513. — DOI:10.1140/epjc/s10052-016-4338-8. arXiv:1604.04263 [hep-ex].
- [28] Aaboud Morad et al. Measurement of the relative width difference of the  $B^0$ - $\bar{B}^0$  system with the ATLAS detector // JHEP. — 2016. — Vol. 06. — P. 081. — DOI:10.1007/JHEP06(2016)081. arXiv:1605.07485 [hep-ex].
- [29] Aad Georges et al. Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 105. — P. 252303. — DOI:10.1103/PhysRevLett.105.252303. arXiv:1011.6182 [hep-ex].
- [30] Болдырев А. С., Маевский А. С., Лобанов С. Ю. и др. Мюонный триггер эксперимента ATLAS для соударений при 7 ТэВ // Ядерная физика и инжиниринг. — 2013. — Т. 4, № 9-10. — С. 894–902. — DOI:10.1134/S2079562913090121.
- [31] Болдырев А. С., Бондаренко В. Г., Бычков В. Н. и др. Трековый детектор переходного излучения эксперимента ATLAS // Приборы и техника эксперимента. — 2012. — № 3. — С. 27–39.
- [32] Dolgoshein B. Transition radiation detectors // Nucl. Instrum. Meth. — 1993. — Vol. A326. — P. 434–469. — DOI:10.1016/0168-9002(93)90846-A.
- [33] ATLAS Collaboration. Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker. — 2011. — ATLAS-CONF-2011-128. URL: <http://cds.cern.ch/record/1383793>.
- [34] Aad Georges et al. Search for magnetic monopoles and stable particles with high electric charges in 8 TeV pp collisions with the ATLAS detector // Phys. Rev. — 2016. — Vol. D93, no. 5. — P. 052009. — DOI:10.1103/PhysRevD.93.052009. arXiv:1509.08059 [hep-ex].

- [35] Aad G. et al. The ATLAS Simulation Infrastructure // Eur. Phys. J. — 2010. — Vol. C70. — P. 823–874. — DOI:10.1140/epjc/s10052-010-1429-9. arXiv:1005.4568 [physics.ins-det].
- [36] Agostinelli S. et al. GEANT4: A Simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. — 2003. — Vol. A506. — P. 250–303. — DOI:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [37] Veenhof R. Garfield - simulation of gaseous detectors. — URL: <http://cern.ch/garfield>.
- [38] Schindler H., Veenhof R. Garfield++ - simulation of tracking detectors. — URL: <http://cern.ch/garfieldpp>.
- [39] Mindur B. et al. Gas gain stabilisation in the ATLAS TRT detector // JINST. — 2016. — Vol. 11, no. 04. — P. P04027. — DOI:10.1088/1748-0221/11/04/P04027.
- [40] Bambynek Walter, Crasemann Bernd, Fink R. W. et al. X-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities // Rev. Mod. Phys. — 1972. — Vol. 44. — P. 716–813. — DOI:10.1103/RevModPhys.44.716. [Erratum: Rev. Mod. Phys.46,853(1974)].
- [41] Aad Georges et al. Charged-particle distributions in  $pp$  interactions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV measured with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2016. — Vol. C76, no. 7. — P. 403. — DOI:10.1140/epjc/s10052-016-4203-9. arXiv:1603.02439 [hep-ex].
- [42] Aad Georges et al. Charged-particle distributions in  $\sqrt{s}=13$  TeV  $pp$  interactions measured with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. — 2016. — Vol. B758. — P. 67–88. — DOI:10.1016/j.physletb.2016.04.050. arXiv:1602.01633 [hep-ex].
- [43] Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comput. Phys. Commun. — 2008. — Vol. 178. — P. 852–867. — DOI:10.1016/j.cpc.2008.01.036. arXiv:0710.3820 [hep-ph].
- [44] ATLAS Collaboration. Further ATLAS tunes of PYTHIA6 and Pythia 8. — 2011. — ATL-PHYS-PUB-2011-014. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1400677>.
- [45] Skands Peter, Carrazza Stefano, Rojo Juan. Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune // Eur. Phys. J. — 2014. — Vol. C74, no. 8. — P. 3024. — DOI:10.1140/epjc/s10052-014-3024-y. arXiv:1404.5630 [hep-ph].
- [46] Porteboeuf S., Pierog T., Werner K. Producing Hard Processes Regarding the Complete Event: The EPOS Event Generator // Proceedings, 45th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories: La Thuile, Italy, March 6-13, 2010. — 2010. — arXiv:1006.2967 [hep-ph].
- [47] Ostapchenko Sergey. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model // Phys. Rev. — 2011. — Vol. D83. — P. 014018. — DOI:10.1103/PhysRevD.83.014018. arXiv:1010.1869 [hep-ph].

