

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

на правах рукописи

Поликарпов Сергей Михайлович

Спектроскопия B_s^0 мезонов в эксперименте CMS

Специальность 01.04.23 физика высоких энергий

Диссертация на соискание степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, профессор,
академик Российской академии наук
Данилов Михаил Владимирович

Научный консультант:
кандидат физ.-мат. наук,
Чистов Руслан Николаевич

Москва, 2019

Содержание

1	Введение	4
1.1	Общая характеристика работы	6
1.2	Актуальность и научная новизна диссертационного исследования	6
1.3	Цели и задачи исследования	7
1.4	Научные результаты, выносимые на защиту	7
1.5	Теоретическая и практическая значимость работы	8
1.6	Достоверность полученных результатов	9
1.7	Личный вклад диссертанта	9
1.8	Апробация работы	9
1.9	Структура и объём диссертации	10
2	Экспериментальная установка CMS на Большом адронном коллайдере	12
2.1	Большой адронный коллайдер	12
2.2	Установка CMS	15
2.3	Трековая система	16
2.4	Электромагнитный калориметр	21
2.5	Адронный калориметр	22
2.6	Мюонная система	24
2.7	Триггерная система	26
2.8	Набор данных, используемый в описываемых исследованиях . .	27
3	Поиск экзотического состояния $X(5568)$ в распаде на $B_s^0\pi^\pm$	28
3.1	Поиски экзотических состояний в системе $B_s^0\pi^\pm$	28
3.2	Содержание представляемого исследования	29
3.3	Реконструкция событий и моделирование	30
3.3.1	Реконструкция B_s^0 кандидатов	30
3.3.2	Восстановление кандидатов $B_s^0\pi^\pm$	32
3.3.3	Математическое моделирование	34
3.4	Исследование распределения инвариантной массы $B_s^0\pi^\pm$	35
3.5	Вычисление верхнего предела на сечение рождения $X(5568)$. .	41
3.5.1	Вычисление отношения эффективностей	42
3.5.2	Верхний предел на сечение рождения $X(5568)$	43

3.5.3	Вычисление верхнего предела в зависимости от массы и ширины состояния, распадающегося на $V_S^0 \pi^\pm$	45
3.6	Результаты	48
4	Исследование P-волновых состояний V_S^0 мезона в распадах на V мезон и каон	51
4.1	P -волновые состояния V_S^0 мезона	51
4.2	История исследований $V_{s1,2}^{(*)}$ мезонов	53
4.3	Содержание представляемого исследования $V_{s1,2}^{(*)}$ мезонов	54
4.4	Алгоритм реконструкции и отбора событий	56
4.5	Наборы данных математического моделирования	59
4.6	Распределения инвариантных масс V^+ и V^0 мезонов.	61
4.7	Изучение $V_{s1,2}^{(*)}$ мезонов в распадах на $V^{(*)+}K^-$	65
4.7.1	Сигналы распадов $V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$, $V_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$ и $V_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$ в моделировании.	66
4.7.2	Аппроксимация распределения $m_{V^+\pi^-}$ на данных	68
4.7.3	Формы сигналов $V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$, $V_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$ и $V_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$ в распределении $m_{V^+K^-}$ из моделирования	71
4.7.4	Разрешения по инвариантной массе сигналов $V_{s2}^* \rightarrow V^+K^-$, $V_{s2}^* \rightarrow V^{*+}K^-$ и $V_{s1} \rightarrow V^{*+}K^-$ в моделировании	72
4.7.5	Аппроксимация распределения $m_{V^+K^-}$ на данных	73
4.8	Поиск распадов $V_{s1,2}^{(*)}$ мезонов на $V^{(*)0}K_S^0$	76
4.8.1	Разрешения по инвариантной массе сигналов $V_{s2}^* \rightarrow V^0K_S^0$, $V_{s2}^* \rightarrow V^{*0}K_S^0$ и $V_{s1} \rightarrow V^{*0}K_S^0$ в моделировании	76
4.8.2	Формы сигналов $V_{s1,2}^{(*)} \rightarrow V^{(*)0}K_S^0$ в случае перепутанных каона и пиона в реконструкции распада $V^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$	77
4.8.3	Аппроксимация распределения $m_{V^0K_S^0}$ на данных	78
4.8.4	Вычисление значимости обнаруженных сигналов	80
4.9	Эффективности	81
4.10	Систематические погрешности	83
4.10.1	Источники систематических погрешностей	84
4.10.2	Значения систематических погрешностей	91
4.11	Результаты	95
5	Заключение	98

1 Введение

Основными задачами Большого адронного коллайдера (БАК) при его проектировании были поиск и изучение бозона Хиггса, поиск проявлений «Новой Физики», проверка теорий суперсимметрии, точное измерение параметров Стандартной Модели (СМ). Экспериментальное открытие бозона Хиггса в 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS [1, 2] является одним из самых ярких достижений современной науки. Несмотря на этот результат, завершивший открытие фундаментальных частиц СМ, её нельзя считать окончательно верной. В рамках СМ не описываются тёмная материя, природа массы у нейтрино, проблема иерархии масс фундаментальных частиц и преобладание вещества над антивеществом во вселенной. Поэтому поиск физики вне СМ остаётся одним из основных направлений исследований двух наиболее крупных коллабораций на БАК – ATLAS и CMS. Детектор ALICE оптимизирован для изучения столкновений тяжёлых ионов. Четвёртый большой эксперимент, LHCb, оптимизирован для изучения частиц, содержащих тяжёлые кварки, что позволяет, в том числе, проводить косвенные поиски проявлений «Новой Физики» и изучать CP -нарушение.

Для проверки теоретических моделей сильного взаимодействия важно изучение спектроскопии адронов, в частности, точные измерения их масс, времён жизни, поиск новых распадов и новых состояний. В последнее несколько лет экспериментами БАК (в основном, LHCb), открыто множество новых состояний адронов, включая:

- Возбуждённые состояния $\Xi_b^{\pm,0}$ барионов в распадах на $\Xi_b^{\pm,0}\pi^{\pm}$ [3–5] и $\Lambda_b^0 K^-$ [6];
- Возбуждённые состояния Λ_b^0 бариона в распадах на $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ [7, 8];
- Возбуждённые состояния B^0 и B^+ мезонов в распадах на $B^{+,0}\pi^{-,+}$ [9];
- Возбуждённые состояния B_c^+ мезона в распадах на $B_c^{(*)+}\pi^+\pi^-$: $B_c^+(2S)$ открыто экспериментом ATLAS [10], но не подтверждено экспериментом LHCb [11], а экспериментом CMS открыты два состояния [12];
- Возбуждённые состояния Ω_c^0 бариона в распадах на $\Xi_c^+ K^-$ [13];
- Дважды очарованный барион Ξ_{cc}^{++} в распадах на $\Lambda_c^0 K^- \pi^+ \pi^+$ [14] и $\Xi_c^+ \pi^+$ [15];

- Возбуждённые состояния боттомония $\chi_{b1}(3P)$ и $\chi_{b2}(3P)$ в распадах на $\Upsilon(3S)\gamma$ [16];
- Возбуждённые состояния Σ_b^\pm барионов в распадах на $\Lambda_b^0\pi^\pm$ [17].

В последнее время также установлено существование многих частиц, не вписывающихся в классическую кварковую модель адронов, предполагающую существование только мезонов (состояний из кварка и анти-кварка) и барионов (состояний из трёх кварков). В частности, в 2003 году была открыта частица $X(3872)$ [18], которая не может быть описана в классической схеме адронной спектроскопии, и до сих пор её состав и природа надёжно не установлены. Обнаружение этой частицы открыло эпоху спектроскопии т.н. экзотических адронов. Позднее коллаборация CDF на Тэватрон представила [19] свидетельство существования частицы $X(4140)$, распадающейся на $J/\psi\phi$, в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$, причём её измеренная естественная ширина существенно меньше ожидаемой ширины состояния чармония с такой массой [20]. Было предложено, что $X(4140)$ является связанным состоянием из двух мезонов (молекулой), тетракварком, или гибридным состоянием. Коллаборации Belle и BaBar не обнаружили значимого сигнала $X(4140)$ [21, 22], не подтверждая тем самым результат CDF. Однако, в последующем, коллаборации D0 и CMS подтвердили существование этой частицы [23–25]. Таким образом, информация об экзотических состояниях в системе $J/\psi\phi$ оставалась противоречивой, до того, как коллаборацией LHCb был проведён полный угловой анализ распада $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$, в котором, помимо подтверждения существования частицы $X(4140)$, было установлено существование ещё трёх экзотических резонансов в системе $J/\psi\phi$ [26]. Коллаборацией Belle было открыто заряженное экзотическое состояние $Z(4430)^\pm$, распадающееся на $\psi(2S)\pi^\pm$ [27, 28], существование которого было затем подтверждено коллаборацией LHCb [29]. Позднее коллаборация LHCb заявила об открытии состояний, распадающихся на $J/\psi p$ [30, 31], которые являются кандидатами в пентакварки – частицы, состоящие из 5 кварков. В 2016 г. коллаборация D0 заявила об обнаружении частицы $X(5568)$ – кандидата в экзотическое тетракварковое состояние, распадающееся на $B_s^0\pi^\pm$ [32]. Коллаборация LHCb не подтвердила его существование [33], а среди теоретических работ есть как объясняющие это состояние, так и подвергающие сомнению его существование [34–47].

Данная диссертация описывает поиск экзотических состояний, распадающихся на $B_s^0 \pi^\pm$, а также исследование P -волновых возбуждённых состояний B_s^0 мезона.

1.1 Общая характеристика работы

Диссертация состоит из двух связанных между собой исследований возбуждённых состояний B_s^0 мезона. Первое посвящено поиску экзотического состояния $X(5568)$ в распаде на $B_s^0 \pi^\pm$, где для восстановления B_s^0 мезона используется его распад на $J/\psi \phi$. В дополнение, проведён поиск экзотических состояний с массой от 5.5 до 5.9 ГэВ и шириной от 10 до 50 МэВ, распадающихся на $B_s^0 \pi^\pm$. Во втором исследовании изучаются P -волновые состояния B_s^0 мезонов $B_{s2}^*(5840)^0$ и $B_{s1}(5830)^0$ в распадах на B мезон и каон: в заряженном канале $B^+ K^-$ и, впервые, в нейтральном канале $B^0 K_s^0$. В этих распадах измерены 6 разностей масс, 4 отношения вероятностей распадов, 2 отношения вероятностей распадов, умноженных на отношение сечений рождения, и естественная ширина B_{s2}^* мезона. Обе работы выполнены с использованием данных, набранных установкой CMS на Большом Адронном Коллайдере в 2012 г., в столкновениях протонов с энергией в системе центра масс, равной 8 ТэВ.

