



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Поляков Иван Олегович

Изучение распадов B -мезонов в возбужденные
состояния чармония в эксперименте LHCb

Специальность: 01.04.23 - физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

*диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

2015

УДК 539.126

Работа выполнена в ФГБУ «ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики» НИЦ «Курчатовский институт»

Научный руководитель:

Егорычев Виктор Юрьевич,

канд. физ.-мат. наук, начальник
отделения международных мегапроектов
ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» НИЦ «КИ»,
г. Москва.

Официальные оппоненты:

Лиходед Анатолий Константинович,

доктор физ.-мат. наук, профессор,
главный научный сотрудник
ФГБУ «ГНЦ РФ ИФВЭ» НИЦ «КИ»,
г. Протвино.

Канцеров Вадим Абдурахманович,

канд. техн. наук, доцент
НИЯУ «МИФИ», г. Москва.

Ведущая организация:

МГУ им. М.В. Ломоносова
НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына,
г. Москва.

Защита состоится 19 мая 2015 г. в 11:00 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в конференц-зале ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» по адресу: г. Москва, ул. Большая Черемушкинская 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» и на сайте www.iter.ru.

Автореферат разослан 17 апреля 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

кандидат физ.-мат. наук

В.В. Васильев

Программа поиска бозона Хиггса была с самого начала одной из главных на Большом адронном коллайдере (БАК) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, г. Женева). Экспериментальное подтверждение его существования является триумфом Стандартной модели (СМ). Однако, несмотря на поразительные успехи СМ в описании экспериментальных данных, ее нельзя считать окончательной. Поэтому поиск физики вне СМ и точная проверка ее предсказаний являются главными направлениями исследований на Большом адронном коллайдере. Наиболее важная часть научной программы ускорителя БАК представлена четырьмя экспериментами: CMS, ATLAS, ALICE и LHCb. Программы двух крупнейших экспериментов CMS и ATLAS содержат целый ряд направлений исследований: изучение свойств бозона Хиггса, поиск «новой физики» вне рамок СМ (в частности, поиск суперсимметричных частиц), изучение физики t -кварков и др. Основной целью эксперимента ALICE является изучение ион-ионных столкновений.

Эксперимент LHCb посвящен изучению свойств частиц, содержащих s - и b -кварки. Ожидается, что в их распадах могут присутствовать эффекты «новой физики», как, например, вклад суперсимметричных частиц. Подобные эффекты могут приводить к существенным отклонениям от предсказаний СМ для параметров нарушения CP -симметрии или величин парциальных ширин редких распадов. Преимуществом эксперимента LHCb по сравнению с другими экспериментами является большое сечение рождения s - и b -кварков и возможность рождения всех возможных состояний, содержащих b -кварк (B^{+-} , B^0 , B_s^0 - и B_c^+ -мезонов, а также различных барионов, содержащих прелестный кварк).

Важную роль в изучении механизма нарушения CP -симметрии и наблюдении осцилляций в системе нейтральных B -мезонов играют распады в двухчастичные состояния, содержащие чармониевый резонанс, как, напри-

мер, $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Для улучшения точности измерений в данных исследованиях необходимо получение большого количества сигнальных событий, в том числе за счет проведения подобных измерений с использованием других каналов распадов. Другой важной задачей является детальное изучение влияния сильных взаимодействий в данных распадах.

Помимо этого, распады B -мезонов представляют собой чувствительный аппарат для изучения свойств чармония. Начиная с 2003 года в распадах B -мезонов было обнаружено множество чармониеподобных состояний, не описываемых в рамках традиционной модели чармония, как, например, $X(3872)$, $X(4140)$, $Z^+(4430)$ и $Z_{1,2}^+$. Физическая программа эксперимента LHCb включает в себя проверку наблюдений этих состояний, определение их свойств, а также поиск новых экзотических состояний в распадах частиц, содержащих b -кварк.

Данная диссертация посвящена как исследованию процесса образования чармония в распадах B -мезонов, так и изучению свойств экзотических состояний чармония.

Общая характеристика работы

Диссертация включает два связанных между собой анализа, выполненных с использованием данных эксперимента LHCb, набранных в протон-протонных столкновениях при энергиях 7 и 8 ТэВ в системе центра масс и соответствующих интегральным светимостям 1 и 2 фб⁻¹, соответственно. Результатом первого анализа стало измерение отношений парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$, $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, а именно:

$$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}, \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})} \text{ и } \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}.$$

Исследуемые распады восстанавливались с использованием мод $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Результатом второго анализа стало обнаружение свидетельства распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$ и измерение его парциальной ширины по отношению к парциальной

ширине распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$. Состояния $X(3872)$ восстанавливались в распадах $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$. Исследуемые распады восстанавливались с использованием мод распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Актуальность темы диссертации

Распады B -мезонов в двухчастичные состояния, содержащие чармониевый резонанс, играют важную роль в изучении нарушения CP -симметрии и наблюдении осцилляций в системе нейтральных B -мезонов. Эти распады также представляют собой чувствительный аппарат для изучения сильных и электрослабых взаимодействий.

Наиболее распространенным методом описания распадов B -мезонов в состояния, содержащие чармоний, является подход факторизации. Однако, как показали экспериментальные исследования содружеств Belle и BaBar, парциальные ширины распадов вида $B \rightarrow \chi_{c0} K$ существенно превосходят значения, предсказываемые теоретически в рамках данного подхода. Таким образом, нефакторизуемые процессы могут давать значимый вклад в амплитуды распадов B -мезонов в состояния, содержащие чармоний. В свою очередь, несмотря на то, что парциальная ширина распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ превышает теоретически ожидаемые значения, вклад нефакторизуемых процессов в распадах вида $B \rightarrow \chi_{c2} K$ достоверно не установлен. Теоретические предсказания для парциальной ширины распада $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ имеют наименьшие неопределенности при вычислении относительно парциальной ширины распада $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$. Поэтому одновременное измерение парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ может предоставить значимую информацию для понимания механизма рождения χ_c -резонансов в распадах B -мезонов. Распады $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$ ранее не наблюдались, и их обнаружение представляет особый интерес ввиду перспектив изучения нарушения CP -симметрии.

Распады B -мезонов, содержащие чармониевый резонанс в конечном состоянии, играют основную роль в исследовании экзотического чармония. Так, в распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ в 2003 году сотрудничеством Belle было

открыто первое экзотическое состояние — $X(3872)$. На настоящий момент обнаружено несколько разных мод распада состояния $X(3872)$, а также установлен ряд его свойств. Однако, несмотря на большое количество экспериментальных данных, природа состояния $X(3872)$ (как и других экзотических состояний) до сих пор неясна. Помимо традиционного чармониевого $\chi_{c1}(2P)$ -резонанса, в качестве интерпретаций состояния $X(3872)$ предлагаются $D\bar{D}^*$ -молекула, тетракварки, гибридные состояния, а также смесь чармония и $D\bar{D}^*$ -молекулы.