- [48] Adam Jaroslav et al. Pseudorapidity and transverse-momentum distributions of charged particles in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV // *Phys. Lett.* — 2016. — Vol. B753. — P. 319–329. — DOI:10.1016/j.physletb.2015.12.030. arXiv:1509.08734 [nucl-ex].
- [49] Adam Jaroslav et al. Measurement of pion, kaon and proton production in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // *Eur. Phys. J.* — 2015. — Vol. C75, no. 5. — P. 226. — DOI:10.1140/epjc/s10052-015-3422-9. arXiv:1504.00024 [nucl-ex].
- [50] Aamodt K. et al. Production of pions, kaons and protons in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV with ALICE at the LHC // *Eur. Phys. J.* — 2011. — Vol. C71. — P. 1655. — DOI:10.1140/epjc/s10052-011-1655-9. arXiv:1101.4110 [hep-ex].
- [51] Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z. PYTHIA 6.4 Physics and Manual // *JHEP.* — 2006. — Vol. 05. — P. 026. — DOI:10.1088/1126-6708/2006/05/026. arXiv:hep-ph/0603175.
- [52] Engel R., Ranft J., Roesler S. Hard diffraction in hadron hadron interactions and in photoproduction // *Phys. Rev.* — 1995. — Vol. D52. — P. 1459–1468. — DOI:10.1103/PhysRevD.52.1459. arXiv:hep-ph/9502319.
- [53] Olive K. A. et al. Review of Particle Physics // *Chin. Phys.* — 2014. — Vol. C38. — P. 090001. — DOI:10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [54] Aaij R. et al. Measurements of the branching fractions and  $CP$  asymmetries of  $B^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$  and  $B^\pm \rightarrow \psi(2S)\pi^\pm$  decays // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D85. — P. 091105. — DOI:10.1103/PhysRevD.85.091105. arXiv:1203.3592 [hep-ex].
- [55] Aaij R. et al. Measurement of  $b$ -hadron masses // *Phys. Lett.* — 2012. — Vol. B708. — P. 241–248. — DOI:10.1016/j.physletb.2012.01.058. arXiv:1112.4896 [hep-ex].
- [56] Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W. et al. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay // *Phys. Rev.* — 1957. — Vol. 105. — P. 1413–1414. — DOI:10.1103/PhysRev.105.1413.
- [57] Garwin R. L., Lederman L. M., Weinrich Marcel. Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: The Magnetic Moment of the Free Muon // *Phys. Rev.* — 1957. — Vol. 105. — P. 1415–1417. — DOI:10.1103/PhysRev.105.1415.
- [58] Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R. Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K(2^0)$  Meson // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — Vol. 13. — P. 138–140. — DOI:10.1103/PhysRevLett.13.138.
- [59] Abe Kazuo et al. Observation of large  $CP$  violation in the neutral  $B$  meson system // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 87. — P. 091802. — DOI:10.1103/PhysRevLett.87.091802. arXiv:hep-ex/0107061.

- [60] Aubert Bernard et al. Observation of CP violation in the  $B^0$  meson system // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 87. — P. 091801. — DOI:10.1103/PhysRevLett.87.091801. arXiv:hep-ex/0107013.
- [61] Tanaka Hirohisa. Status, recent results and plans for T2K. — 2016. — XXVII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics. URL: [http://neutrino2016.iopconfs.org/IOP/media/uploaded/EVIOP/event\\_582/T2K\\_Neutrino\\_2016.pdf](http://neutrino2016.iopconfs.org/IOP/media/uploaded/EVIOP/event_582/T2K_Neutrino_2016.pdf).
- [62] T2K Collaboration. T2K presents first CP violation search result. — 2016. — URL: <http://t2k-experiment.org/2016/07/t2k-presents-first-cp-violation-search-result/>.
- [63] Morrissey David E., Ramsey-Musolf Michael J. Electroweak baryogenesis // New J. Phys. — 2012. — Vol. 14. — P. 125003. — DOI:10.1088/1367-2630/14/12/125003. arXiv:1206.2942 [hep-ph].
- [64] Sakharov A. D. Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe // Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1967. — Vol. 5. — P. 32-35. — DOI:10.1070/PU1991v034n05ABEH002497 [Usp. Fiz. Nauk161,61(1991)].
- [65] Kooijman P., Tuning N. Lectures on CP violation (or: The Physics of Anti-matter). — 2015. — January. — URL: <http://www.nikhef.nl/~h71/Lectures/2015/ppII-cpviolation-29012015.pdf>.
- [66] Abazov Victor Mukhamedovich et al. Measurement of the CP-violating phase  $\phi_s^{J/\psi\phi}$  using the flavor-tagged decay  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  in  $8 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  collisions // Phys. Rev. — 2012. — Vol. D85. — P. 032006. — DOI:10.1103/PhysRevD.85.032006. arXiv:1109.3166 [hep-ex].
- [67] Aaltonen T. et al. Measurement of the Bottom-Strange Meson Mixing Phase in the Full CDF Data Set // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 171802. — DOI:10.1103/PhysRevLett.109.171802. arXiv:1208.2967 [hep-ex].
- [68] Aaij R et al. Measurement of CP violation and the  $B_s^0$  meson decay width difference with  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$  and  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  decays // Phys. Rev. — 2013. — Vol. D87, no. 11. — P. 112010. — DOI:10.1103/PhysRevD.87.112010. arXiv:1304.2600 [hep-ex].
- [69] Aaij Roel et al. Precision measurement of CP violation in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$  decays // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 114, no. 4. — P. 041801. — DOI:10.1103/PhysRevLett.114.041801. arXiv:1411.3104 [hep-ex].
- [70] Aad Georges et al. Flavor tagged time-dependent angular analysis of the  $B_s \rightarrow J/\psi\phi$  decay and extraction of  $\Delta\Gamma_s$  and the weak phase  $\phi_s$  in ATLAS // Phys. Rev. — 2014. — Vol. D90, no. 5. — P. 052007. — DOI:10.1103/PhysRevD.90.052007. arXiv:1407.1796 [hep-ex].