1.2 Актуальность и научная новизна диссертационного исследования

Изучение спектроскопии прелестных частиц является актуальной областью физики высоких энергий, так как позволяет проверять предсказания разных теоретических моделей. Со времени создания кварковой модели адронов было понятно, что она не исключает существование частиц из более, чем трёх кварков. Однако, экзотических частиц, состоящих только из u , d и s кварков, не было обнаружено с достаточной достоверностью. Состояния из более, чем трёх кварков, включающие тяжёлые кварки, могут быть обнаружены более достоверно, из-за более ярких экспериментальных характеристик их распадов. В начале 2016 г. коллаборация D0 заявила об обнаружении частицы $X(5568)$, распадающейся на $B_s^0 \pi^\pm$, – кандидата в экзотическое тетракварковое состояние. Если бы её существование подтвердилось, это была бы первая открытая частица, состоящая из 4 разных кварков (b , s , u , d). Однако, её существование не было подтверждено кол-

лаборацией LHCb, поэтому является актуальным провести поиск этой частицы на независимом эксперименте, чтобы, либо подтвердить её существование, либо установить более строгий верхний предел. В частности, эксперимент CMS позволяет провести поиск в кинематическом диапазоне (p_T, η) , близком к эксперименту D0, в отличие от кинематического диапазона LHCb.

Экспериментальной информации по P -волновым состояниям B_s^0 мезонов довольно мало, открыты их распады только на $B^{(*)+}K^-$. Точное измерение их масс и естественных ширин и обнаружение новых распадов обогащает экспериментальные знания об этих состояниях, что позволит проверить теоретические предсказания и настроить новые теоретические модели.

1.3 Цели и задачи исследования

Главными целями работы были:

- Поиск состояния $X(5568)$, распадающегося на $B_s^0\pi^\pm$, в случае положительного результата, измерение массы и сечения рождения, умноженного на вероятность распада $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, а в случае отрицательного результата поиска – установление верхнего предела на эту величину;
- Восстановление P -волновых состояний B_s^0 мезона в распадах на $B^{(*)+}K^-$, измерение разностей масс в этих распадах и естественной ширины $B_{s2}^*(5840)^0$ мезона;
- Обнаружение распада $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0K_S^0$ и поиск распада $B_{s1}(5830)^0 \rightarrow B^{*0}K_S^0$, а также измерение их вероятностей по отношению к соответствующим распадам на $B^{(*)+}K^-$ и измерение разностей между массами $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов и суммой масс $B^{(*)0}$ и K_S^0 мезонов.

1.4 Научные результаты, выносимые на защиту

- Метод проверки процедуры восстановления кандидатов $B_s^0\pi^\pm$ с использованием распадов возбуждённых состояний B^+ мезона;
- Вычисление верхнего предела на долю B_s^0 , рождающихся из $X(5568)$;

- Вычисление верхнего предела на долю B_s^0 , рождающихся из экзотических состояний, распадающихся на $B_s^0 \pi^\pm$, в зависимости от их массы и естественной ширины;
- Метод восстановления распадов $B_{s1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+} K^-$;
- Метод восстановления распадов $B_{s1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)0} K_S^0$;
- Метод учёта вклада распадов $B_{1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+} \pi^-$ в восстановленное распределение инвариантной массы $B^+ K^-$;
- Измерение естественной ширины $B_{s2}^*(5840)^0$ мезона;
- Обнаружение распада $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K_S^0$ и свидетельство распада $B_{s1}(5830)^0 \rightarrow B^{*0} K_S^0$, а также измерение их вероятностей по отношению к соответствующим распадам на $B^{(*)+} K^-$;
- Измерения разностей масс $M(B_{s2}^*) - m_{B^+}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$, $M(B_{s1}) - m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$, $M(B_{s2}^*) - m_{B^0}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$, $M(B_{s1}) - m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$, $M(B^0) - M(B^+)$ и $M(B^{*0}) - M(B^{*+})$, где m_A^{PDG} означает известное значение массы частицы А.

1.5 Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты работы демонстрируют возможность выполнять исследования по спектроскопии прелестных адронов на экспериментальной установке CMS, которая изначально не была оптимизирована для исследований в этой области. Полученный в ходе исследований верхний предел на долю B_s^0 мезонов, рождающихся из распада экзотического состояния $X(5568)$, является наиболее строгим из результатов, представленных другими коллаборациями, и противоречит результату, представленному коллаборацией D0. Разработанные методы работы с данными и моделированием широко используются в других экспериментальных исследованиях по физике тяжёлых адронов в коллаборации CMS. Впервые исследованные распады P -волновых состояний B_s^0 мезона на нейтральный B мезон и нейтральный каон обогащают знания об этих состояниях. Измеренные значения естественной ширины, масс и разностей масс (включая новые измерения) позволят уточнить табличные значения свойств частиц и настроить новые теоретические модели.

1.6 Достоверность полученных результатов

Вычисленный верхний предел на долю V_s^0 мезонов, рождающихся из распада $X(5568) \rightarrow V_s^0 \pi^\pm$, согласуется с результатом коллаборации LHCb и полученными позже результатами коллабораций CDF и ATLAS, и является более строгим. Алгоритм восстановления кандидатов проверен изменением критериев отбора, при котором в полученном распределении массы $V_s^0 \pi^\pm$ видны сигналы от известных распадов возбуждённых состояний V^+ мезона на $V^{(*)0} \pi^+$. Измеренные массы $V_{s2}^*(5840)^0$ и $V_{s1}(5830)^0$ мезонов в канале $V^+ K^-$ согласуются с предыдущими результатами коллабораций CDF и LHCb, также как и естественная ширина $V_{s2}^*(5840)^0$ мезона. Измеренные разности масс и отношения вероятностей распадов также согласуются с предыдущими измерениями (для тех случаев, если они есть). Вероятности распадов P -волновых состояний V_s^0 мезона на нейтральный V мезон и нейтральный каон, измеренные по отношению к вероятностям соответствующих распадов на заряженный V мезон и заряженный каон, согласуются с теоретическими предсказаниями.

1.7 Личный вклад диссертанта

Вынесенные на защиту результаты получены автором лично, либо про его определяющем участии. Автор принимал активное участие в работе международной физической группы в коллаборации CMS по исследованиям в области V -физики. В работу по поиску $X(5568) \rightarrow V_s^0 \pi^\pm$ автор внёс ключевой вклад. Все основные результаты работы получены автором, с использованием разрешения по инвариантной массе и отношения эффективности, вычисленных иностранными коллегами. Исследование P -волновых V_s^0 мезонов выполнено автором полностью. Кроме этого, автор принимал участие в наборе данных на установке CMS и в настройке триггерных алгоритмов.

1.8 Апробация работы

Материалы, изложенные в данной диссертационной работе, опубликованы в работах [48–52], все из которых удовлетворяют требованиям ВАК: работы [48,49] являются статьями коллаборации CMS, опубликованными в ведущих международных рецензируемых научных журналах, а работы [50–52] являются

ся трудами конференций и опубликованы в журналах, входящих в базы данных Web of Science и Scopus, соответственно. Результаты неоднократно обсуждались на внутренних совещаниях коллаборации CMS. Также результаты были доложены автором на различных конференциях:

- European Physical Society Conference on High Energy Physics EPS–HEP 2017 (г. Венеция, Италия, 5–12 июля 2017);
- The 6th International Conference on New Frontiers in Physics ICNFP 2017 (г. Колимбари, Крит, Греция, 17–29 августа 2017);
- Физика элементарных частиц и космология 2018 (г. Москва, Россия, 9–10 апреля 2018);
- The Sixth Annual Large Hadron Collider Physics conference LHCP 2018 (г. Болонья, Италия, 5–9 июня 2018);
- The 20th Annual RDMS CMS Collaboration Conference (г. Ташкент и Самарканд, Узбекистан, 12–15 сентября 2018);
- The 4th International Conference on Particle Physics and Astrophysics ICPPA–2018 (г. Москва, Россия, 22–26 октября 2018).

1.9 Структура и объём диссертации

Диссертация состоит введения, трёх глав, и заключения. Объём диссертации составляет 109 страниц, включая 30 рисунков и 29 таблиц.

Во второй главе описана экспериментальная установка CMS на коллайдере БАК, с помощью которой были набраны данные, используемые в работе. В частности, представлены основные поддетекторы экспериментальной установки, методы реконструкции частиц и описание работы триггерной системы, а также описание набора данных, использованного в работе, и описание алгоритма получения данных математического моделирования.

В третьей главе описан поиск состояния $X(5568)$, распадающегося на $B_s^0 \pi^\pm$, включая обзор существующих экспериментальных результатов по частице $X(5568)$, актуальность проведения поиска, методы реконструкции и отбора, методы исследования распределения инвариантной массы $B_s^0 \pi^\pm$, систематические

погрешности, а также результаты поиска в сравнении с результатами других экспериментов. Также описано получение верхнего предела в зависимости от массы и естественной ширины состояния, распадающегося на $V_s^0 \pi^\pm$.

В четвёртой главе описано исследование P -волновых состояний V_s^0 мезона $V_{s2}^*(5840)^0$ и $V_{s1}(5830)^0$, включая обзор теоретических и экспериментальных результатов по P -волновым состояниям V_s^0 , актуальность исследования, методы восстановления и отбора кандидатов, алгоритм учёта вкладов от распадов возбуждённых V^0 мезонов на $V^{(*)+} \pi^-$ в восстановленном на данных распределение массы $V^+ K^-$, получение разрешений по массе из моделирования, аппроксимацию распределения инвариантных масс $V^+ K^-$ и $V^0 K_S^0$, включая первое обнаружение распада $V_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow V^0 K_S^0$ и первое свидетельство распада $V_{s1}(5830)^0 \rightarrow V^{*0} K_S^0$, и оценку значимостей этих сигналов. Также в эту главу входит описание методов и результатов измерения относительных вероятностей изучаемых распадов и свойств (массы и ширины) P -волновых состояний V_s^0 мезона и вычисление соответствующих систематических погрешностей. С использованием полученных результатов, измерены новым методом разности масс $M(V^0) - M(V^+)$ и $M(V^{*0}) - M(V^{*+})$, где последняя разность измерена впервые.

2 Экспериментальная установка CMS на Большом адронном коллайдере

Данная диссертация выполнена с использованием данных, набранных установкой CMS (Компактный мюонный соленоид) на Большом адронном коллайдере. В этой главе описаны эти экспериментальные установки и их основные характеристики.