Важная информация о природе состояния $X(3872)$ может быть получена из исследований его радиационных распадов. Теоретические предсказания отношения парциальных ширин $R_{\psi\gamma} = \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma) / \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$ варьируются от 3×10^{-3} до 15 и сильно зависят от выбранной модели состояния $X(3872)$. Произведенные ранее измерения отношения $R_{\psi\gamma}$ в экспериментах BaBar и Belle находятся в противоречии друг с другом, поэтому необходимо провести дополнительное измерение данной величины.

Цели и задачи исследования

Работа посвящена экспериментальной проверке СМ и поиску новых распадов $B_{(s)}^0$ -мезонов. В задачи исследования входила разработка метода обработки данных, набранных экспериментом LHCb в первом сеансе 2010 — 2012 г.г., поиск распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$, $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, и распадов $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ в канале $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$.

В работе представлено экспериментальное измерение образования возбужденного состояния чармония в распадах B -мезонов. В ходе исследования был разработан экспериментальный метод и проведен анализ данных для измерения отношения парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ относительно распадов $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, измерения отношения парциальных ширин распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0}$, а также измерения отношения парциальных ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$.

Научная новизна

Впервые обнаружен распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, и измерена его парциальная ширина относительно распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Измерены отношения парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$, $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}$ и $\frac{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)}$ с точностью лучше среднемировой.

Практическая полезность

Представленная диссертационная работа выполнена в рамках участия ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ в международном эксперименте ЛНСб. Тематика работы соответствует программе эксперимента ЛНСб, а именно направлению, включающему исследование распадов B -мезонов в конечные состояния, содержащие чармониевый резонанс. Результаты исследования приведены в Таблице свойств элементарных частиц в редакции 2014 года.

Автор защищает

1. Метод восстановления распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$ и нормировочного канала $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ в условиях эксперимента ЛНСб. Метод разделения мод распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0}$ на основе инвариантной массы B -кандидата.
2. Измерение отношений парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$ и $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}$.
3. Метод восстановления распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ и нормировочного канала $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ в условиях эксперимента ЛНСб.
4. Первое обнаружение распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ и измерение отношения парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}$.

5. Метод восстановления распадов $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ с последующими распадами $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ в условиях эксперимента ЛНСб.
6. Измерение отношения парциальных ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$.

Личный вклад диссертанта

Диссертант принимал активное участие в анализе физических данных эксперимента ЛНСб. В частности, им были восстановлены распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$ и измерены их парциальные ширины; впервые обнаружен распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, и измерена его парциальная ширина. Также им был восстановлен распад $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$, и измерена его парциальная ширина относительно распада $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$. Помимо этого, диссертант внес основной вклад в исследование эффективности димьюонного триггера, результаты которого широко используются в других анализах эксперимента ЛНСб.

Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в 7 работах, из которых работы [1, 2, 3, 4] удовлетворяют требованиям ВАК. Список работ приведен в конце автореферата. Данные материалы регулярно обсуждались на совещаниях международной коллаборации ЛНСб, докладывались на семинаре ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ и семинаре ФГБУ ГНЦ РФ ИФВЭ, на различных конференциях:

1. 49-th Rencontres de Moriond QCD and High Energy Interactions (г. Ла-Туйле, 22-29 марта 2014 г.);
2. 16-ая Международная Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц (г. Москва, 22-28 августа 2013 г.);
3. International Workshop «LHC on the March» (г. Протвино, 20-22 ноября 2012 г.);

4. 18-ая Международная Московская школа физики (43-я зимняя школа физики ИТЭФ) (п. Ершово, 17-24 февраля 2015 г.);
5. Симпозиум «Кварконий» в рамках международной сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (г. Москва, 17-21 ноября 2014 г.);
6. 56-ая конференция МФТИ (г. Москва, 25-30 ноября 2013 г.);
7. 11-ая Курчатовская молодежная научная школа (г. Москва, 12-15 ноября 2013 г.);
8. Симпозиум «Кварконий» в рамках международной сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (г. Москва, 12-16 ноября 2012 г.).

Результаты данной работы были неоднократно представлены сотрудниками коллаборации ЛНСб на многочисленных международных конференциях и на регулярном семинаре кафедры «Физика элементарных частиц» в ИТЭФ.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Ее объем 117 страниц, включая 24 таблицы и 56 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 89 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во введении формулируется предмет исследования, описывается актуальность представленной работы, ее практическая значимость и приводится краткое описание содержания диссертации.

В первой главе представлено краткое описание ускорителя БАК и устройство детектора ЛНСб. Приводится описание его систем и их основных

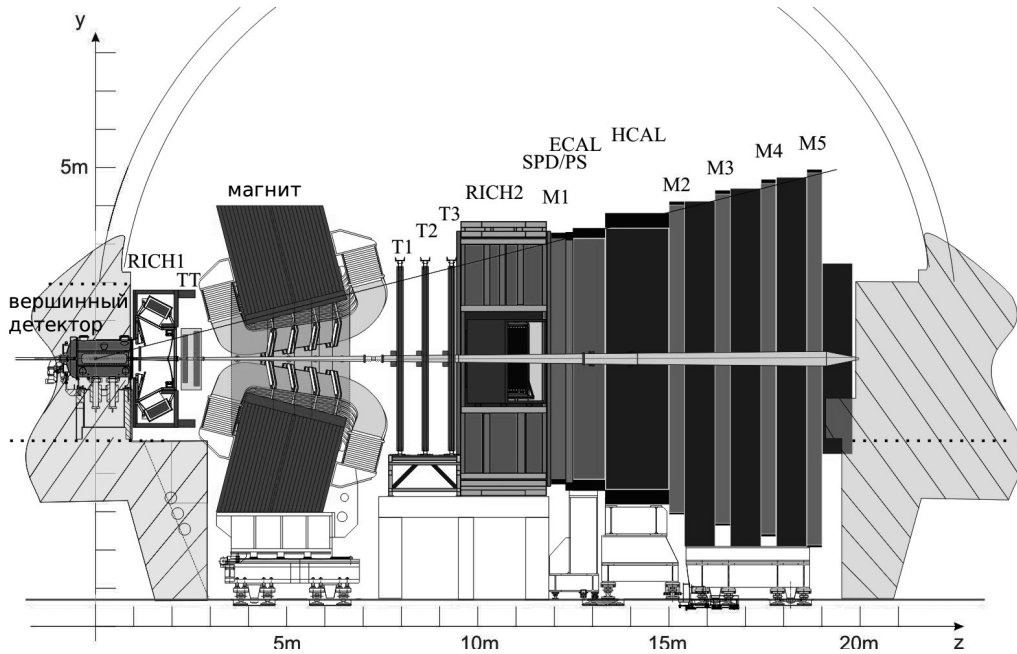


Рис. 1: Схематический вид детектора ЛНСб.

характеристик. Дается краткое описание алгоритмов реконструкции событий и алгоритмов математического моделирования данных.