- [71] Khachatryan Vardan et al. Measurement of the CP-violating weak phase  $\phi_s$  and the decay width difference  $\Delta\Gamma_s$  using the  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi(1020)$  decay channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV // Phys. Lett. — 2016. — Vol. B757. — P. 97–120. — DOI:10.1016/j.physletb.2016.03.046. arXiv:1507.07527 [hep-ex].
- [72] Stone Sheldon, Zhang Liming. S-waves and the Measurement of CP Violating Phases in  $B_s$  Decays // Phys. Rev. — 2009. — Vol. D79. — P. 074024. — DOI:10.1103/PhysRevD.79.074024. arXiv:0812.2832 [hep-ph].
- [73] ATLAS Collaboration. ATLAS B-physics studies at increased LHC luminosity, potential for CP-violation measurement in the  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  decay. — 2013. — ATL-PHYS-PUB-2013-010. URL: <http://cds.cern.ch/record/1604429>.
- [74] ATLAS Collaboration. ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11. — 2011. — ATL-PHYS-PUB-2011-009. URL: <http://cds.cern.ch/record/1363300>.
- [75] Field R. D., Feynman R. P. A Parametrization of the Properties of Quark Jets // Nucl. Phys. — 1978. — Vol. B136. — P. 1. — DOI:10.1016/0550-3213(78)90015-9.
- [76] ATLAS collaboration. Jet Charge Studies with the ATLAS Detector Using  $\sqrt{s} = 8$  TeV Proton-Proton Collision Data. — 2013. — ATLAS-CONF-2013-086. URL: <http://cds.cern.ch/record/1572980>.
- [77] Aad Georges et al. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. — 2012. — Vol. C72. — P. 1909. — DOI:10.1140/epjc/s10052-012-1909-1. arXiv:1110.3174 [hep-ex].
- [78] ATLAS collaboration. Calibration of the performance of  $b$ -tagging for  $c$  and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data. — 2014. — ATLAS-CONF-2014-046. URL: <http://cds.cern.ch/record/1741020>.
- [79] Cacciari Matteo, Salam Gavin P., Soyez Gregory. The Anti-k(t) jet clustering algorithm // JHEP. — 2008. — Vol. 04. — P. 063. — DOI:10.1088/1126-6708/2008/04/063. arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [80] Dighe Amol S., Dunietz Isard, Fleischer Robert. Extracting CKM phases and  $B_s - \bar{B}_s$  mixing parameters from angular distributions of nonleptonic  $B$  decays // Eur. Phys. J. — 1999. — Vol. C6. — P. 647–662. — DOI:10.1007/s100529800954. arXiv:hep-ph/9804253.
- [81] LHCb collaboration. Updated average  $f_s/f_d$   $b$ -hadron production fraction ratio for 7 TeV  $pp$  collisions. — 2013. — LHCb-CONF-2013-011. URL: <http://cds.cern.ch/record/1559262>.
- [82] Aubert Bernard et al. Search for the  $Z(4430)^-$  at BABAR // Phys. Rev. — 2009. — Vol. D79. — P. 112001. — DOI:10.1103/PhysRevD.79.112001. arXiv:0811.0564 [hep-ex].

- [83] Aaij R. et al. Study of the kinematic dependences of  $\Lambda_b^0$  production in pp collisions and a measurement of the  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  branching fraction // JHEP. — 2014. — Vol. 08. — P. 143. — DOI:10.1007/JHEP08(2014)143. arXiv:1405.6842 [hep-ex].
- [84] Aaij R. et al. Study of the production of  $\Lambda_b^0$  and  $\bar{B}^0$  hadrons in  $pp$  collisions and first measurement of the  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$  branching fraction // Chin. Phys. — 2016. — Vol. C40, no. 1. — P. 011001. — DOI:10.1088/1674-1137/40/1/011001. arXiv:1509.00292 [hep-ex].
- [85] Aaij Roel et al. Observation of  $J/\psi p$  Resonances Consistent with Pentaquark States in  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$  Decays // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — P. 072001. — DOI:10.1103/PhysRevLett.115.072001. arXiv:1507.03414 [hep-ex].
- [86] Aaij R et al. Measurement of the polarization amplitudes in  $B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892)^0$  decays // Phys. Rev. — 2013. — Vol. D88. — P. 052002. — DOI:10.1103/PhysRevD.88.052002. arXiv:1307.2782 [hep-ex].
- [87] Aaij R et al. Determination of the sign of the decay width difference in the  $B_s$  system // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 108. — P. 241801. — DOI:10.1103/PhysRevLett.108.241801. arXiv:1202.4717 [hep-ex].
- [88] Nisius Richard. On the combination of correlated estimates of a physics observable // Eur. Phys. J. — 2014. — Vol. C74, no. 8. — P. 3004. — DOI:10.1140/epjc/s10052-014-3004-2. arXiv:1402.4016 [physics.data-an].



# Список иллюстраций

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 1.1 | Схема инжекторного комплекса БАК ( <a href="http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/LHC-PS/LHC-PS.html">http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/LHC-PS/LHC-PS.html</a> ) . . . . .  | 12 |
| 1.2 | Схематическое изображение БАК . . . . .   | 13 |
| 1.3 | Общий вид установки ATLAS [14] . . . . .  | 15 |
| 1.4 | Общий вид внутреннего детектора ATLAS [14] . . . . .  | 16 |
| 1.5 | Схема внутреннего детектора ATLAS в проекции на плоскость $z - r$ , где $r$ — расстояние от оси пучка [14] . . . . .  | 17 |
| 1.6 | Схема мюонного спектрометра ATLAS в проекции на плоскость $z - r$ , где $r$ — расстояние от оси пучка [14] . . . . .  | 19 |
| 1.7 | Зависимость пиковой светимости от времени в эксперименте ATLAS в сеансе Run-1 . . . . .   | 22 |
| 1.8 | Зависимость разрешения по поперечному прицельному параметру от $p_T$ (а) и $\eta$ (b) по данным 2012 г. (до введения IBL) и 2015 г. (после введения IBL) . . .  | 23 |
| 1.9 | Зависимость разрешения по продольному прицельному параметру от $p_T$ (а) и $\eta$ (b) по данным 2012 г. (до введения IBL) и 2015 г. (после введения IBL) . . .  | 23 |
| 2.1 | Схема прохождения заряженной частицы через трубку TRT (а); принцип регистрации испущенного электроном фотона переходного излучения (b); схема модуля центральной части TRT (с) [31] . . . . .   | 26 |
| 2.2 | Зависимость вероятности преодоления высокого порога сигналами электронов и пионов от их лоренц-фактора (а); распределение долей сигналов TRT с высоким порогом на треке для электронов и пионов (b) по первым данным $pp$ -соударений 2010 г. при энергии 7 ТэВ [33]. . . . . | 27 |
| 2.3 | Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в сравнении для эффективной и полноценной моделей . . . . .  | 30 |
| 2.4 | Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов с импульсом $p = 20$ ГэВ в трубках с аргоновой смесью в зависимости от величины высокого порога по результатам моделирования средствами ПО эксперимента ATLAS и в программном пакете Garfield [37, 38] . . . . .  | 31 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 2.5  | Схема заполнения различных модулей TRT газовыми смесями на основе ксенона и аргона во время набора данных столкновений протонов с ионами свинца в начале 2013 г. . . . .   | 33 |
| 2.6  | Вероятность преодоления высокого порога в трубках с аргоном сигналами от мюонов с импульсом $p = 20$ ГэВ в зависимости от величины высокого порога до и после решения проблемы двойного учета дельта-электронов в сравнении с данными 2013 г. . . . .                  | 34 |
| 2.7  | Вероятность преодоления высокого порога в трубках с аргоном сигналами от мюонов в зависимости от величины высокого порога по результатам ATHENA и по данными 2013 г. после определения калибровочных факторов $f_i$ . . . . .  | 35 |
| 2.8  | Вероятность преодоления высокого порога в трубках с аргоном сигналами от электронов в зависимости от величины высокого порога по результатам ATHENA и по данными 2013 г. после определения калибровочных факторов $f_i$ . . . . .                                      | 36 |
| 2.9  | Вероятность преодоления высокого порога сигналами электронов в зависимости от этой же вероятности для мюонов по результатам моделирования в ATHENA [4] . . . . .   | 37 |
| 2.10 | Распределения долей сигналов с высоким порогом по результатам псевдоэкспериментов для треков электронов и мюонов в случаях, когда детектор TRT полностью заполнен ксеноном (a), аргоном (b) и криптоном при оптимистичном (c) и пессимистичном (d) сценариях . . . . . | 38 |
| 2.11 | Схема установки эксперимента 2015 г. по изучению свойств переходного излучения на тестовых пучках электронов и мюонов с энергией 20 ГэВ . . . . .  | 39 |
| 2.12 | Пример распределения сигналов на трубке для калибровочного периода набора данных (период номер 1432625111) с определенными положениями пиков пьедестала (a) и $^{55}\text{Fe}$ (b) . . . . .   | 41 |
| 3.1  | Спектры заряженных частиц по $p_T$ (b) и $\eta$ (a) в $pp$ -соударениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ по данным эксперимента ATLAS [41] . . . . .   | 43 |
| 3.2  | Спектры заряженных частиц по $p_T$ (b) и $\eta$ (a) в $pp$ -соударениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ по данным эксперимента ATLAS [42] . . . . .  | 44 |
| 3.3  | Спектры заряженных частиц по $p_T$ по данным $pp$ -соударений в эксперименте ATLAS при энергиях 8 и 13 ТэВ (a) [41, 42], а также отношение этих спектров (b) . . . . .   | 45 |
| 3.4  | Спектры заряженных частиц по $\eta$ по данным $pp$ -соударений в эксперименте ATLAS при энергиях 8 и 13 ТэВ (a) [41, 42], а также отношение этих спектров (b) . . . . .  | 45 |
| 3.5  | Отношения спектров заряженных частиц по $p_T$ в эксперименте ALICE по данным $pp$ -соударений при 13 и 7 ТэВ [48] . . . . .  | 46 |
| 3.6  | Отношение к спектрам по $p_T$ заряженных $\pi$ -мезонов спектров заряженных $K$ -мезонов (слева) и протонов (справа) по данным $pp$ -соударений в эксперименте ALICE при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [49] . . . . .   | 47 |