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер в ЦЕРН (Европейская организация по ядерным исследованиям, Женева, Швейцария) – самый большой и мощный научный инструмент из когда-либо построенных [53]. Он расположен в кольцевом туннеле длиной около 27 км под границей Франции и Швейцарии, где ранее располагался электрон-позитронный коллайдер LEP. Главными задачами БАК являлись поиск бозона Хиггса и физики за рамками Стандартной Модели. БАК представляет собой коллайдер на встречных пучках адронов, спроектированный для столкновения протонов с энергией в системе центра масс до 14 ТэВ и светимостью $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а также столкновений тяжёлых ионов (например, ионов свинца) с энергией до 5.5 ТэВ на нуклон и максимальной светимостью $10^{27} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Ускорение протонов выполняется не сразу внутри БАК, а через систему накопительных колец с увеличивающейся энергией, как показано на Рис. 1. Протоны получают путём ионизации атомов водорода в источнике протонов “дуоплазматрон” сильным электрическим полем, где ускоряются до 1.4% скорости света. Затем они ускоряются в несколько этапов:

- Протоны попадают в линейный ускоритель LINAC 2, где ускоряются до энергии 50 МэВ.
- Затем пучок инжектируется в бустер протонного синхротрона (PSB), где протоны разделяются на 12 сгустков с интервалом между ними в 25 или 50 нс и ускоряются до энергии 1.4 ТэВ. В каждом сгустке примерно 10^{11} протонов.

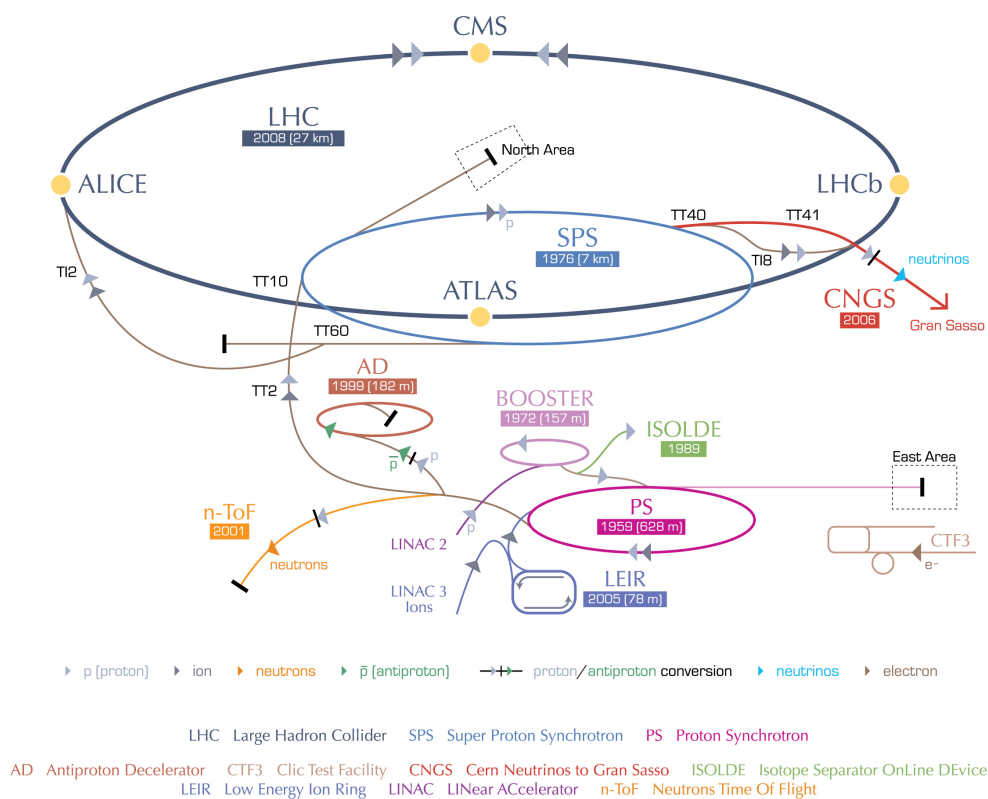


Рис. 1: Ускорительный комплекс в ЦЕРН.

- Из бустера пучок попадает в протонный синхротрон (PS), где происходит ускорение сгустков протонов до 25 ГэВ.
- С этой энергией они инжектируются в супер протонный синхротрон (SPS), который далее повышает энергию протонов до 450 ГэВ.
- Затем пучок протонных сгустков инжектируются поочерёдно в одно из двух колец БАК, где они удерживаются на кольцевой орбите 1232 сверхпроводящими магнитами.
- Предыдущие шаги повторяются, в БАК инжектируются новые последовательности сгустков протонов, таким образом, чтобы интервал между сгустками оставался постоянным. Это продолжается до тех пор, пока на орбитах БАК не станет находиться требуемое количество сгустков (вплоть до 2880).
- Начинается фаза повышения энергии пучков, вплоть до 4 ТэВ (для 2012 г.) на протон. Затем пучки сужаются (фокусируются) для увеличения максимальной светимости столкновений.

- Наконец, происходит точная настройка положений встречных пучков вблизи четырёх точек столкновения, вокруг которых расположены 4 больших установки, для того, чтобы получить требуемые параметры столкновений. В случае экспериментов ATLAS и CMS, это максимизация мгновенной светимости, а для LHCb и ALICE, это определённый уровень светимости (иногда достигаемый путём локальной расфокусировки пучков).

Вокруг точек столкновений встречных пучков БАК расположены четыре большие экспериментальные установки:

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment, большой эксперимент на ионном коллайдере) [54]: многоцелевая установка, нацеленная, в первую очередь, на изучение столкновений ионов, включая проявления кварк-глюонной плазмы.
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS, тороидальная установка на БАК) [55]: многоцелевая установка для выполнения основной программы БАК, включая поиск и исследование бозона Хиггса, поиски Новой Физики, суперсимметрии и др. Для измерения импульсов частиц в ATLAS используется уникальный тороидальный магнит, который создаёт магнитное поле такой конфигурации, что траектория мюонов искривляется сначала в одной плоскости, а затем в другой.
- CMS (Compact Muon Solenoid, компактный мюонный соленоид) [56]: также как и ATLAS, многоцелевой эксперимент, но с другой конструкцией, более подробно описан в следующей подглаве.
- LHCb (Large Hadron Collider beauty, прелесть на БАК) [57]: установка, нацеленная на изучение физики частиц, содержащих тяжёлые кварки, включая косвенные поиски Новой Физики и исследование CP-нарушения. Геометрия этой установки значительно отличается от других: она расположена в узком конусе вокруг оси пучка, в вершине которого происходят столкновения протонов. Это связано с тем, что пары прелестных кварков рождаются преимущественно с импульсами, направленными под малым углом к оси пучка.

В дополнение к четырём большим установкам, на БАК расположены небольшие эксперименты, на некотором удалении от областей столкновений

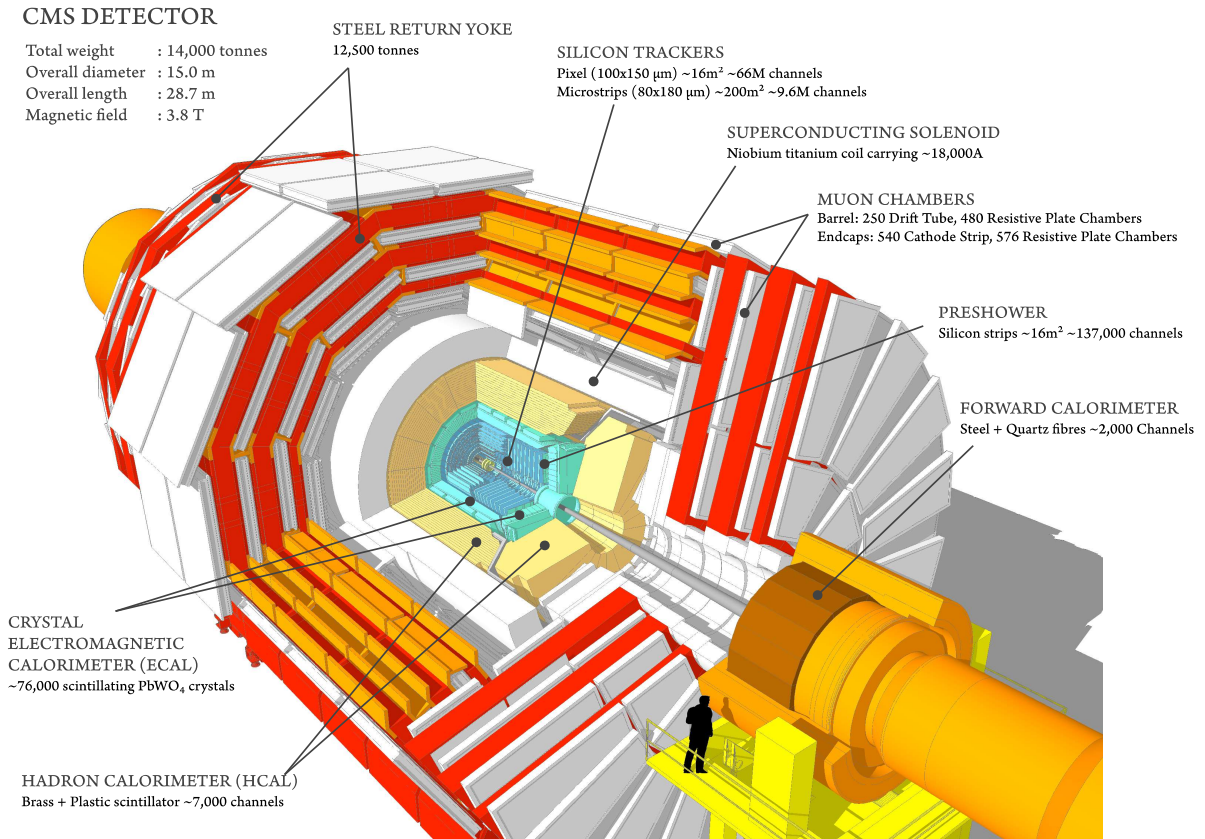


Рис. 2: Схематический вид слоёв установки CMS.

пучков, предназначенные для точного детектирования частиц, излучённых под очень малыми углами к пучку: LHCf [58] и TOTEM [59], а также эксперимент MoEDAL [60], созданный для поиска магнитных монополей, рождённых в столкновениях на БАК.

2.2 Установка CMS

Экспериментальная установка CMS [56] предназначена для изучения физики на шкале ТэВ, где многие учёные ожидают найти ответы на основные вопросы к Стандартной Модели путём обнаружения новых частиц или явлений, предсказываемых теориями за рамками Стандартной Модели. Название CMS присвоено неспроста: установка достаточно компактна, учитывая её сложность (в сравнении с, например, ATLAS), а также обладает очень хорошей идентификацией мюонов и высокой точностью измерения импульса мюонов благодаря мощному сверхпроводящему соленоиду.