Большой адронный коллайдер является крупнейшим в мире ускорителем элементарных частиц и представляет собой кольцевой ускоритель встречных пучков протонов с протяженностью кольца 26.7 км. Во время набора данных в 2011 и 2012 году энергия столкновения протонов в системе центра масс составляла 7 и 8 ТэВ, а средняя мгновенная светимость в эксперименте ЛНСб составляла $3 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, соответственно. Интегральная светимость, набранная детектором ЛНСб за 2011 и 2012 годы, составила 1 и 2 fb^{-1} , соответственно.

Эксперимент ЛНСб является одним из четырех основных экспериментов на Большом адронном коллайдере. Главной задачей этого эксперимента является поиск косвенных проявлений «новой физики» за пределами Стандартной модели в распадах адронов, содержащих *b*- и *c*-кварки. Детектор ЛНСб является одноплечевым передним спектрометром, покрывающим область псевдобыстроты от 2 до 5. Схематический вид установки представлен на Рис. 1. Уникальная геометрия детектора ЛНСб обеспечивает попадание около 40% всех рождаемых частиц, содержащих *b*- и *c*-кварки, в акцептанс

установки. Точное определение времени жизни частиц, а также эффективное отделение вершин распада от вершин протон-протонных столкновений, обеспечивается вершинным детектором VЕLO. Импульсы и траектории заряженных частиц определяются трековой системой, включающей в себя дипольный магнит, трековые станции ТТ и Т1-Т3 до и после магнита, соответственно, а также детектор VЕLO. Для идентификации и разделения пионов, каонов и протонов используются два детектора колец Черенковского излучения (RICH1 и RICH2). За идентификацию и разделение электронов, фотонов, нейтральных пионов и адронов отвечает калориметрическая система, которая в том числе используется для измерения энергии фотонов и нейтральных пионов. Калориметрическая система состоит из детектора на основе сцинтилляционных пластин (SPD), предливного детектора (PRS), электромагнитного калориметра (ECAL) и адронного калориметра (HCAL). Идентификация мюонов обеспечивается мюонной системой. Запуск триггера осуществляется калориметрической и мюонной системами.

Вершинный детектор VЕLO состоит из 21 кремниевого модуля радиусом 42 мм, ориентированного перпендикулярно оси пучка. Точность восстановления первичных вершин в детекторе VЕLO для событий с 25 заряженными треками составляет 76 мкм вдоль оси пучка и 16 мкм перпендикулярно оси пучка. Точность измерения прицельного параметра для частиц с большим поперечным импульсом равна 20 мкм. Точность определения времени жизни частиц, распадающихся в вершинном детекторе, составляет 45 фс.

Трековые станции Т1-Т3, расположенные за магнитом, состоят из внутреннего и внешнего трекеров. Трековая станция ТТ и внутренний трекер собраны из слоев кремниевых микрополосковых детекторов. Внешний трекер представляет собой детектор на основе цилиндрических дрейфовых камер. Импульсы заряженных частиц, проходящих через всю трековую систему, определяются с точностью от 0.4% (в случае частиц с импульсом 5 ГэВ/с) до 0.6% (в случае частиц с импульсом 100 ГэВ/с).

Для эффективной идентификации частиц в диапазоне импульсов от 1 до 100 ГэВ/с используются два детектора колец Черенковского излучения RICH. Детектор RICH1, использующий газ C_4F_{10} и аэрогель, идентифици-

рует частицы с импульсом от 1 до 60 ГэВ/с, а детектор RICH2, использующий газ CF₄, идентифицирует частицы с импульсом от 15 до 100 ГэВ/с. Эффективность идентификации каонов составляет 95% при менее чем 10% вероятности ложной идентификации пиона в качестве каона. Протоны верно идентифицируются в 90% случаев, в то время как доля пионов и каонов, ложно идентифицированных в качестве протонов, составляет около 10%.

Первые два детектора калориметрической системы SPD и PRS собраны из пластиковых сцинтилляционных пластин толщиной 15 мм и разделены 12 мм слоем свинцового поглотителя. Регистрация электромагнитных ливней в этих детекторах позволяет отделять фотоны от электронов и адронов. Расположенный за ними электромагнитный калориметр собран из чередующихся слоев свинцового поглотителя и сцинтиллятора, ориентированных перпендикулярно оси пучка. Адронный калориметр расположен сразу за электромагнитным калориметром и также построен из чередующихся слоев поглотителя и сцинтиллятора. Характерной особенностью данного калориметра является то, что слои ориентированы вдоль оси пучка, а не поперек. Во всех детекторах калориметрической системы свет от сцинтилляторов собирается с помощью спектросмещающих оптических волокон и выводится на фотоэлектронные умножители, где и производится считывание сигнала. Энергетическое разрешение калориметров составляет

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{ECAL} = \frac{9.0\% \pm 0.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.8\% , \quad \frac{\sigma_E}{E} \Big|_{HCAL} = \frac{69\% \pm 5\%}{\sqrt{E}} \oplus (9\% \pm 2\%) ,$$

где энергия измеряется в ГэВ.

Мюонная система состоит из пяти последовательно расположенных станций M1-M5, разделенных поглотителями. Мюонные станции, за исключением внутренней зоны M1, собраны из многопроволочных пропорциональных камер. Во внутренней зоне M1, через которую проходит наибольший поток заряженных частиц, используются газовые электронные умножители. Эффективность идентификации мюонов близка к 97%, в то время как вероятность ложной идентификации пионов в качестве мюонов составляет около 2%.

В следующей части первой главы приводится описание алгоритмов математического моделирования данных и алгоритмов восстановления событий: реконструкции треков, первичных вершин, а также идентификации частиц.

Протон-протонные столкновения моделируются с помощью программы RUTHIA 6.4. Для моделирования распадов родившихся частиц используется программа EVTGEN. Излучение фотонов в конечном состоянии описывается программой PHOTOS. Взаимодействие частиц с веществом детектора моделируется с помощью программного пакета GEANT4. Отклик детектора и его оцифровка моделируются программой BOOLE. Моделирование триггера, включая реконструкцию событий, выполняется программой BRUNEL, использующей те же алгоритмы, что применяются при работе с экспериментальными данными.

Реконструкция треков основана на анализе положений сработавших сенсоров в детекторах трековой системы. Вначале восстанавливаются участки треков в вершинном детекторе и трековых станциях T1-T3. Затем происходит объединение этих участков и уточнение полученных траекторий. Программа реконструкции позволяет восстанавливать более 96% треков, проходящих через весь детектор. Реконструкция первичных вершин выполняется с помощью итеративной процедуры, представляющей собой поиск вершины с более чем пятью треками, имеющими по отношению к ней достаточно малый прицельный параметр.

При реконструкции событий в электромагнитном калориметре производится поиск ячеек с максимальным среди соседних ячеек энерговыделением. Вместе с соседними, такие ячейки образуют кластер. Кластеры, удаленные от заряженных треков, рассматриваются как фотонные кандидаты. Идентификация адронов в основном обеспечивается детекторами колец Черенковского излучения RICH, электронов — калориметрической системой, а мюонов — мюонной системой. Улучшение качества идентификации достигается за счет комбинирования информации со всех систем детекторов.