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 3.7 | Отношение спектров по $p_T$ заряженных $K$ -мезонов к спектрам заряженных $\pi$ -мезонов по результатам коллаборации ALICE для $pp$ -соударений при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ [50] в сравнении с предсказаниями генератора PYTHIA для $pp$ -соударений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с нормальным (красные точки) и удвоенным (синие точки) рождением $c$ -кварка [9, 10] . . . . .   | 47 |
| 4.1 | Распределения поперечного импульса $p_T$ (а) и быстроты $y$ (b) $B^+$ -мезонов модельных событий Монте-Карло $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ до взвешивания (красные точки) и кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ из экспериментальных данных после применения процедуры вычета вклада фоновых событий (черные точки) . . . . .   | 51 |
| 4.2 | Распределения поперечного импульса $p_T$ (а) и быстроты $y$ (b) $B^+$ -мезонов модельных событий Монте-Карло $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+$ после взвешивания (красные точки) и кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ из экспериментальных данных после применения процедуры вычета вклада фоновых событий (черные точки) . . . . .  | 52 |
| 4.3 | Зависимость разрешения массы отобранных $B^+$ -кандидатов от значения их быстроты $y$ . . . . .   | 53 |
| 4.4 | Распределение инвариантной массы $B^+$ -кандидатов и результат его фитирования для всей области значений быстроты $y$ (а); полученные значения массы $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы $B^+$ -кандидатов в интервалах по быстройте $y$ (b). . . . .   | 54 |
| 4.5 | Распределение инвариантной массы $B^+$ -кандидатов, удовлетворяющих дополнительному требованию на поперечную длину пробега $L_{xy} > 0.20$ мм, и результат фитирования этого распределения для всей области значений быстроты $y$ (а); полученные значения массы $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы $B^+$ -кандидатов, удовлетворяющих требованию $L_{xy} > 0.20$ мм, в интервалах по быстройте $y$ (b). . . . . | 55 |
| 4.6 | Полученные значения массы $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы $B^+$ -кандидатов в центральной (а) и полной (b) областях детектора в зависимости от используемого периода набора данных 2015 г. . . . .  | 56 |
| 5.1 | Вероятность обнаружения $P^0$ -мезона ( $\bar{P}^0$ -мезона) в момент времени $t$ , имея в начальный момент времени чистый $P^0$ -мезон [65] . . . . .  | 60 |
| 5.2 | Распределение инвариантных масс кандидатов $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ , удовлетворяющих критериям отбора и используемых для изучения процедуры тагирования аромата . . . . .  | 65 |
| 5.3 | Распределение зарядовой переменной для <i>тагированных</i> (а) и <i>комбинированных</i> (b) мюонов в сигнальных событиях $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ . . . . .   | 66 |
| 5.4 | Распределение зарядовой переменной для электронов в сигнальных событиях $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ . . . . .  | 67 |
| 5.5 | Распределение зарядовой переменной для струй в сигнальных событиях $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ . . . . .   | 68 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 5.6  | Непрерывная часть распределения $P(B Q)$ при тагировании <i>комбинированными</i> мюонами (а), электронами (б), <i>тагированными</i> мюонами (с) и адронными струями (д). Черными точками обозначены экспериментальные данные, синяя линия — фит боковых частей массового спектра, фиолетовая линия — сигнальная компонента, красная линия — суммарный фит. . . . . | 70  |
| 5.7  | Схематическое изображение распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ в системах покоя $J/\psi$ и $\phi$ -мезонов. Отмечены углы поперечности $(\theta_T, \phi_T, \psi_T)$ . . . . .  | 74  |
| 5.8  | Распределение погрешности измерения собственного времени жизни $B_s^0$ -кандидатов. Экспериментальные данные отмечены черными точками. Фоновая компонента изображена в виде синей кривой. Сигнальной компоненте соответствует фиолетовая кривая. Суммарный фит обозначен красной кривой. . . . .   | 74  |
| 5.9  | Распределения инвариантных масс системы $pK$ до (а) и после (б) взвешивания по данным ЛНСб [85] для модельных событий $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p^+ K^-$ . . . . .   | 76  |
| 5.10 | Массовая и временная проекции фита событий $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . . . . .  | 79  |
| 5.11 | Проекция фита на углы поперечности для области инвариантных масс $5.317 \text{ ГэВ} < m(J/\psi KK) < 5.417 \text{ ГэВ}$ . . . . .  | 80  |
| 5.12 | Контурсы функции правдоподобия на плоскости $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ для отдельных измерений при 7 и 8 ТэВ (а) и для их статистического объединения (б) . . . . .   | 85  |
| 5.13 | Контурсы функции правдоподобия на плоскости $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ [3] . . . . .  | 85  |
| A.1  | Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1500 В в сравнении с результатами моделирования в ATHENA после калибровки . . . . .   | 105 |
| A.2  | Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1490 В в сравнении с результатами моделирования в ATHENA после калибровки . . . . .   | 106 |
| A.3  | Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1470 В в сравнении с результатами моделирования в ATHENA после калибровки . . . . .   | 107 |
| A.4  | Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1449 В в сравнении с результатами моделирования в ATHENA после калибровки . . . . .   | 108 |