Схематическое изображение экспериментальной установки представлено на Рис. 2. Она состоит из разных детекторов, расположенных в центральной части цилиндрическими слоями (цилиндрическая, или центральная, часть), а также слоёв в форме дисков в торцах, ”закрывающих” цилиндрическую часть. Длина установки составляет 28.7 м, диаметр цилиндрической части равен 15 м, а вес – 14 000 тонн. Ключевыми элементами установки CMS, более подробно описанными в следующих подглавах, являются внутренняя трековая система, электромагнитный калориметр, адронный калориметр и мюонная система. Между адронным калориметром и мюонной системой расположен большой сверхпроводящий магнит, обеспечивающий магнитное поле напряжённостью 3.8 Тл. Между камерами мюонной системы расположены слои железа, выполняющие также роль возвратного ярма магнита.

Область столкновений протонных пучков расположена в самом центре установки и является началом используемой системы координат. Ось x направлена к центру кольца БАК, ось y направлена вертикально вверх, а ось z направлена вдоль оси пучка, завершая правую систему координат. Плоскость (x,y) называется поперечной плоскостью, а составляющая импульса частиц в этой плоскости называется поперечным импульсом (p_T). Часто используется цилиндрическая система координат, в которой r определяет расстояние от оси пучка, ϕ – азимутальный угол в плоскости (x,y) , определяемый как $\tan \phi = \frac{y}{x}$ и θ – полярный угол, измеряемый от положительного направления оси z . Вместо угла θ часто используется псевдобыстрота η , которая определяется как $-\ln(\tan \frac{\theta}{2})$.

Подробное описание экспериментальной установки CMS приведено в работе [56].

2.3 Трековая система

Трековая система (трекер) – самая внутренняя система установки CMS, расположенная ближе всего к области взаимодействия пучков БАК. Её главная задача – восстановление треков заряженных частиц, включая их положение и направление, а также измерение импульсов частиц по искривлению их траекторий в магнитном поле, которое однородно, направлено вдоль оси z и имеет напряжённость 3.8 Тл. С использованием треков, восстанавливаются первичные вершины взаимодействий протонов, а также вторичные вершины – вершины распадов долгоживущих частиц.

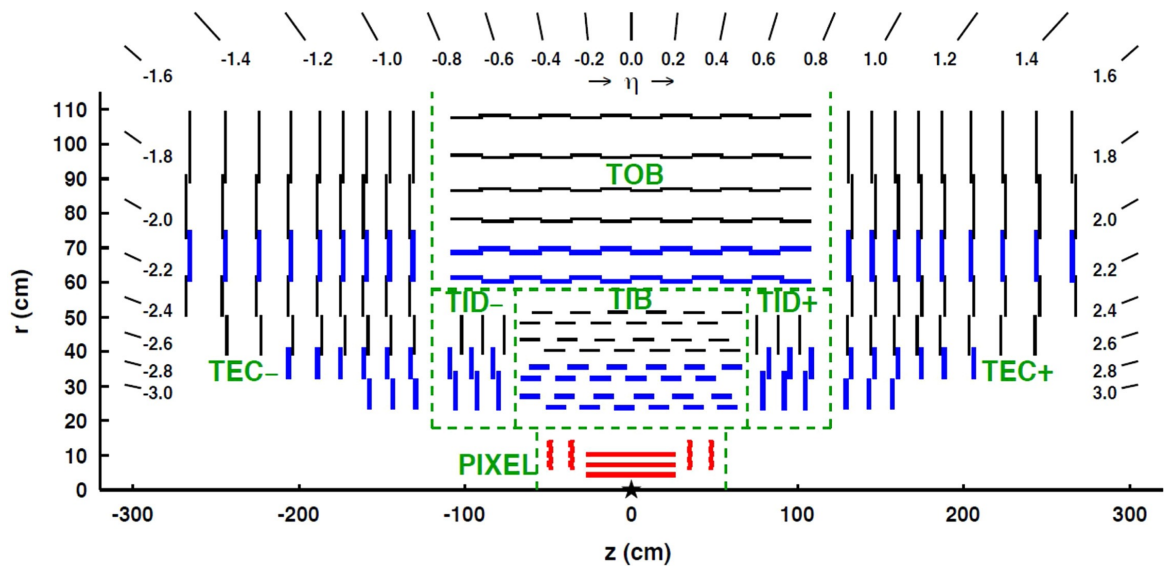


Рис. 3: Схематический вид сечения трековой системы установки CMS в плоскости $r - z$. Показана только верхняя половина, трекер симметричен относительно оси z . Звездой показан центр установки CMS, где проходят столкновения протонов. Пиксельный детектор показан красным, в нём положения взаимодействий частиц с детектором измеряются в трёх координатах, как и в слоях внешнего полоскового детектора, показанных синим. В слоях полоскового детектора, показанных чёрным, измеряются положения в двух координатах.

Трекер занимает цилиндрический объём длиной 5.8 м и диаметром 2.5 м, коаксиальный оси пучков протонов. Так как множественность треков в столкновениях на БАК очень высока (несколько сотен на одно столкновение сгустков), важным требованием к трековой системе является высокая гранулярность. Для уменьшения конверсии фотонов и множественного рассеяния, требуется, чтобы на пути частиц встречалось как можно меньше материала. Также трекер должен иметь высокую радиационную стойкость. Всем этим требованиям удовлетворяет кремниевый трекер, который используется в CMS. Вблизи области столкновений расположен пиксельный кремниевый трекер, а вокруг него – полосковый кремниевый детектор. Оба детектора имеют цилиндрические и торцевые слои. Схематическое изображение трековой системы показано на Рис. 3. Угловое покрытие трековой системы $|\eta| < 2.5$.

Пиксельный детектор состоит из цилиндрических слоёв на расстояниях 4.3, 7.3 и 10.2 см, и двух пар торцевых дисков на расстояниях 34.5 и 46.5 см от точки взаимодействия. В пиксельном детекторе 66 миллионов пикселей, расположенных в 1440 модулях, в сумме занимающих площадь около 1 м^2 . Данные с пиксельного детектора используются как при реконструкции событий в набранных

данных, так и в системе триггера высокого уровня (HLT), для быстрого восстановления первичных и вторичных вершин и треков. Для того, чтобы добиться полного углового покрытия без щелей, в каждом слое соседние модули немного перекрываются друг с другом.

Полосковый детектор расположен в цилиндрическом слое $20 \text{ см} < r < 116 \text{ см}$ и состоит из 9.6 миллионов полос разных размеров: от $10 \text{ см} \times 80 \text{ мкм}$ ближе к оси пучка до $25 \text{ см} \times 180 \text{ мкм}$ в самом внешнем слое трекера. Он подразделяется на внутренний центральный (ТІВ, 4 слоя), наружный центральный (ТОВ, 6 слоёв), внутренние диски (ТІД, 2×3 слоя) и внешние диски (ТЕС, 2×9 слоёв); диски расположены в области $60 \text{ см} < |z| < 280 \text{ см}$. Всего в полосковом детекторе 15148 кремниевых модулей с суммарной площадью около 198 м^2 .

Реконструкция треков

Пролетающие заряженные частицы взаимодействуют с кремниевыми сенсорами, оставляя в них следы. Траектория заряженных частиц реконструируется с использованием измеренных положений этих взаимодействий и их погрешностей.

Так как в каждом событии рождаются сотни заряженных частиц, программное обеспечение для их реконструкции достаточно сложное. В CMS используется адаптированная версия алгоритма Калмана [61], которая называется STF (комбинаторный поиск треков, Combinatorial Track Finder), позволяющая одновременно проводить поиск трековых паттернов и аппроксимацию треков по ассоциированным с ним положениям взаимодействий с детектором. Коллекция восстановленных треков получается многократной итеративной процедурой работы STF, называющейся в целом “итеративный трекинг”. Идея процедуры состоит в том, чтобы сначала восстановить наиболее простые для нахождения треки (с большим p_T , образованные около точки взаимодействия протонов), удалить связанные с ними срабатывания детектора, а затем повторять процедуру, проводя поиск в более “чистых” условиях, что позволяет с большей эффективностью восстанавливать более “трудные” треки.

Каждая итерация состоит из четырёх шагов:

1. **Генерация источников треков.** Источник трека – это изначальная грубая оценка траектории трека и её погрешности. Она получается с использованием малого количества (2 или 3) трёхмерных координат взаимодействия

с детектором. Для уменьшения количества возможных комбинаций, на источники треков накладываются некоторые слабые ограничения на поперечный импульс и на то, что направление трека должно примерно совпадать с направлением из центра установки. Эти источники конструируются во внутренней части установки и затем экстраполируются наружу, и взаимодействия с трековыми детекторами около экстраполированной траектории добавляются к трековому кандидату. Этот метод применяется потому, что гранулярность значительно выше во внутреннем треkere, и трёхмерные измерения координат накладывают больше ограничений на траектории, позволяя вычислять их более точно уже на ранней стадии восстановления треков. Также этот метод приводит к более высокой эффективности по сравнению с алгоритмом восстановления треков “снаружи-внутри”.

2. **Поиск треков.** Следующий шаг алгоритма STF основан на методе фильтра Калмана. Процедура начинается с грубой оценки параметров трека, полученных на предыдущем шаге, и затем строит трек, добавляя новые (более внешние) слои детектора с взаимодействиями, согласующимися с траекторией трека, причём, на каждом шаге параметры трека обновляются. Используется информация о положении и погрешности положения каждого взаимодействия с детектором, а также о количестве материала на пути трека, которое используется для оценки многократного рассеяния и потерь энергии. Добавление новых взаимодействий в более внешних слоях к каждому треку идёт до тех пор, пока не будут найдены все возможные взаимодействия, совместимые с траекториями треков. Для подавления быстрого роста трековых кандидатов, только 5 из них, с наибольшим количеством ассоциированных взаимодействий, сохраняются для следующего шага.
3. **Аппроксимация треков.** Для каждого кандидата на предыдущем этапе получен набор ассоциированных положений взаимодействия и оценка траектории трека. Далее выполняется точная аппроксимация траектории, которая начинается с положения наиболее внутреннего взаимодействия. Четыре наиболее внутренних взаимодействия используются для оценки направления трека методом фильтра Калмана, затем аппроксимация про-

должается итеративно к более внешним положениям взаимодействия, и каждый раз оценка траектории трека обновляется. На этом шаге для того, чтобы достичь наибольшей точности, используется более точная настройка процедуры Калмана, в том числе включающая сглаживание и алгоритм Рунге-Кутты для экстраполяции траектории. В частности, учитываются эффекты взаимодействия с материалом детектора и неоднородность магнитного поля (что наиболее важно в области $|\eta| > 1$, где магнитное поле значительно неоднородно). Затем второй фильтр работает в обратном направлении (извне внутрь, к оси пучков), и параметры трека вычисляются как взвешенное среднее результатов этих двух процедур. После этого опять проводится фильтрация и сглаживания, и из трека удаляются точки взаимодействия с детектором, которые были некорректно ассоциированы с треком, и трек опять проходит фильтр Калмана и сглаживание.