В конце первой главы описывается триггерная система эксперимента LHCb. Функция триггерной системы состоит в снижении частоты поступ-

ления данных с 40 МГц до нескольких кГц при одновременном сохранении событий, представляющих интерес для физического анализа. Триггерная система LHCb состоит из трех уровней. На аппаратном уровне L0 частота потока данных понижается с 40 МГц до 1 МГц, после программируемых уровней HLT1 и HLT2 частота понижается до 3-5 кГц, после чего происходит запись данных для дальнейшего анализа.

Во второй главе приводится описание исследования распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$. В представленном анализе измерены их парциальные ширины. Для этого в качестве нормировочных каналов использовались распады $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. Распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$ реконструировались с использованием канала $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$. В свою очередь, промежуточные резонансы восстанавливались в распадах $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Для анализа использовались данные, набранные в эксперименте LHCb при энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и соответствующие интегральной светимости 1 фб^{-1} .

В начале второй главы кратко описываются методы теоретического расчета парциальных ширин распадов B -мезонов в состояния, содержащие χ_c -резонанс, а также приводятся их экспериментальные измерения. Наиболее распространенным методом описания распадов B -мезонов в конечные состояния, содержащие чармоний, является подход факторизации. Однако, измерения парциальных ширин распадов вида $B \rightarrow \chi_{c0,1} K$ в экспериментах Belle и BaBar указывают на то, что нефакторизуемые процессы могут давать большой вклад в амплитуды данных распадов. Нефакторизуемые процессы также могут приводить к увеличению парциальной ширины распадов вида $B \rightarrow \chi_{c2} K$ по отношению к каналам с χ_{c1} -резонансом в конечном состоянии. Таким образом, измерение парциальных ширин распадов $B \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$ и $B \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ важно для понимания механизма рождения χ_c -резонансов в распадах B -мезонов. Ранее не наблюдавшиеся распады $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1,2} \phi$ представляют особый интерес для исследований ввиду перспектив изучения нарушения CP -симметрии.

В первом разделе второй главы описывается метод восстановления

исследуемых распадов. Отбор сигнальных событий производился с помощью наложения ограничений на различные кинематические и геометрические параметры всей цепочки распада B -кандидатов, а также на идентификацию частиц в конечном состоянии. Для уменьшения систематической погрешности измерения отношений парциальных ширин критерии отбора событий выбраны максимально похожими для всех каналов распадов. В анализе использовались только события, отобранные триггером на наличие J/ψ -кандидата. В каналах распада, содержащих в конечном состоянии $\chi_{c1,2}$ -резонанс, инвариантная масса B -кандидата вычислялась с дополнительным требованием: инвариантная масса комбинации $J/\psi\gamma$ считалась равной номинальной массе χ_{c1} - или χ_{c2} -мезона¹.

В разделах 2-6 второй главы представлены наблюдаемые сигналы исследуемых распадов и их основные характеристики. Кроме того, представлено исследование их резонансной структуры, и проведен ряд проверок полученных результатов.

На Рис. 2 представлены распределения по инвариантной массе отобранных $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma K^+\pi^-$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi\gamma K^+K^-$ кандидатов. В B^0 -канале распределения аппроксимировались аналитической функцией, представляющей сумму комбинаторного фона и сигналов распадов через χ_{c1} - и χ_{c2} -мезон. Комбинаторный фон описывался экспоненциальной функцией, а сигналы в χ_{c1} - и χ_{c2} -модах описывались функциями Гаусса. Так как при вычислении инвариантной массы B -кандидатов масса комбинации $J/\psi\gamma$ считалась равной номинальной массе χ_{c1} (χ_{c2})-мезона, то сигнал, соответствующий χ_{c2} (χ_{c1})-моду, сдвинут в меньшие (большие) значения относительно номинальной массы B^0 -мезона примерно на $48 \text{ МэВ}/c^2$. Данный эффект подтверждается моделированием. В B_s^0 -канале вклад χ_{c2} -моды ожидается сильно подавленным относительно моды с χ_{c1} -резонансом и, вследствие малой статистики, не включен в модель аппроксимации. Полученные с помощью аппроксимации положения и ширины сигналов согласуются с номинальными массами B^0 - и B_s^0 -мезонов и значениями, ожидаемыми из моделирования. Статистическая значимость сигнала распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}K^+K^-$ составила бо-

¹Далее для данных требований используется название « χ_{c1} - или χ_{c2} -ограничение».