## Список таблиц

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 2.1 | Результаты калибровки параметров смеси на основе аргона в Монте-Карло модели TRT . . . . .   | 35 |
| 2.2 | Результаты калибровки эксперимента на тестовом пучке 2015 г. Для каждой трубки указаны два числа: сначала номер канала пьедестала, затем номер канала пика $^{55}\text{Fe}$ . Отсутствие цифры означает неудачную калибровку в связи с нехваткой статистики или искаженным сигналом. . . . . | 40 |
| 4.1 | Полученные значения массы $B^+$ -мезона в результате фитирования инвариантной массы $B^+$ -кандидатов в интервалах по быстроте $y$ . . . . .   | 51 |
| 4.2 | Измеренные значения массы $B^+$ -мезона в двух вариантах отбора кандидатов в сравнении с мировым средним [53] и результатом коллаборации LHCb [55] .   | 53 |
| 4.3 | Систематические неопределенности измерения массы $B^+$ -мезона, связанные с моделью фита . . . . .   | 56 |
| 5.1 | Информация о качестве работы описанных методов тагирования . . . . .   | 69 |
| 5.2 | Доли $f_{+1}$ и $f_{-1}$ событий с зарядовой переменной, равной $+1$ и $-1$ , соответственно, для сигнала и фона при различных методах тагирования. Приведены только статистические ошибки. . . . .  | 71 |
| 5.3 | Относительные доли сигнальных и фоновых событий, тагированных различными методами OST. Приведенные доли включают как непрерывную, так и дискретную части спектра $P(B Q)$ . Указаны только статистические ошибки. .  | 71 |
| 5.4 | Временные функции $\mathcal{O}^{(k)}(t)$ и угловые функции $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ . . . . .   | 73 |
| 5.5 | Измеренные значения физических параметров, а также их статистические и систематические неопределенности . . . . .  | 77 |
| 5.6 | Корреляции между физическими параметрами фита . . . . .  | 78 |
| 5.7 | Оцененные систематические неопределенности . . . . .   | 82 |
| 5.8 | Результаты измерения параметров $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ по данным 8 ТэВ [5], 7 ТэВ [70] и их статистическое объединение . . . . .   | 84 |

# Список используемых сокращений и обозначений

**ALICE** — A Large Ion Collider Experiment, детектор БАК, предназначенный для изучения характеристик соударений тяжелых ядер

**ATHENA** — программная среда, набор стандартных пакетов ПО эксперимента ATLAS

**ATLAS** — A Toroidal LHC Apparatus, один из двух многоцелевых детекторов БАК

***B*-физика** — раздел физики элементарных частиц, изучающий свойства адронов, содержащих *b*-кварк (в более широком смысле — *b* или *c*-кварк)

**Barrel** — центральная часть детектора ATLAS

**CMS** — Compact Muon Solenoid, один из двух многоцелевых детекторов БАК

**CSC** — Cathode-Strip Chambers, катодные полосковые камеры, один из типов камер торцевой части мюонного спектрометра ATLAS

**CTP** — Central Trigger Processor, центральный процессор триггера ATLAS

**EF** — Event Filter, фильтр событий, последний этап триггера высокого уровня ATLAS

**Endcap** — торцевая часть детектора ATLAS

**fHT** — доля взаимодействий трека заряженной частицы с трубками TRT, сигнал которых преодолел высокий порог

**Garfield** — программный пакет, предназначенный для моделирования процессов ионизации газа заряженными частицами [37, 38]

**GEANT4** — программный пакет, используемый для моделирования прохождения частиц через вещество [36]

**HI** — Heavy Ion, тяжелый ион

**HITS** — формат данных, содержащий результат моделирования прохождения частиц события через вещество детектора ATLAS

**HIP** — Highly Ionizing Particle, сильно ионизирующая частица

**HLT** — High Level Trigger, триггер высокого уровня ATLAS

**HT** — High Threshold, высокий порог дискриминатора сигнала трубок TRT

**IBL** — Insertable B-Layer, дополнительный слой пиксельных детекторов внутреннего детектора ATLAS, установленный во время LS1