4. **Отбор треков.** На этом шаге построенным трекам присваиваются значения “качества”, и отбрасываются те кандидаты, которые не проходят определённые критерии. В частности, для подавления ложных треков (т.е. восстановленных треков, которые на самом деле не соответствуют заряженной частице, прошедшей через детектор), накладываются ограничения на количество взаимодействий, использованных при построении трека, на качество аппроксимации по критерию χ^2/dof , на совместимость трека с гипотезой о том, что он исходит из области столкновений протонных пучков. Для оптимизации производительности и эффективности, эти ограничения зависят от p_T и η треков.

Затем взаимодействия с детектором, использованные при построении треков, выданных последним шагом, удаляются, и процедура повторяется до тех пор, пока на последнем шаге не будет произведено ни одного трека. Более подробно алгоритм восстановления треков в установке CMS описан в работе [62].

Реконструкция первичных вершин производится для измерения координат и погрешностей координат всех точек взаимодействия протонов в каждом столкновении пучков. Она проводится в три шага: отбор треков, кластеризация треков, и аппроксимация первичных вершин.

На первом шаге отбираются треки, совместимые с гипотезой о том, что соответствующая частица рождена в области первичных взаимодействий, что достигается накладыванием ограничений на прицельный параметр. Также наклад-

дываются дополнительные ограничения на качество аппроксимации треков и количество ассоциированных взаимодействий в пиксельном и полосковом детекторах.

Кластеризация треков выполняется на основе z -координаты их траектории в точке, наиболее близкой к оси пучков.

Аппроксимация вершины выполняется для каждого кластера треков с помощью адаптивного алгоритма, который приписывает каждому треку вес в зависимости от его совместимости с вершиной.

Разрешение по координатам первичных вершин составляет около 20 и 25 мкм по осям x и z для вершин, образованных не менее 50 треками, и значительно улучшается (вплоть до 10 – 15 мкм) при наличии струй в событии (где средний поперечный импульс трека выше) [62].

2.4 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ECAL) расположен вокруг трекера. Он был спроектирован так, чтобы иметь высокую эффективность и точность в очень широком диапазоне энергий электронов и фотонов, вплоть до нескольких ТэВ. ECAL представляет из себя гомогенный герметичный калориметр из 75848 кристаллов вольфрамата свинца ($PbWO_4$), представленный на Рис. 4. Кристаллы служат в качестве останавливающего материала и одновременно являются сцинтилляторами, таким образом, позволяя сделать конструкцию гомогенной, обеспечивающая лучшее энергетическое разрешение. Короткая радиационная длина 0.85 см и малый радиус Мольера в 2.19 см вольфрамата свинца обеспечивают высокую степень детализации и компактную конструкцию калориметра. Также кристаллы из $PbWO_4$ обладают высокой радиационной стойкостью, что необходимо в условиях большой светимости БАК.

Электромагнитный калориметр разделен на две части: цилиндрическая часть ECAL (EB), расположенная в области $129 < r < 177$ см, которая состоит из 61200 кристаллов и использует кремниевые лавинные фотодиоды для считывания сцинтилляционного света, и 2 торцевых части ECAL (EE), состоящих из 7324 кристаллов с вакуумными фотодиодами. EB охватывает диапазон $|\eta| < 1.479$, а EE — $1.653 < |\eta| < 3.0$, это означает, что существует небольшая область псевдобыстроты, неохваченная ECAL. Каждый кристалл имеет форму усеченной четырехугольной пирамиды, с сечением 2.2×2.2 см²

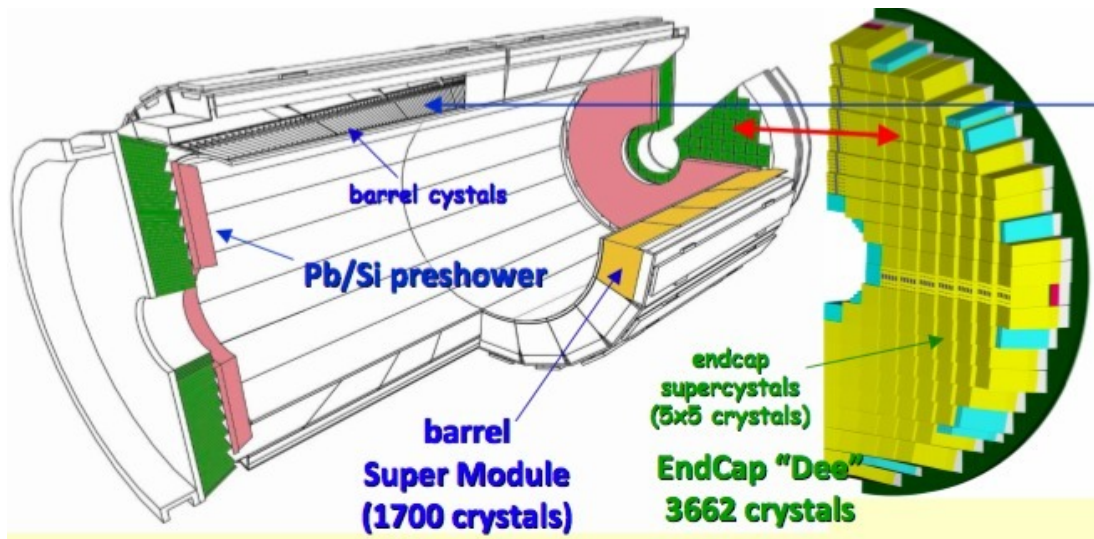


Рис. 4: Схематический вид электромагнитного калориметра установки CMS.

($2.86 \times 2.86 \text{ см}^2$) и высотой 23 (22) см, что соответствует 26 (25) радиационным длинам в цилиндрической (торцевой) частях. На пути частиц в торцах перед ЕЕ установлен дополнительный предливниевый детектор (ES) с угловым покрытием $1.65 < |\eta| < 2.6$, предназначенный для разделения фотонов от пар фотонов, образованных в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Энергетическое разрешение электромагнитного калориметра было измерено с помощью тестовых пучков и может быть выражено следующей формулой:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{12\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.3\%)^2,$$

где энергия E измеряется в ГэВ.

2.5 Адронный калориметр

Главной задачей адронного калориметра (HCAL) является измерение энергии струй частиц в максимально возможном диапазоне псевдобыстроты для обеспечения герметичности, а также поглощение всех сильновзаимодействующих частиц для того, чтобы в мюонных детекторах давали сигнал только мюоны.

Детектор HCAL состоит из больших сегментов останавливающего материала (латунь и сталь), чередующихся с плитами пластиковых сцинтилляторов, которые считываются фотодиодами, подключёнными к сцинтилляторам через оп-

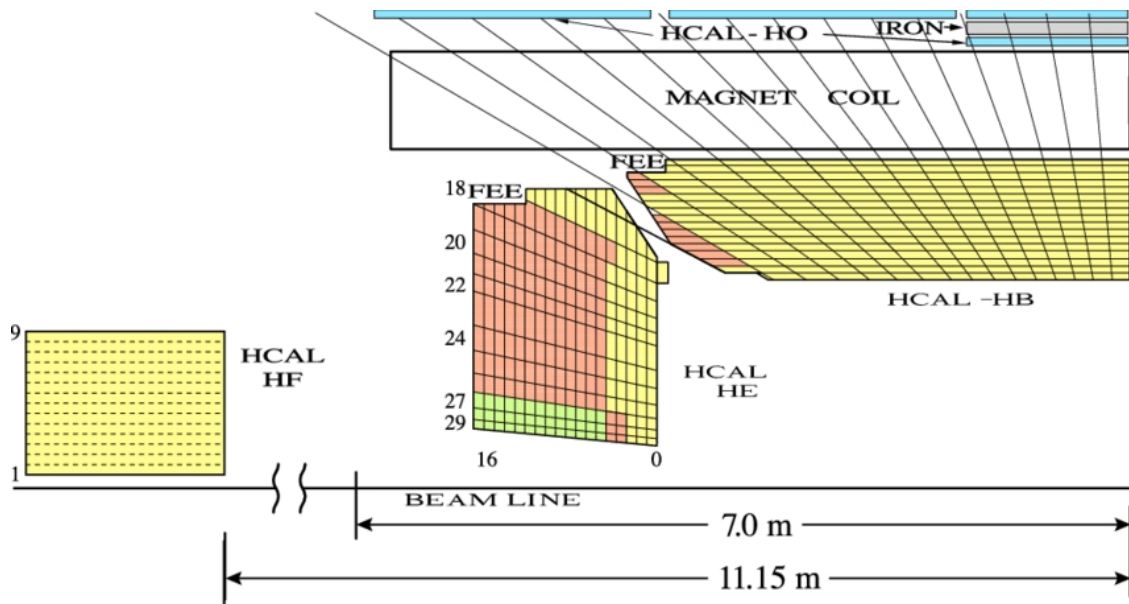


Рис. 5: Схематический вид адронного калориметра установки CMS. Показана верхняя левая четверть в плоскости $r - z$.

тические волокна. Он состоит из четырёх поддетекторов, как показано на Рис. 5: центральная часть (HB), торцевая часть (HF), внешняя часть (HO) и передняя часть (HF).

Торцевая и центральная части полностью герметично закрывают ECAL, и покрывают область по псевдобыстроте до $|\eta| < 3$. Они расположены внутри сверхпроводящего магнита и имеют гранулярность $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ в диапазоне $|\eta| < 1.6$ и 0.17×0.17 для $|\eta| > 1.6$. Внешняя часть (HO) является дополнительным слоем сцинтилляторов, расположенных вне соленоида, для измерения оставшейся энергии ливня, прошедшей HB. Это необходимо, поскольку HB не обеспечивают достаточно большой длины поглощения, чтобы остановить особенно энергичные адроны, так что магнит используется в качестве дополнительного слоя останавливающего материала. Передняя часть (HF) расположена близко к оси пучка на расстоянии 11.2 м от области взаимодействия по обе стороны от установки и покрывает область $3.0 < |\eta| < 5.2$. Она представляет собой стальной поглотитель длиной 165 см, пронизанный кварцевыми волокнами, и обеспечивает поглощение частиц, образующихся под небольшими углами к оси пучка, где выделяется основная доля всей энергии адронов. Это обосновывает выбор стали в качестве поглотителя и кварцевых волокон в качестве сцинтилляционного материала, поскольку они являются материалами, наиболее стойкими к радиации. Полная толщина адронного калориметра соот-