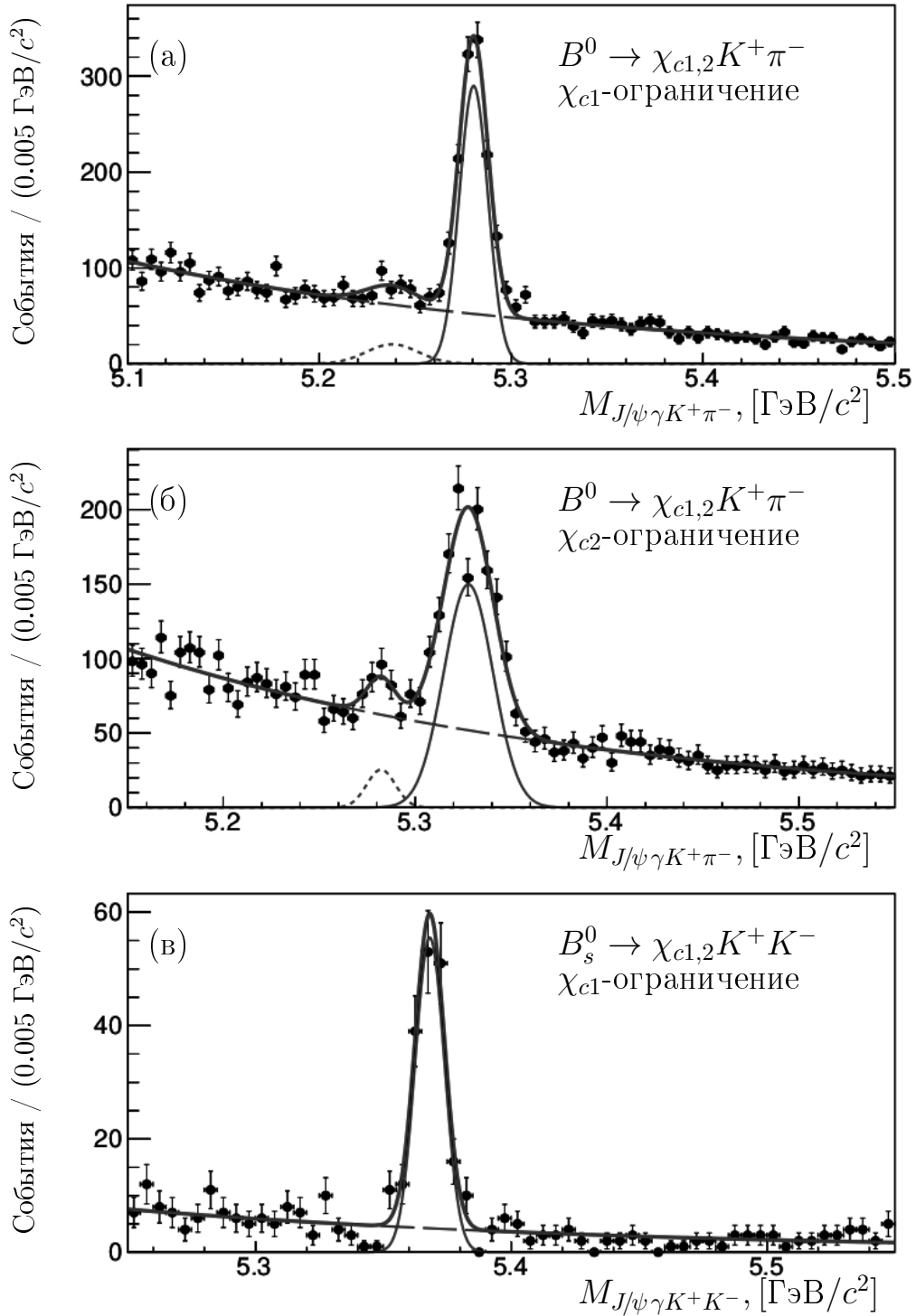


Рис. 2: Распределение по инвариантной массе $B^0 \rightarrow J/\psi \gamma K^+ \pi^-$ кандидатов при (а) χ_{c1} - и (б) χ_{c2} -ограничениях. (в) Распределение по инвариантной массе $B_s^0 \rightarrow J/\psi \gamma K^+ K^-$ кандидатов при χ_{c1} -ограничении. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения аналитической функцией. Зеленая сплошная (пунктирная) кривая соответствует сигналу в χ_{c1} (χ_{c2})-моде, а штрихованная синяя кривая соответствует фону.

лее 9 стандартных отклонений, что соответствует первому наблюдению данного распада.

Для исследования резонансной структуры распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^+ \pi^-$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} K^+ K^-$ были изучены распределения по инвариантным массам комбинаций $\mu^+ \mu^-$, $J/\psi \gamma$, $K^+ \pi^-$ и $K^+ K^-$ в данных распадах. Было показано, что распределения по инвариантным массам комбинаций $\mu^+ \mu^-$ и $J/\psi \gamma$ согласуются с ожидаемыми распределениями для распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$, а нерезонансный вклад согласуется с нулем. В свою очередь, в распределении по инвариантной массе комбинации $K^+ \pi^-$, помимо резонансной компоненты $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$, также присутствует нерезонансный вклад. Поэтому число резонансных событий $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ определялось с помощью аппроксимации распределений по инвариантной массе комбинаций $K^+ \pi^-$ и $K^+ K^-$, представленных на Рис. 3.

Для проверки полученных результатов количества событий, определенные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, сравнивались между собой с помощью упрощенного моделирования. Данное упрощенное моделирование учитывало разницу в эффективности χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничений, корреляцию между числом событий, наблюдаемых при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, а также флуктуации комбинаторного фона. В результате было показано, что числа событий, определенные при χ_{c1} - и χ_{c2} -ограничениях, согласуются в пределах статистических погрешностей. В финальном анализе, в силу меньшей статистической погрешности, в качестве числа событий в распадах $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$, $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ использовались значения, полученные при χ_{c1} -, χ_{c2} - и χ_{c1} -ограничениях, соответственно.

Распады $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ использовались в качестве нормировочных каналов. Отсюда следует, что определение количества резонансных событий в этих распадах максимально повторяет процедуру, используемую для распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2} K^{*0}$ и $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$. Полученные числа событий в исследуемых распадах представлены в Табл. 1.

В седьмом и восьмом разделах второй главы описывается определение эффективностей восстановления исследуемых распадов и исследование погрешностей измерения отношений парциальных ширин.

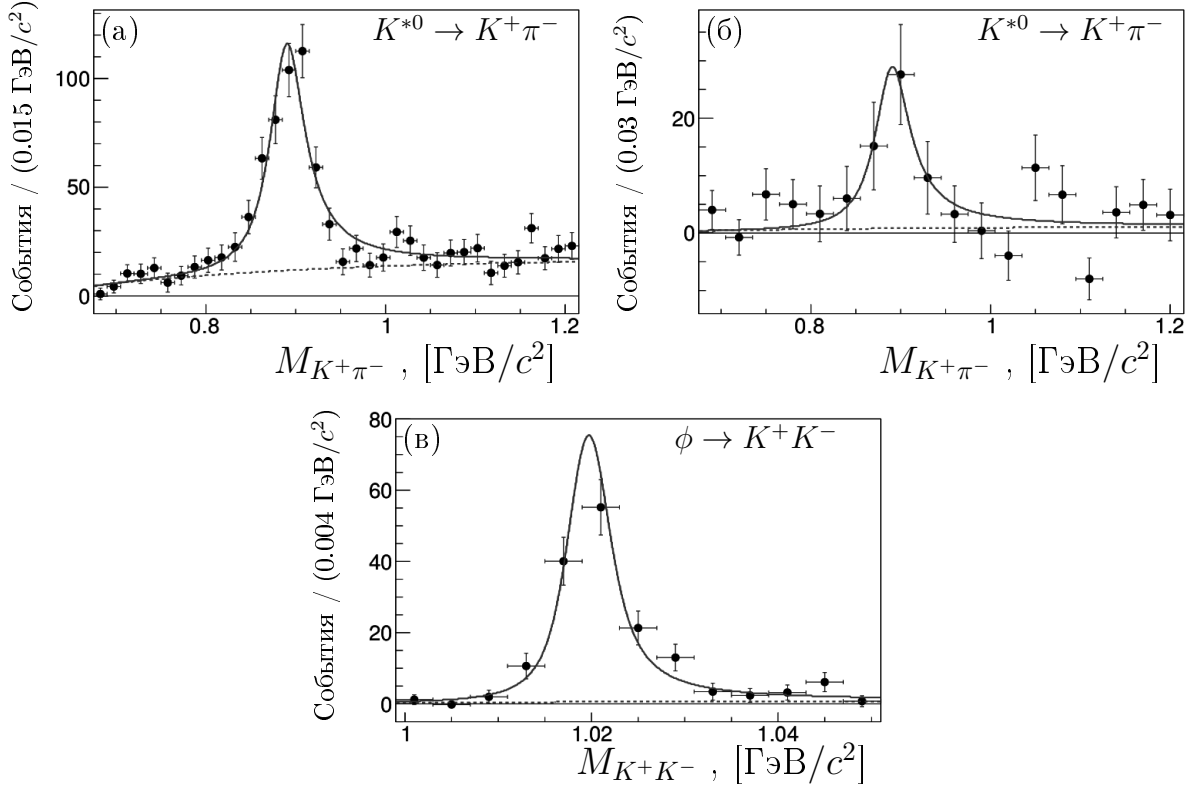


Рис. 3: (а) Распределение по инвариантной массе комбинации $K^+\pi^-$ в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^*0 \pi^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении. (б) Распределение по инвариантной массе комбинации $K^+\pi^-$ в распаде $B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^*0 \pi^-$, полученное при χ_{c2} -ограничении. (в) Распределение по инвариантной массе комбинации K^+K^- в распаде $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi K^+ K^-$, полученное при χ_{c1} -ограничении. Сплошная кривая показывает результат аппроксимации распределений аналитическими функциями, штрихованная кривая соответствует нерезонансным компонентам.