**L1** — Level-1 trigger, триггер первого уровня эксперимента ATLAS

**L2** — Level-2 trigger, триггер второго уровня эксперимента атлас, первый этап триггера высокого уровня

**LHC** — Large Hadron Collider, Большой адронный коллайдер

**LHCb** — LHC-beauty, детектор БАК, предназначенный для проведения исследований в области *B*-физики

**LS1** — Long Shutdown 1, период длительной остановки БАК в 2013–2015 гг.

**LSP** — Lightest SUSY Particle, наилегчайший суперсимметричный партнер частицы *CM*

**LT** — Low Threshold, низкий порог дискриминатора сигнала трубок TRT

**MC** — Monte-Carlo, Монте-Карло, метод математического моделирования событий

**MDT** — Monitored Drift Tubes, мониторируемые дрейфовые трубки, один из типов камер мюонного спектрометра ATLAS

**MSSM** — Minimal Supersymmetric Standard Model, минимальная суперсимметричная стандартная модель, суперсимметричное расширение стандартной модели с минимальным набором новых частиц

**QGP** — quark-gluon plasma, кварк-глюонная плазма

**RPC** — Resistive Plate Chambers, камеры с резистивными пластинами, один из типов камер центральной части мюонного спектрометра ATLAS

**Run-1** — первый сеанс работы БАК в 2009–2013 гг.

**Run-2** — второй сеанс работы БАК, начавшийся в 2015 г.

**SCT** — Semiconductor Tracker, полупроводниковый микростриповый детектор, подсистема внутреннего детектора ATLAS

**Straw** — дрейфовая трубка, чувствительный элемент TRT

**SUSY** — суперсимметрия

**TGC** — Thin Gap Chambers, тонкозазорные камеры, один из типов камер торцевой части мюонного спектрометра ATLAS

**TRT** — Transition Radiation Tracker, трековый детектор переходного излучения, подсистема внутреннего детектора ATLAS

**БАК** — Большой адронный коллайдер

**КК** — Калуцы–Клейна [башня состояний]

**ККМ-матрица** — матрица Кабиббо–Кобаяши–Маскавы

**КХД** — квантовая хромодинамика

**ПО** — программное обеспечение

**CM** — стандартная модель физики элементарных частиц

**Фитирование (фит)** — процедура аппроксимации распределения заданной функцией

**ЦЕРН** — Европейская организация по ядерным исследованиям

## Приложение А

# Результаты калибровки параметров Ar-смеси в TRT

На рис. А.1, А.2, А.3 и А.4 представлены вероятности преодоления высокого порога сигналами мюонов и электронов в зависимости от номеров слоев трубок для центральной и торцевой частей TRT в сравнении для данных 2013 г. и результатов моделирования в ATHENA с использованием параметров, указанных в таблице 2.1. Смесью на основе аргона заполнены слои 0 – 18 трубок центральной части TRT и слои 48 – 63 торцевой части. Видно, что результаты моделирования хорошо согласуются с данными.



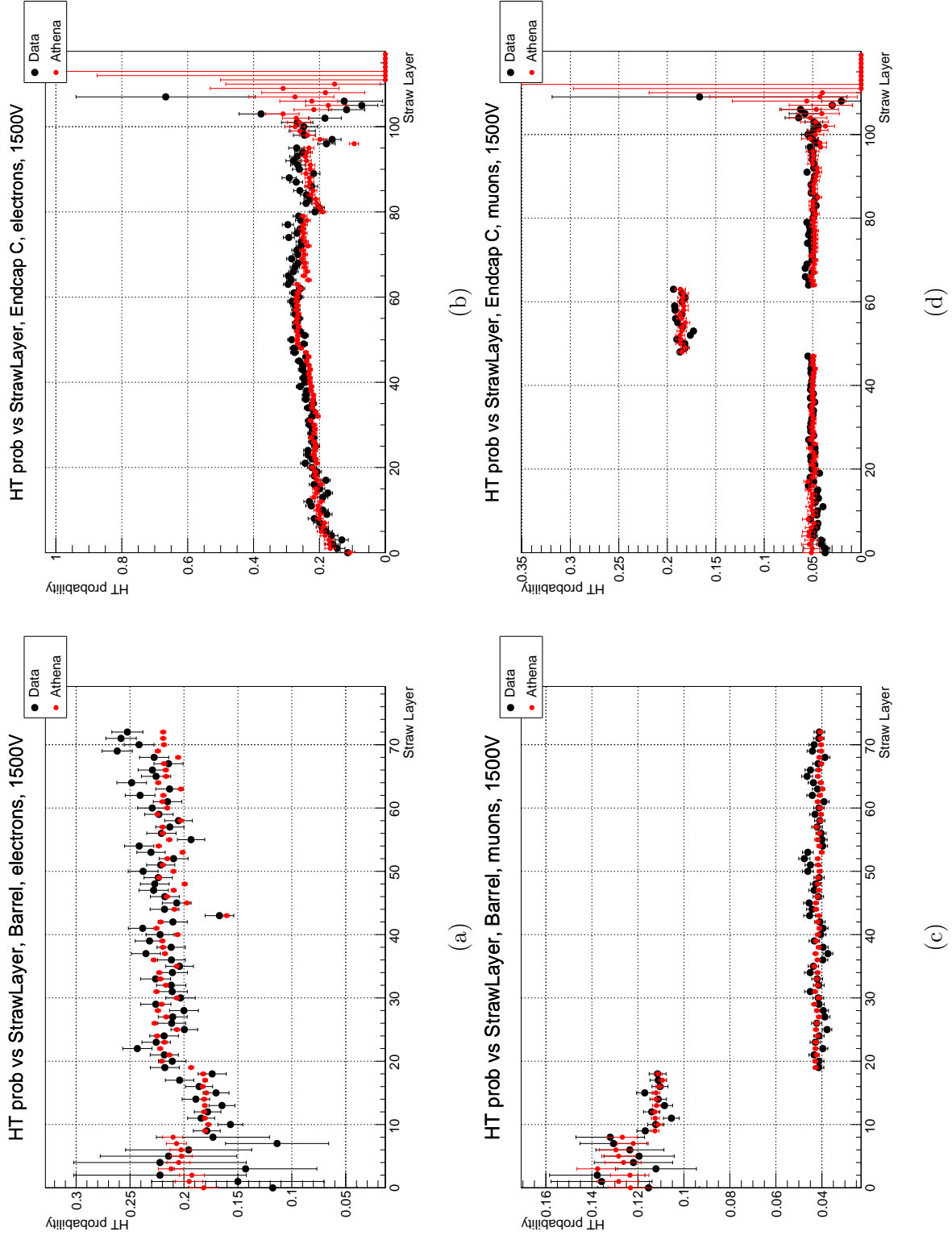


Рис. А.1: Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1500 В в сравнении с результатами моделирования в ATHENA после калибровки