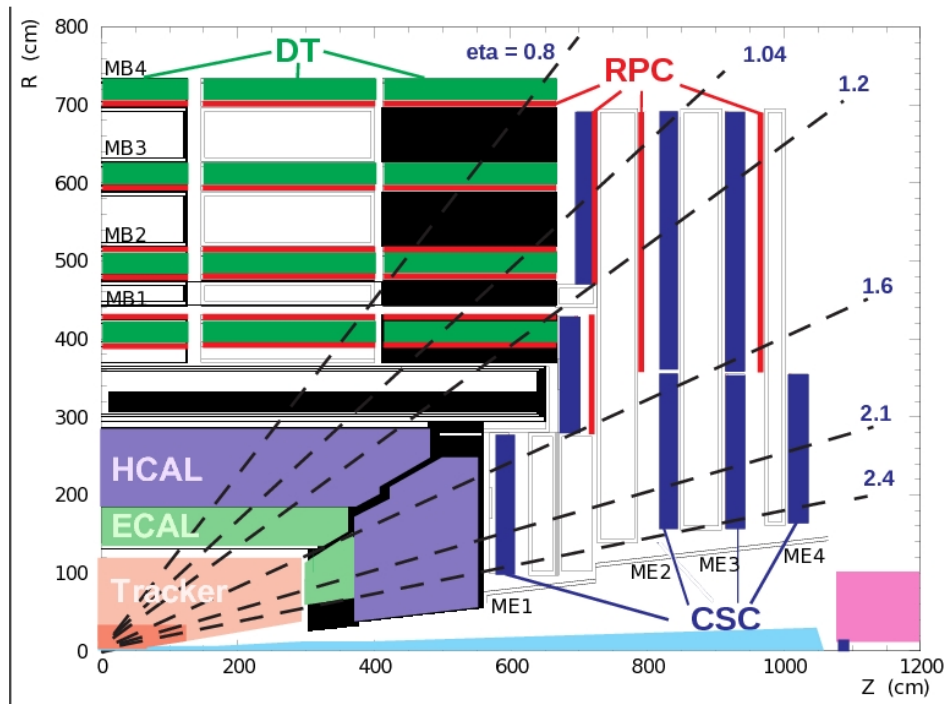


Рис. 6: Схематический вид мюонной системы установки CMS в плоскости $r - z$ (показана верхняя правая четверть).

ветствует 10-15 длинам ядерного взаимодействия, в зависимости от η .

Энергетическое разрешение адронного калориметра даётся выражением

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{87.7\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (7.4\%)^2,$$

где энергия E измерена в ГэВ.

2.6 Мюонная система

Основными задачами мюонной системы установки CMS являются участие в работе триггера, идентификация мюонов, и измерение импульса мюонов совместно с трековой системой.

Мюонная система, показанная на Рис. 6, состоит из детекторов, использующих три разные технологии: дрейфовые трубки (DT), катодные полосковые камеры (CSC) и резистивные камеры (RPC). DT расположены четырьмя цилиндрическими слоями в центральной части установки и покрывают диапазон $|\eta| < 1.2$. В этой области магнитное поле практически однородно, направлено противоположно магнитному полю внутри соленоида, и имеет напряжённость

0.4 Тл. Каждая станция дрейфовых трубок спроектирована так, чтобы измеренный ей мюон имел угловую точность в 1 мрад и 100 мкм в пространстве. Катодные полосковые камеры используются в области с высокой частотой срабатываний и неоднородным магнитным полем $0.9 < |\eta| < 2.4$ и имеют форму дисков, расположенных в торцевой части. Их точность составляет около 200 мкм в пространстве и 10 мрад по направлению. Резистивные камеры расположены как в цилиндрической, так и в торцевой частях, покрывая диапазон $|\eta| < 1.6$, и служат в основном для системы триггера, что обеспечивается отличным временным разрешением в ~ 1 нс.

В процедуре стандартной реконструкции мюонов на CMS [63], треки мюонов вначале независимо восстанавливаются во внутренней трековой системе (как описано выше), и в мюонной системе. Затем проводятся две процедуры для получения коллекции мюонов.

Для получения т.н. глобальных мюонов используется процедура нахождения трека мюона извне внутрь. Параметры мюона, полученные из следов в мюонных камерах, сравниваются с параметрами восстановленных треков в той же области установки, экстраполированными к общей плоскости. Трек с наилучшим соответствием ассоциируется мюону, и затем проводится его глобальная аппроксимация с использованием взаимодействий в трекере и мюонной системе. Полученный мюон называется “глобальный мюон”. Для мюонов с большим поперечным импульсом (сотни ГэВ) мюонная система позволяет заметно улучшить разрешение по импульсу.

Вторая процедура, наоборот, использует метод “изнутри-наружу”. Все треки с поперечным импульсом более 0.5 ГэВ и полным импульсом более 2.5 ГэВ рассматриваются, как возможные мюонные кандидаты, и экстраполируются в мюонную систему с учётом магнитного поля (которое неоднородно внутри соленоида), потерь энергии и многократного рассеяния. Если хотя бы одно срабатывание в мюонных камерах согласуется с экстраполированной траекторией трека, то такой трек называется “трекерным мюоном”.

Реконструкция трекерных мюонов имеет бóльшую эффективность, чем глобальных мюонов, для мюонов с малым импульсом (< 5 ГэВ), потому, что она требует только одно срабатывание в мюонных станциях. Часть мюонов с низкими импульсами не долетает до внешних слоёв мюонной системы, что приводит к потере эффективности реконструкции глобальных мюонов, для реконструк-

ции которых необходимо хотя бы два срабатывания в мюонной системе. Кандидаты, которые найдены обеими алгоритмами, объединяются. Для нужд анализов по В-физике, были разработаны специальные критерии отбора мюонов (soft-muon [63]), оптимизированные для мюонов низких энергий ($p_T < 10$ ГэВ). Эти критерии основаны на трекерных мюонах, но требуют более точного соответствия экстраполированной траектории трека сегменту в мюонной системе. Более подробно критерии отбора мюонов, использованные в данной диссертации (soft-muon), описаны в работе [63].

2.7 Триггерная система

При расчётной светимости $L = 10^{34}$ см⁻²с⁻¹ с расстоянием между сгустками 25 нс, БАК производит pp -столкновения с частотой 40 МГц, и в каждом столкновении сгустков около 20 протон-протонных взаимодействий. Полный объём данных с этих столкновений на несколько порядков величины превосходит тот объём, который можно записать на постоянное хранение. Поэтому отбор наиболее интересных столкновений должен быть выполнен прямо во время проведения столкновений.

Этим занимается система триггера, подробно описанная в работе [64]. Триггер эксперимента CMS разделен на два уровня: первый уровень триггерной системы (L1) построен на специально разработанной электронике и, на основе грубой информации о событии из калориметров и мюонных детекторов, снижает частоту событий до 100 кГц, а триггер высокого уровня (HLT) работает на производимых массово процессорах и, с использованием более полного и точного восстановления информации о событии, понижает частоту событий до 400 Гц. Прошедшие HLT события записываются на ленты хранения данных.

Триггер первого уровня сохраняет и обрабатывает параллельно данные с нескольких столкновений пучков, и обрабатывает каждое не более, чем за 3.2 мс, решая, следует ли отправить событие далее на HLT. С использованием мюонной системы, грубо реконструируются мюоны, определяются их импульсы, а также вычисляется их изоляция, комбинируя информацию с мюонных детекторов и калориметров. Информация с калориметров также используется для грубой оценки энергий струй, электронов и фотонов.

Триггер высокого уровня получает на вход события, прошедшие L1. На этом уровне выполняется полная реконструкция события, однако, менее точная, чем

при обработке записанных событий, для ускорения обработки. РешениеHLT базируется на работе многих независимых алгоритмов, называемых путями. Каждый триггерный путь является последовательностью программных модулей, реконструирующих определённые объекты и накладывающих ограничения на них. Всего таких путей несколько сотен, и, если хотя бы один из них принял положительное решение, событие сохраняется. В данной диссертации используются пути, реконструирующие два мюона противоположного заряда с общей вершиной, удалённой от оси пучков.

2.8 Набор данных, используемый в описываемых исследованиях

В работе используется набор данных первого периода работы БАК (Run-I), полученный при столкновениях протонов при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в 2012 году. Данные, записанные установкой CMS, соответствуют интегральной светимости около 20 фбн^{-1} .

Данные моделирования получаются с помощью централизованного алгоритма генерирования, используемого в коллаборации CMS, который выполняется на вычислительных кластерах коллаборации. Генерирование начинается с моделирования столкновений протонов программой PYTHIA v6.424 [65]. Распады В адронов моделируются EVTGEN 1.3.0 [66]. Излучение в конечном состоянии учитывается в EVTGEN пакетом PHOTOS [67, 68]. Затем события пропускаются через детальное моделирование взаимодействия с детектором программой GEANT4 [69]. Наконец, моделируется оцифровка сигналов, работа триггерных алгоритмов и алгоритмов реконструкции и восстановления частиц. В моделировании учтены множественные столкновения протонов на одно пересечение протонных сгустков, с таким же распределением количества первичных вершин, какое измерено в данных.

3 Поиск экзотического состояния $X(5568)$ в распаде на $B_s^0\pi^\pm$

3.1 Поиски экзотических состояний в системе $B_s^0\pi^\pm$

С первых дней создания кварковой модели адронов [70] стало понятно, что она не исключает [71] существование частиц из более, чем трёх кварков. Однако, экзотических частиц, состоящих только из u , d и s кварков, не было обнаружено с достаточной достоверностью. Состояния из более, чем трёх кварков, включающие тяжёлые кварки, могут быть обнаружены более достоверно, из-за более ярких экспериментальных характеристик их распадов.

В начале 2016 г. коллаборация D0 заявила об обнаружении нового состояния в системе $B_s^0\pi^\pm$ [32]. Неожиданную структуру назвали $X(5568)$, измеренные масса и ширина составили $M_X = 5567.8 \pm 2.9$ (стат.) $_{-1.9}^{+0.9}$ (сист.) МэВ и $\Gamma_X = 21.9 \pm 6.4$ (стат.) $_{-2.5}^{+5.0}$ (сист.) МэВ [32]. Продукты её сильного распада состоят из 4 разных кварков (b , s , u , d). Такой кварковый состав может получиться, если это, например, молекула из тесно связанных B^0 и K^\pm мезонов, или если это связанное состояние четырёх кварков (тетракварк). Измеренная масса $X(5568)$ на 200 МэВ ниже порога B^0K^\pm , поэтому молекулярная гипотеза маловероятна [72]. Коллаборация D0 также измерила ρ_X – отношение сечений рождения $X(5568)$ и B_s^0 , умноженное на неизвестную вероятность распада $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, в двух кинематических диапазонах: $8.6 \pm 2.4\%$ ($8.2 \pm 3.1\%$) для $p_T(B_s^0) > 10(15)$ ГэВ [32]. Это отношение также можно трактовать, как долю B_s^0 мезонов, рождающихся из распада $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, по отношению ко всем рождающимся B_s^0 мезонам. Полученное значение этой доли, около 10%, – неожиданно высокое. В случае, если обнаруженный пик является следом от цепочки распадов состояния со спином 1, $X^\pm \rightarrow B_s^{*0}\pi^\pm$, $B_s^{*0} \rightarrow B_s^0\gamma$, масса нового состояния сдвинута на $m_{B_s^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B_s^0}^{\text{PDG}}$ относительно приведённой выше.