Таблица 1: Количество событий в исследуемых распадах. Представленные погрешности соответствуют статистическим погрешностям.

распад	количество событий
$B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^*0$	566 ± 31
$B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^*0$	66 ± 19
$B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$	146 ± 14
$B^0 \rightarrow J/\psi K^*0$	56707 ± 279
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	15027 ± 139

Таблица 2: Эффективности восстановления распадов, определенные на основе моделирования. Представленные погрешности соответствуют статистическим погрешностям, связанным с объемом данных моделирования.

распад	эффективность, 10^{-4}
$B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0}$	7.9 ± 0.1
$B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0}$	9.5 ± 0.1
$B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$	12.7 ± 0.2
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	53.9 ± 0.3
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	85.1 ± 0.4

Полная эффективность восстановления распада включает в себя эффективность геометрического аксептанса детектора, эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий, и эффективность триггера. Полные эффективности восстановления распадов определялись на основе данных моделирования и представлены в Табл. 2.

При вычислении отношений парциальных ширин сокращаются многие систематические погрешности, как, например, погрешности, связанные с реконструкцией J/ψ -мезонов и идентификацией мюонов. Несократившиеся вклады в систематические погрешности измерений связаны с рядом источников: определением числа событий в сигнальных распадах, реконструкцией фотонов, выбранными критериями отбора сигнальных событий и эффективностью триггера. Погрешность, связанная с конечным объемом данных моделирования, была включена в статистическую погрешность результата. Полные систематические погрешности измерения отношений

$\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$, $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}$ и $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)}$ составили 6%, 10% и 7%, соответственно.

В последнем разделе второй главы представлены результаты изме-

рения отношений парциальных ширин:

$$\begin{aligned}\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})} &= (19.8 \pm 1.1 (\text{стат.}) \pm 1.2 (\text{сист.}) \pm 0.9 (\mathcal{B})) \times 10^{-2}, \\ \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2} K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1} K^{*0})} &= (17.1 \pm 5.0 (\text{стат.}) \pm 1.7 (\text{сист.}) \pm 1.1 (\mathcal{B})) \times 10^{-2}, \\ \frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi)} &= (18.9 \pm 1.8 (\text{стат.}) \pm 1.3 (\text{сист.}) \pm 0.8 (\mathcal{B})) \times 10^{-2},\end{aligned}$$

где первая погрешность статистическая, вторая систематическая, а третья связана с неопределенностью в значениях парциальных ширин распадов $\chi_{c1,2} \rightarrow J/\psi \gamma$. Измеренные отношения парциальных ширин распадов B^0 -мезона согласуются с результатами предыдущих экспериментов, однако имеют лучшую точность. Распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1} \phi$ был обнаружен впервые.

В третьей главе приводится исследование распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$ с использованием канала $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$. В представленном анализе измерено отношение их парциальных ширин. Распады восстанавливались с использованием мод $\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, где ψ обозначает J/ψ -или $\psi(2S)$ -мезон. Для анализа использовались данные, набранные в эксперименте LHCb при энергиях протон-протонных столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и соответствующие интегральным светимостям 1 и 2 фб⁻¹, соответственно.

В начале третьей главы приведено краткое описание экспериментальных исследований состояния $X(3872)$ и его теоретических интерпретаций. На настоящий момент измерены квантовые числа состояния $X(3872)$, его масса, а также обнаружено несколько разных мод распада данного состояния. Однако, несмотря на это, природа состояния $X(3872)$ (как и других экзотических состояний) до сих пор не установлена. В список его возможных интерпретаций помимо традиционного чармониевого $\chi_{c1}(2P)$ -резонанса входят $D\bar{D}^*$ -молекула, тетракварки, гибридные состояния, а также суперпозиция чармония и $D\bar{D}^*$ -молекулы. Изучение радиационных распадов состояния $X(3872)$, а именно измерение отношения $R_{\psi\gamma} = \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma)$, позволяет существенно

сузить круг рассматриваемых моделей. Теоретические предсказания отношения парциальных ширин $R_{\psi\gamma}$ варьируются от 3×10^{-3} до 15 и сильно зависят от выбранной модели состояния $X(3872)$. Произведенные ранее измерения отношения $R_{\psi\gamma}$ в экспериментах BaBar и Belle находятся в противоречии друг с другом, поэтому необходимо дополнительное измерение данной величины.

В первом разделе третьей главы описывается метод восстановления исследуемых распадов. Отбор сигнальных событий производился с помощью наложения ограничений на различные кинематические и геометрические параметры всей цепочки распада B -кандидатов, а также на идентификацию частиц в конечном состоянии. Для уменьшения систематической погрешности измерения отношения парциальных ширин критерии отбора событий в двух каналах распада выбраны максимально похожими друг на друга. Различия в критериях отбора вызваны существенной разницей в энергиях, выделяемых в распадах $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$. В анализе использовались только события, отобранные триггером на наличие J/ψ - либо $\psi(2S)$ -кандидата. При вычислении инвариантной массы B -кандидатов масса комбинации $\psi\gamma$ считалась равной номинальной массе состояния $X(3872)$.

Во втором и третьем разделах третьей главы представлены наблюдаемые сигналы исследуемых распадов и приведены их основные характеристики.

Число сигнальных распадов $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi\gamma)K^+$ определялось с помощью аппроксимации двумерного распределения по инвариантной массе B -кандидата и инвариантной массы системы $\psi\gamma$. Двумерное распределение описывалось функцией, представляющей сумму сигнала, комбинаторного факторизуемого фона и нефакторизуемого пикующего фона. Пикующий фон определялся с помощью моделирования. В J/ψ -канале основным источником пикующего фона являются распады $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ с последующими распадами $K^{*+} \rightarrow K^+\pi^0$ и $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, где один из фотонов не регистрируется. В $\psi(2S)$ -канале основным источником пикующего фона являются частично реконструированные распады $B \rightarrow \psi(2S)K^+X$ ² в сочетании

²Здесь B означает B^+ -, B^0 - или B_s^0 -мезон, а X — любые дочерние частицы в распаде

со случайным фотоном.

Проекции аппроксимации двумерных распределений в J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналах на инвариантные массы B -кандидатов и комбинации $\psi\gamma$ показаны на Рис. 4 и Рис. 5, соответственно. Проекции построены в сигнальных областях, определенных как интервалы $\pm 3\sigma$ около положения сигнала, что в J/ψ -канале соответствует интервалам $m_{J/\psi\gamma K^+} \in [5258; 5300]$ МэВ/ c^2 и $m_{J/\psi\gamma} \in [3784; 3967]$ МэВ/ c^2 , а в $\psi(2S)$ -канале интервалам $m_{\psi(2S)\gamma K^+} \in [5262; 5307]$ МэВ/ c^2 и $m_{\psi(2S)\gamma} \in [3836; 3904]$ МэВ/ c^2 . Положения сигналов, определенные в результате аппроксимации, согласуются с номинальными массами B^+ -мезона и состояния $X(3872)$. Число сигнальных событий в J/ψ - и $\psi(2S)$ -каналах составило 591 ± 48 и 36.4 ± 9.0 , соответственно.