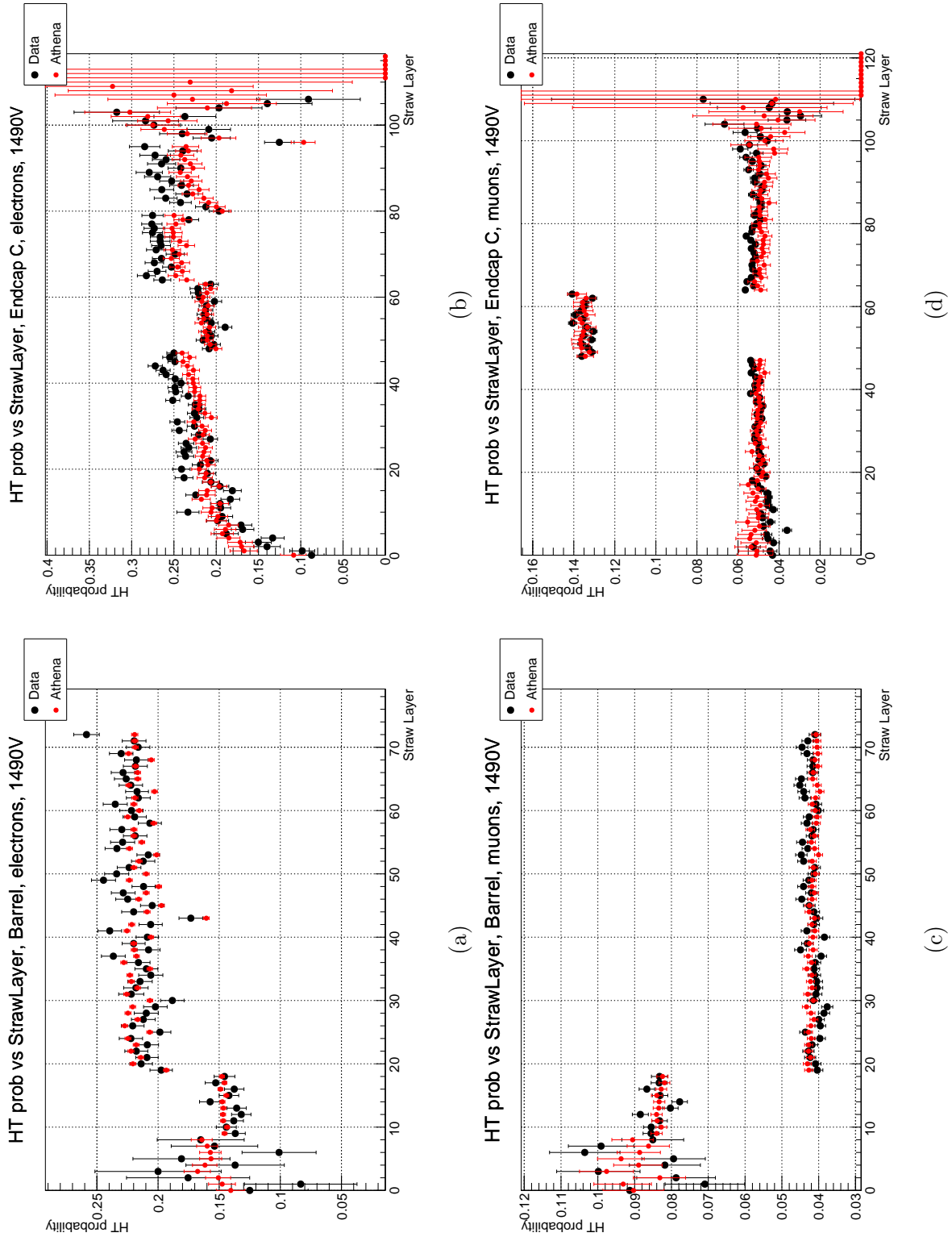


Рис. А.2: Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1490 В в сравнении с результатами моделирования в ATENA после калибровки