Этот результат заинтересовал учёных, занимающихся спектроскопией экзотических адронов, потому, что это первый тетракварковый кандидат, в состав которого входят 4 разных кварка. Учёные, работающие на экспериментах БАК, приступили к поискам этого состояния. Коллаборация LHCb первой не подтвердила [33] результат D0. Установленный верхний предел на ρ_X составил $\rho_X^{\text{LHCb}} < 2.4\%$ на 95% уровне достоверности для $p_T(B_s^0) > 10$ ГэВ и

$\rho_X^{LHCb} < 2.0\% @ 95\% \text{ CL}$ для $p_T(B_s^0) > 15 \text{ ГэВ}$. Эти пределы находятся в противоречии с измерениями D0, хотя и сделаны в других условиях и в другом кинематическом диапазоне. Затем коллаборация CMS представила свой результат поиска $X(5568)$: значимого сигнала не обнаружено, установленный верхний предел на ρ_X составляет $\rho_X^{CMS} < 1.1\% @ 95\% \text{ CL}$ для $p_T(B_s^0) > 10 \text{ ГэВ}$ и $\rho_X^{CMS} < 1.0\% @ 95\% \text{ CL}$ для $p_T(B_s^0) > 15 \text{ ГэВ}$ [48]. Эта работа была выполнена автором диссертации и описана в данной главе. После этих результатов, свой отрицательный результат поиска $X(5568)$ также представила коллаборация CDF, работавшая на том же ускорителе, что и D0. Верхний предел составил $\rho_X^{CDF} < 6.7\% @ 95\% \text{ CL}$ для $p_T(B_s^0) > 10 \text{ ГэВ}$ [73]. Далее коллаборация D0 представила подтверждение существования $X(5568)$ с использованием полуплептонного канала восстановления B_s^0 [74], а затем коллаборация ATLAS выпустила работу с отрицательным результатом поиска $X(5568)$, и установленным верхним пределом $\rho_X^{ATLAS} < 1.5\% @ 95\% \text{ CL}$ для $p_T(B_s^0) > 10 \text{ ГэВ}$ и $\rho_X^{ATLAS} < 1.6\% @ 95\% \text{ CL}$ для $p_T(B_s^0) > 15 \text{ ГэВ}$ [75].

Таким образом, в итоге только коллаборация D0 на коллайдере Тэватрон видела свидетельства существования тетракваркового кандидата $X(5568)$, а коллаборации LHCb, CMS и ATLAS на БАК не подтвердили это открытие, также как и коллаборация CDF на Тэватрон. Наиболее строгий верхний предел на долю B_s^0 мезонов, рождающихся из $X(5568)$, установлен коллаборацией CMS.

Помимо экспериментальных поисков $X(5568)$, после выхода статьи коллаборации D0 появилось множество теоретических работ, посвящённых экзотическим состояниям [34–47]. Многие из них предсказывают новые экзотические состояния, которые можно наблюдать в распаде на $B_s^0 \pi^\pm$ [36–46]. Поэтому в данной работе распределение массы $B_s^0 \pi^\pm$ исследовано в диапазоне от 5.5 до 5.9 ГэВ, значимых пиков не обнаружено, и установлен верхний предел для экзотических состояний с разной массой и естественной шириной.

3.2 Содержание представляемого исследования

В данной главе описан поиск состояния $X(5568)$, распадающегося на $B_s^0 \pi^\pm$, с использованием данных, набранных на установке CMS [48]. Помимо независимой проверки, этот поиск проводится в кинематическом диапазоне (p_T, η) , близком к тому, что использован в работе D0, в отличие от работы коллаборации LHCb [33]. Используется набор данных, описанный в подглаве 2.8. Канди-

даты $B_s^0 \pi^\pm$ получаются с помощью реконструированных распадов $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, где $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$. Для сравнения с результатами коллабораций D0 и LHCb, поиск проводится в двух кинематических диапазонах: $p_T(B_s^0) > 10$ ГэВ и $p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ.

В работе используются данные, набранные триггером высокого уровня, который запрограммирован на запись событий, содержащих два мюона противоположного знака с общей вершиной, удалённой от области столкновений пучков, и инвариантной массой в области около известной массы J/ψ мезона.

Верхний предел на отношение ρ_X (долю B_s^0 , рождающихся из $X(5568)$), вычисляется с использованием формулы

$$\rho_X \equiv \frac{\sigma(pp \rightarrow X(5568) + \dots) \times \mathcal{B}(X(5568) \rightarrow B_s^0 \pi^\pm)}{\sigma(pp \rightarrow B_s^0 + \dots)} = \frac{N_{X(5568)}}{N_{B_s^0} \times \epsilon_{rel}}, \quad (1)$$

где $N_{X(5568)}$ ($N_{B_s^0}$) – количество сигнальных событий $X(5568)$ (B_s^0), реконструированных в данных, а $\epsilon_{rel} = \epsilon_{X(5568)}/\epsilon_{B_s^0}$ – относительная эффективность. Корректность процедуры реконструкции подтверждается с использованием распадов $B_1(5721)^+ \rightarrow B^{*0} \pi^+$, $B_2^*(5747)^+ \rightarrow B^{*0} \pi^+$ и $B_2^*(5747)^+ \rightarrow B^0 \pi^+$, вклады от которых видны в восстановленном распределении инвариантной массы $B_s^0 \pi^\pm$ с большой долей ложных B_s^0 кандидатов, как показано в разделе 3.4. Верхний предел на ρ_X для экзотических состояний с другой массой и шириной вычислен с использованием этой же формулы, с учётом зависимости эффективности ϵ_{rel} от массы экзотического состояния.

3.3 Реконструкция событий и моделирование

3.3.1 Реконструкция B_s^0 кандидатов

Для реконструкции кандидатов B_s^0 используется процедура, близкая к той, что использовалась в предыдущей работе коллаборации CMS, использовавшей распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ [76] на том же наборе данных. Накладываемые ограничения выбраны менее строгими, чем в работе [76], чтобы иметь достаточно событий в контрольных диапазонах массы B_s^0 для проведения различных проверок.

Восстановление кандидатов начинается с поиска двух мюонов противоположного заряда, которые должны совпадать с теми, которые вызвали срабатывание триггера. Проводится фит их треков в общую вершину и накладываются

следующие ограничения: $p_T(\mu^\pm) > 4 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 2.2$, $p_T(\mu^+\mu^-) > 7 \text{ ГэВ}$, χ^2 -вероятность фита димюонной вершины $P_{\text{fit}}(\mu^+\mu^-) > 10\%$, значимость отлёта от области пересечения пучков в поперечной плоскости $L_{xy}(\mu^+\mu^-) > 3\sigma_{L_{xy}(\mu^+\mu^-)}$, косинус угла между импульсом димюонного кандидата и вектором из области столкновения пучков в вершину димюонного кандидата в поперечной плоскости $\cos(\vec{L}_{xy}(\mu^+\mu^-), \vec{p}_T(\mu^+\mu^-)) > 0.9$. Также накладывається требование на инвариантную массу $3.04 < M(\mu^+\mu^-) < 3.15 \text{ ГэВ}$ для отбора процесса $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Эти ограничения повторяют требования, накладываемые в триггере высокого уровня.

Далее выбираются каонные кандидаты – два трека противоположного заряда с $p_T > 0.7 \text{ ГэВ}$. Мюоны и треки должны удовлетворять стандартным ограничениям на качество идентификации мюонов (soft-muon [63]) и высокую чистоту треков (high-purity [62]). Эти ограничения включают требование на минимальное количество срабатываний в трековых детекторах: 6 и 2 для стрипового и пиксельного, соответственно. Кроме того, в требование высокой чистоты треков входят оптимизированные ограничения на качество фита трека, а в требования на идентификацию мюонов – ограничения на количество срабатываний в мюонных камерах и на прицельный параметр по отношению к области пересечения пучков. Каонные кандидаты, чьи треки совместимы со следами в мюонных камерах, отбрасываются. Далее требуется, чтобы инвариантная масса $M(K^+K^-)$ была в пределах 10 МэВ от известной массы $\phi(1020)$ мезона [77].

Кандидаты B_s^0 получают с помощью процедуры фитирования четырёх отобранных треков в общую вершину с требованием, чтобы димюонная инвариантная масса в этой вершине совпадала с известной массой J/ψ мезона [77]. Из всех первичных вершин выбирается наиболее совместимая с гипотезой о том, что в ней рождён восстановленный B_s^0 кандидат. А именно, для каждой первичной вершины вычисляется угол между вектором из неё в вершину B_s^0 -кандидата и импульсом B_s^0 -кандидата, и выбирается вершина, для которой этот угол минимален. В этой процедуре, при переборе первичных вершин, проверяется, что треки, с помощью которых было вычислено положение первичной вершины, не совпадают с отобранными для реконструкции B_s^0 четырьмя треками. Если совпадение найдено, то этот трек удаляется из списка треков, формирующих первичную вершину, и процедура вычисления положения первичной вершины выполняется заново. Далее накладываються требования $p_T(B_s^0) > 10 \text{ ГэВ}$,

$P_{vtx}(B_s^0) > 1\%$, $\cos(\vec{L}_{xy}(B_s^0), \vec{p}_T(B_s^0)) > 0.99$, $L_{xy}(B_s^0) > 3\sigma_{L_{xy}(B_s^0)}$, которые служат для подавления фона от комбинаций, с недостаточной достоверностью образующих общую вершину, или общая вершина которых не удалена от области столкновения пучков. На восстановленную инвариантную массу накладывається ограничение $5.2 < M(B_s^0) < 5.55$ ГэВ.

Рисунок 7 показывает распределение по инвариантной массе отобранных кандидатов. Производится аппроксимация этого распределения методом наибольшего правдоподобия с использованием программного обеспечения RooFit [78]. Функция, которой описывается распределение, является суммой сигнальной и фоновой компонент. Сигнал B_s^0 моделируется двойной функцией Гаусса с общим средним, а фон – экспоненциальной функцией, параметры функций свободны при аппроксимации. Полученное количество сигнальных событий составляет 49277 ± 278 (что примерно в 9 раз больше количества сигнальных событий B_s^0 в работе коллаборации D0). Результаты аппроксимации представлены внутри Рис. 7. Вычисляется эффективное разрешение $\sigma_{eff} = [f\sigma_1^2 + (1-f)\sigma_2^2]^{1/2} \simeq 14.02$ МэВ, где σ_1 (σ_2) – стандартные отклонения первой и второй функций Гаусса, а f – доля первой функции Гаусса в сигнальной функции. Это разрешение по массе отлично согласуется с разрешением, полученным в моделировании. С его использованием определяется сигнальный диапазон массы B_s^0 , как $|M(J/\psi K^+ K^-) - M_{B_s^0}^{fit}| < 2\sigma_{eff}$, и контрольная область массы B_s^0 , как $4\sigma_{eff} < |M(J/\psi K^+ K^-) - M_{B_s^0}^{fit}| < 10\sigma_{eff}$, где $M_{B_s^0}^{fit}$ – общее среднее сигнальной функции, полученное из аппроксимации. Эти диапазоны показаны на Рис. 7. В сигнальный диапазон попадает 46222 ± 261 сигнальных кандидатов. Количество фоновых кандидатов в этом диапазоне составляет 8277 ± 45 , таким образом, “чистота” образца около 85%. В случае использования дополнительного ограничения $p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ, количество сигнала становится равным 40292 ± 246 во всём диапазоне и 37643 ± 230 в сигнальной области B_s^0 .