Статистическая значимость наблюдаемого сигнала определялась с помощью упрощенного моделирования на основе серии псевдо-экспериментов, в которых имитировалось двумерное массовое распределение фоновых компонент (комбинаторной и пикующей). Согласно результатам серии псевдо-экспериментов, статистическая значимость сигнала в моде $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ составила 4.4 стандартных отклонения.

В четвертом и пятом разделах третьей главы описывается определение эффективностей восстановления исследуемых распадов и исследование погрешностей измерения отношения парциальных ширин.

Полная эффективность восстановления распада включает в себя эффективность геометрического аксептанса детектора, эффективности детектирования, реконструкции и отбора событий, и эффективность триггера. Полные эффективности восстановления распадов определялись на основе данных моделирования. Для воспроизведения кинематики B -мезонов было выполнено перевзвешивание данных моделирования по поперечному импульсу и быстроте B -кандидатов ($p_T(B)$ и $y(B)$, соответственно). По итогам перевзвешивания была определена поправка к эффективности восстановления распадов отдельно для J/ψ - и $\psi(2S)$ -канала. Полученные с учетом поправок полные эффективности восстановления распадов $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi\gamma)K^+$ и $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ составили

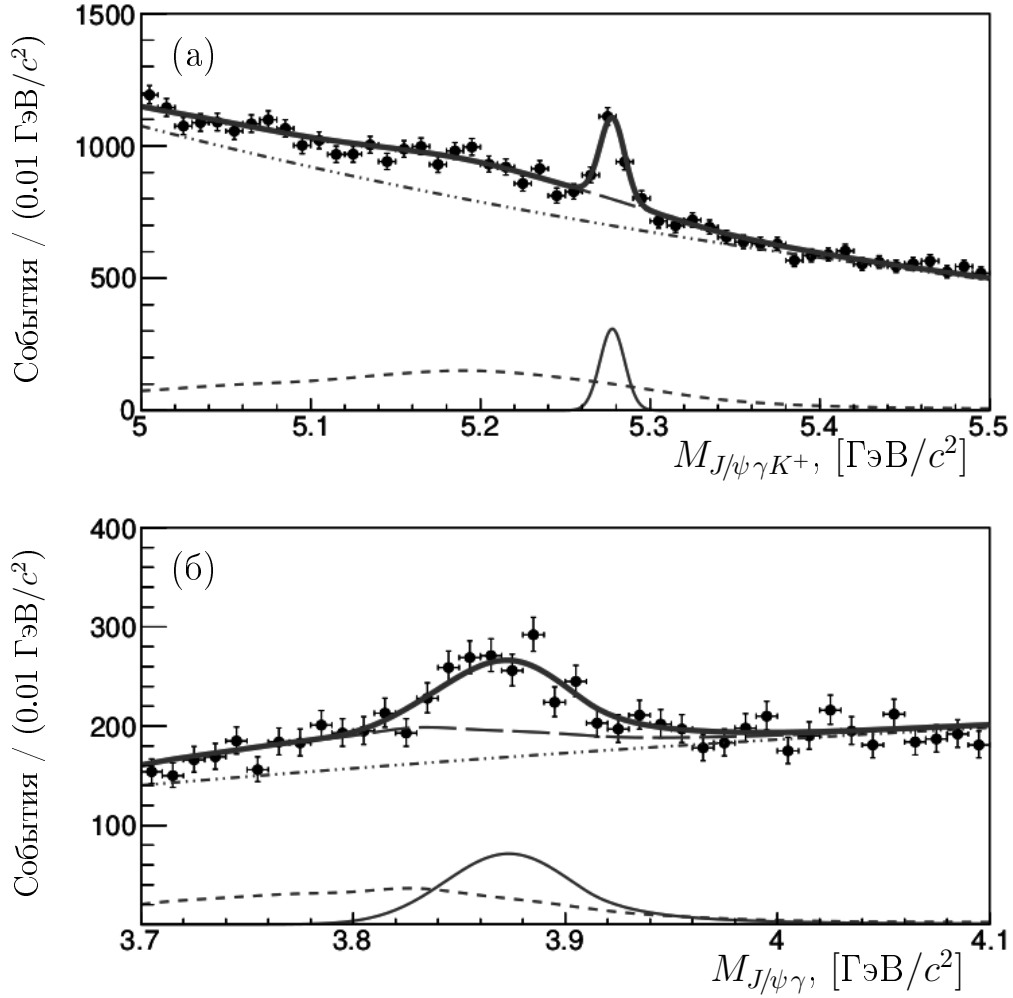


Рис. 4: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi \gamma)K^+$ кандидатов на (а) инвариантную массу комбинации $J/\psi \gamma K^+$ и (б) инвариантную массу комбинации $J/\psi \gamma$. Проекция построены в сигнальных областях, соответствующих интервалам $\pm 3\sigma$ около положения сигнального пика. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующемуся фону, штрих-пунктирная оранжевая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя штрихованная линия сумме комбинаторного и пикующегося фонов.

$(36.60 \pm 0.13) \times 10^{-4}$ и $(6.98 \pm 0.04) \times 10^{-4}$, соответственно. Различие эффективностей в двух каналах связано с различием в кинематике фотонов, вызванным существенной разницей в энергиях, выделяемых в распадах $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$.

При вычислении отношений парциальных ширин сокращаются многие систематические погрешности, как, например, погрешности, связанные с ре-