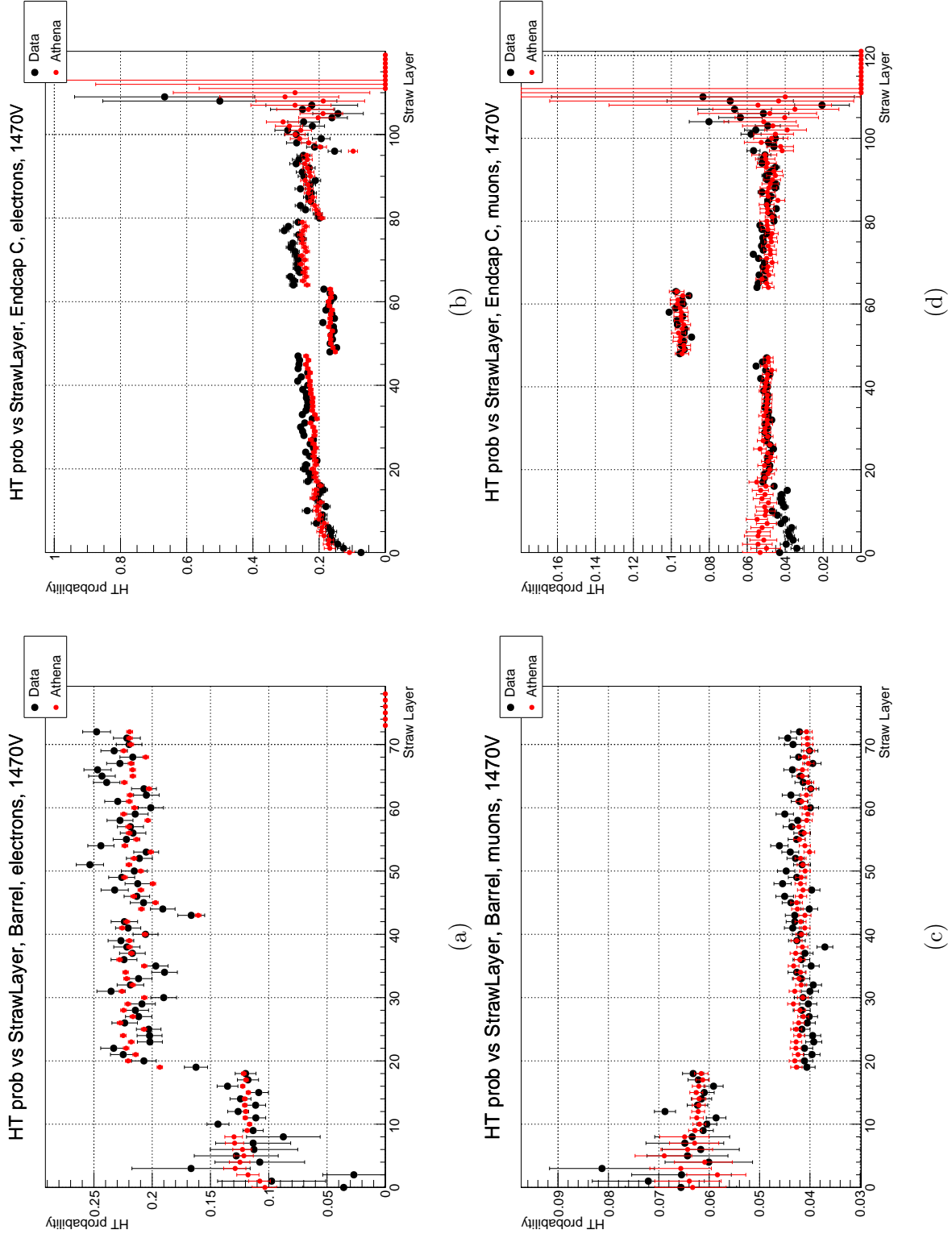


Рис. А.3: Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1470 В в сравнении с результатами моделирования в ATHERNA после калибровки

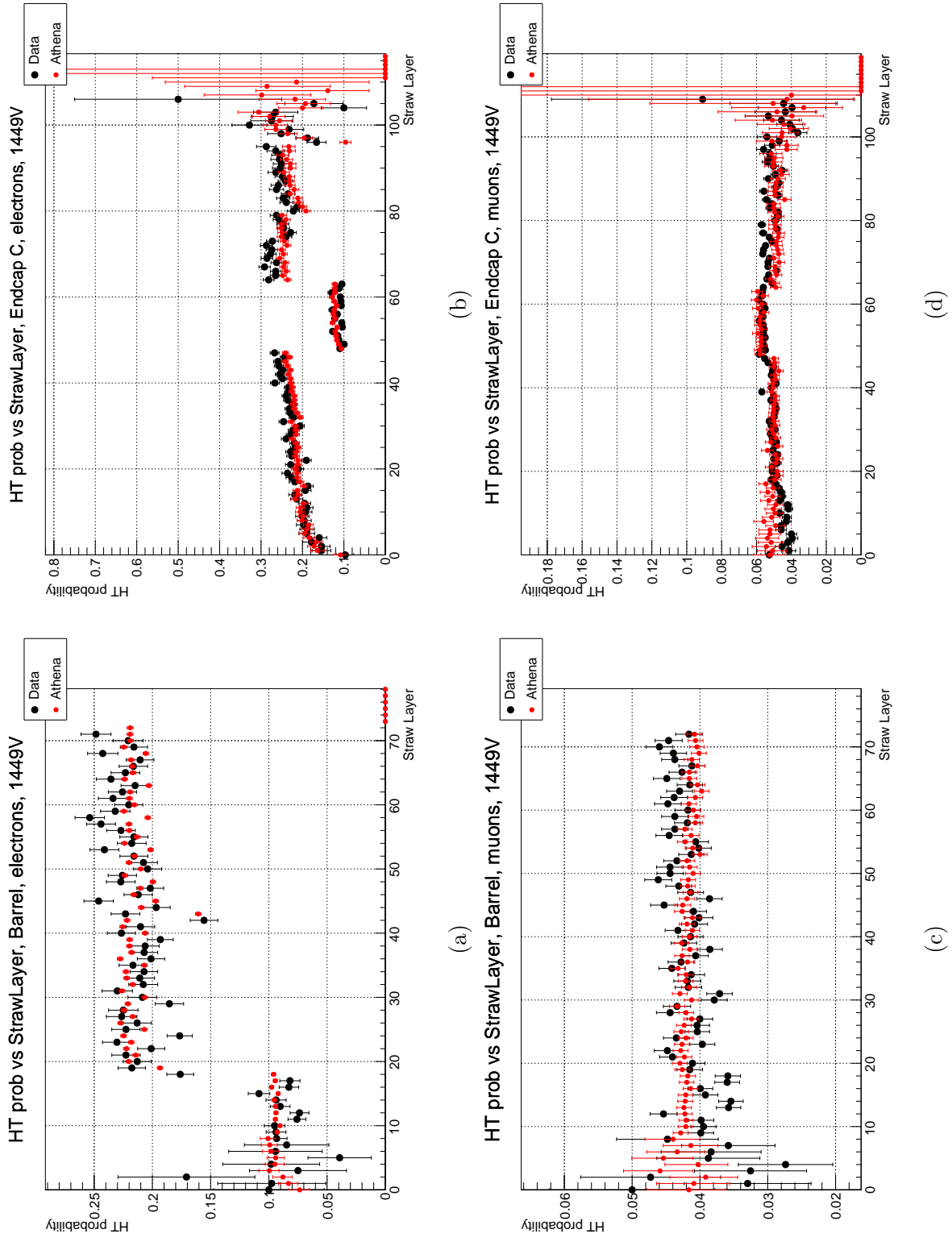


Рис. А.4: Вероятность преодоления высокого порога для сигналов мюонов и электронов в зависимости от номера слоя трубок TRT в центральной и торцевой частях детектора по данным для рабочего напряжения 1449 В в сравнении с результатами моделирования в ATHENA после калибровки