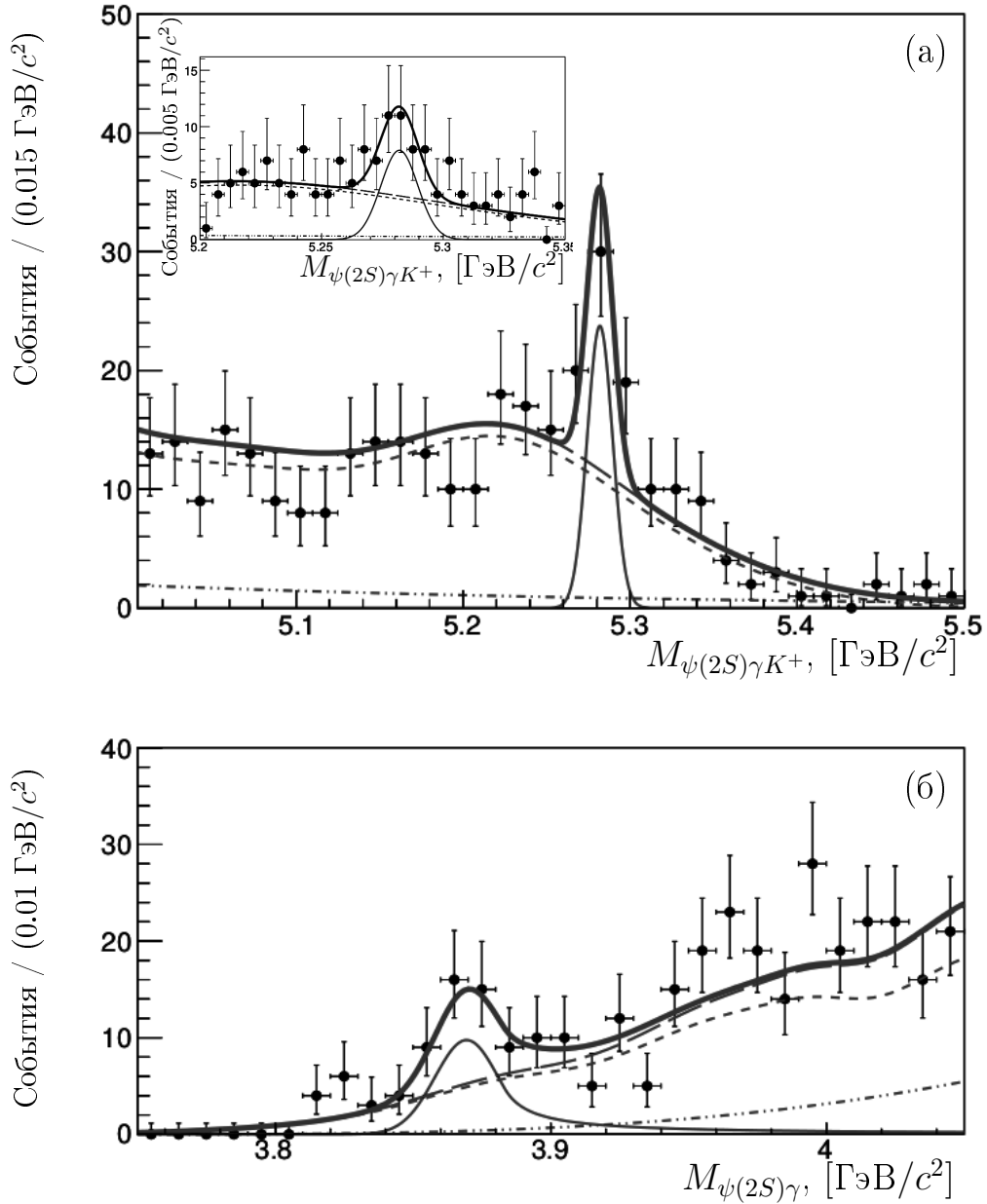


Рис. 5: Проекция двумерного распределения $B^+ \rightarrow X(3872)(\rightarrow \psi(2S)\gamma)K^+$ кандидатов на (а) инвариантную массу комбинации $\psi(2S)\gamma K^+$ (вставка показывает увеличенную область инвариантной массы $\psi(2S)\gamma K^+$) и (б) инвариантную массу комбинации $\psi(2S)\gamma$. Проекция построены в сигнальных областях, соответствующих интервалам $\pm 3\sigma$ около положения сигнального пика. Сплошная синяя кривая показывает результат аппроксимации распределения. Зеленая сплошная кривая соответствует сигналу, пунктирная розовая линия соответствует пикующему фону, штрих-пунктирная оранжевая линия соответствует комбинаторному фону, а синяя штрихованная линия сумме комбинаторного и пикующегося фонов.

конструкцией ψ -мезонов и идентификацией мюонов. Несократившиеся вклады в систематические погрешности измерений связаны с рядом источников: определением числа событий в сигнальных распадах, реконструкцией фотонов, кинематикой B^+ -мезонов, выбранными критериями отбора сигнальных событий, эффективностью триггера и неопределенностью в знании парциальных ширин распадов ψ -мезонов в два лептона. Погрешность, связанная с конечным объемом данных моделирования, была также включена в систематическую погрешность измерения. Полная систематическая погрешность измерения отношения $\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)/\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)$ составила 12%.

В последнем разделе третьей главы представлен результат измерения отношения парциальных ширин:

$$R_{\psi\gamma} = \frac{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma)}{\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma)} = 2.46 \pm 0.64 \text{ (стат.)} \pm 0.29 \text{ (сист.)} ,$$

где первая погрешность статистическая, а вторая систематическая. Представленное измерение имеет лучшую на данный момент точность и сравнимо с результатами сотрудничества Belle и BaBar. Результат измерения отношения $R_{\psi\gamma}$ согласуется с теоретическими предсказаниями в рамках модели чистого чармония и модели суперпозиции $D\bar{D}^*$ -молекулы и чармония.

В заключении кратко перечислены основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту:

1. Разработан метод восстановления распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$ и нормировочного канала $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ в условиях эксперимента ЛНСб. Разработан метод разделения мод распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$ и $B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0}$ на основе инвариантной массы B -кандидата.
2. Обнаружены распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$, и измерены отношения парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0})}$ и $\frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c2}K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0})}$ с точностью лучше среднемировой. Результаты согласуются с измерениями предыдущих экспериментов и теоретическими предсказаниями.

3. Разработан метод восстановления распада $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ и нормировочного канала $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ в условиях эксперимента ЛНСб.
4. Впервые обнаружен распад $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$, и измерено отношение парциальных ширин $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi)}{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi)}$. Измеренное значение находится в согласии с аналогичным отношением парциальных ширин в распадах B^0 -мезонов.
5. Разработан метод восстановления распадов $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ с последующими распадами $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ и $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ в условиях эксперимента ЛНСб.
6. В распадах $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$ обнаружено свидетельство распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ со значимостью 4.4 стандартных отклонения. Данный результат подтверждает свидетельство распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$, ранее полученное сотрудничеством ВаВаг. Измерено отношение парциальных ширин распадов $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ с точностью лучше среднемировой. Результат согласуется с измерениями экспериментов ВаВаг и Belle.

Публикации автора по теме диссертации

Публикации, удовлетворяющие требованиям ВАК:

1. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ », Nucl. Phys. B. 886 (2014) 665-680.
2. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Observation of the $B_s^0 \rightarrow \chi_{c1}\phi$ decay and study of $B^0 \rightarrow \chi_{c1,2}K^{*0}$ decays», Nucl. Phys. B. 874 (2013) 663-678.
3. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Observation of the decay $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ », JHEP 1311 (2013) 094.
4. R. Aaij, ... , I. Polyakov *et al.* (LHCb collaboration), «Measurement of relative branching fractions of B decays to $\psi(2S)$ and J/ψ mesons», Eur. Phys. J. C72 (2012) 2118.

Прочие публикации:

5. I. Polyakov (on behalf of the LHCb collaboration), « b and c hadron spectroscopy at LHCb», Proceedings of 49-th Rencontres de Moriond (2014) QCD and High Energy Interactions, p. 107.
6. И.М. Беляев, В.Ю. Егорычев и И.О. Поляков, «Распады B -мезонов в состоянии, содержащие J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансы, в эксперименте LHCb», Ядерная Физика, Том 76. Дополнительный номер. (2013) 137.
7. I. Polyakov (on behalf of the LHCb collaboration), « B decays to charmonia at LHCb», PoS IHEP-LHC (2012) 015.