3.3.2 Восстановление кандидатов $B_s^0\pi^\pm$

Согласно результату коллаборации D0, резонанс $X(5568)$ имеет значительную естественную ширину и распадается на $B_s^0\pi^\pm$ посредством сильного взаимодействия, поэтому его время жизни пренебрежимо мало, и он распадается в точке рождения. Следовательно, пионный кандидат отбирается из треков, образующих первичную вершину. Требуется, чтобы он удовлетворял требованию

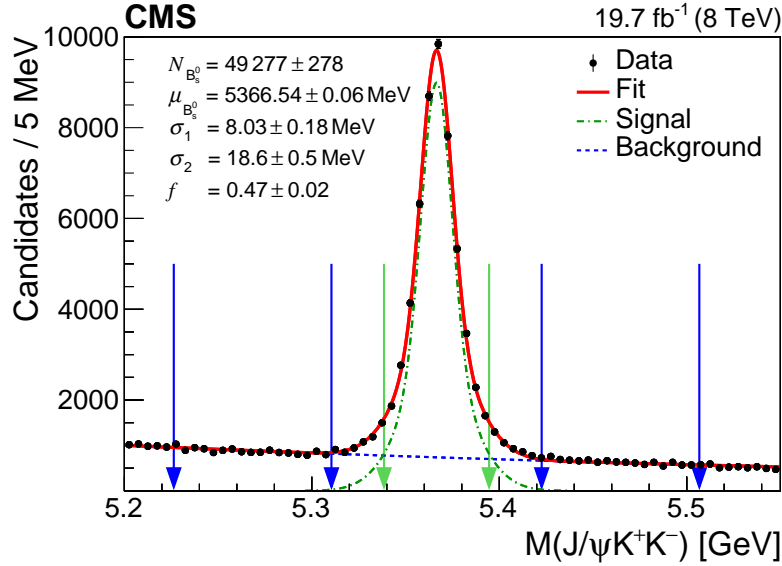


Рис. 7: Распределение по инвариантной массе отобранных $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ кандидатов [48]. Чёрные точки показывают данные, толстая красная сплошная линия иллюстрирует полную аппроксимирующую функцию, тонкая зелёная штрихпунктирная линия соответствует сигнальной компоненте, а синяя пунктирная линия – фоновой компоненте. Внешние синие вертикальные стрелки определяют контрольные области массы B_s^0 , а внутренние зелёные – сигнальную область.

$p_T(\pi^\pm) > 0.5$ ГэВ и стандартным требованиям на чистоту трека. Инвариантная масса $B_s^0 \pi^\pm$ -кандидата определяется как $M^\Delta(B_s^0 \pi^\pm) = M(B_s^0 \pi^\pm) - M(J/\psi K^+ K^-) + m_{B_s^0}^{\text{PDG}}$, где $m_{B_s^0}^{\text{PDG}}$ – известная масса B_s^0 мезона [77]. Это определение исключает из неточности в массе $B_s^0 \pi^\pm$ разрешение по массе B_s^0 и улучшает разрешение по массе $B_s^0 \pi^\pm$ примерно в 5 раз в исследуемом диапазоне масс, как получено в моделировании. Распределение массы $M^\Delta(B_s^0 \pi^\pm)$ исследуется в диапазоне от 5.5 до 5.9 ГэВ, как в работе коллаборации D0.

Сравнение распределений по поперечному импульсу и значимости поперечного прицельного параметра ($d_{xy}/\sigma_{d_{xy}}$) между пионными кандидатами (треками из первичной вершины) и каонами из распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ представлено на Рис. 8. Видно, что оба распределения значительно отличаются между пионами и каонами, как и ожидается.

3.3.3 Математическое моделирование

В работе используются наборы данных математического моделирования методом Монте-Карло. Требуемые наборы данных моделирования централизо-

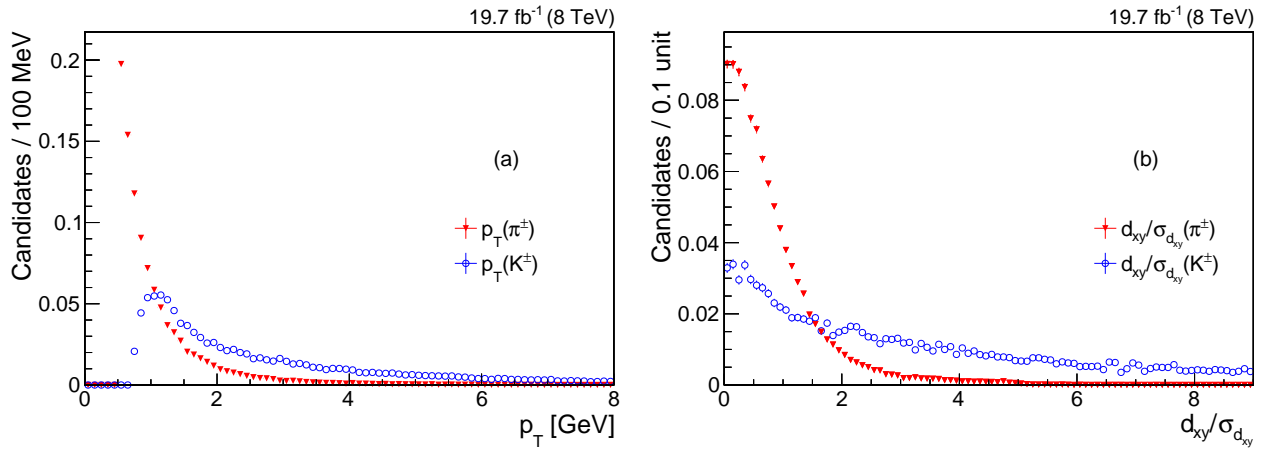


Рис. 8: Сравнение распределений p_T (a) и $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}}$ (b) между пионными кандидатами первичной вершины (красные треугольники) и каонами из распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ (синие кружки) в данных.

вано сгенерированы с использованием компьютерных ресурсов коллаборации CMS, как описано в Главе 2.8. Частица $X(5568)$ генерируется как частица с нулевым спином, массой 5568 МэВ и естественной шириной 21.9 МэВ , с единственным разрешённым распадом на B_s^0 мезон и заряженный пион. При моделировании распада B_s^0 , с помощью пакета EVTPOVCPH учитываются эффекты смешивания и CP -нарушения. Для того, чтобы не проводить моделирование взаимодействия с детектором событий, в которых B мезон заведомо не будет восстановлен, и, таким образом, значительно ускорить генерацию событий, применялись ограничения на генераторном уровне (т.н. генераторные фильтры) на поперечный импульс и псевдобыстроту частиц. Эти ограничения не должны быть слишком строгими, чтобы не исказить распределения восстановленных кандидатов.

Используются два набора данных моделирования:

1. Распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\phi \rightarrow K^+ K^-$.
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 3.5 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 2.5$, $p_T(K^\pm) > 0.4 \text{ ГэВ}$ и $|\eta(K^\pm)| < 2.5$.
 - Количество событий: 4×10^6 .
2. Распад $X(5568) \rightarrow B_s^0 \pi^\pm$, где $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$.
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 3.5 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 2.7$, $p_T(K^\pm) > 0.4 \text{ ГэВ}$, $|\eta(K^\pm)| < 2.5$, $p_T(\pi^\pm) > 0.3 \text{ ГэВ}$ и $|\eta(\pi^\pm)| < 3.5$.

- Количество событий: 18×10^6 .

Распределение на уровне генератора по массе $X(5568)$ приведено на Рис. 9. EVTGEN генерирует распределение согласно нерелятивистской функции Брейта-Вигнера, от порога до значения, делающего распределение симметричным, а именно, $|m_{X(5568)}^{\text{gen}} - 5.5678| < 0.06143$ (в ГэВ). Из-за особенностей EVTGEN, сложно настроить его так, чтобы распределение продолжалось вправо дальше. Распределение переменной-разрешения по массе $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ получено вычитанием в каждом событии сгенерированной массы $X(5568)$ из реконструированной массы: $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm) - m_{X(5568)}^{\text{gen}}$. На Рис. 9 показан результат аппроксимации этого распределения тройной функцией Гаусса с общим средним. Полученное эффективное разрешение $\sigma_{eff}^{X(5568)} = [f_1\sigma_1^2 + f_2\sigma_2^2 + (1 - f_1 - f_2)\sigma_3^2]^{1/2}$ составляет 2.240 ± 0.003 МэВ. Это значительно меньше, чем измеренная ширина состояния $X(5568)$ (около 20 МэВ), таким образом, разрешение по массе практически не влияет на форму сигнала. Здесь для подавления фона в моделировании от восстановленных кандидатов $B_s^0\pi^\pm$, не совместимых со сгенерированным в этом событии распадом $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, наложены ограничения на угловое расстояние между восстановленными и сгенерированными частицами конечного состояния: $\Delta R^{gen} < 0.015$ для треков и $\Delta R^{gen} < 0.004$ для мюонов. Угловое расстояние определяется с использованием разностей псевдобыстроты η и азимутального угла (в радианах) ϕ между сгенерированной частицей (gen) и восстановленным кандидатом ($reco$), как $\Delta R(gen, reco) = \sqrt{|\eta^{reco} - \eta^{gen}|^2 + |\phi^{reco} - \phi^{gen}|^2}$.

3.4 Исследование распределения инвариантной массы $B_s^0\pi^\pm$

Распределение по массе $B_s^0\pi^\pm$ отобранных кандидатов в сигнальном диапазоне массы B_s^0 представлено на Рис. 10 в сравнении с тем же распределением в контрольной области массы B_s^0 . Распределения имеют достаточно похожую форму, ни в одном из них не видно значимых пиков.

В работе коллаборации D0 [32] заявленная значимость пика существенно увеличивается при применении ограничения на разность направлений B_s^0 и пиона: $\Delta R(B_s^0, \pi^\pm) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.3$. Это “конусное ограничение” значительно изменяет форму распределения по $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$, как видно из Рис. 11. Применение этого ограничения может создать пик или повысить значимость флуктуации в

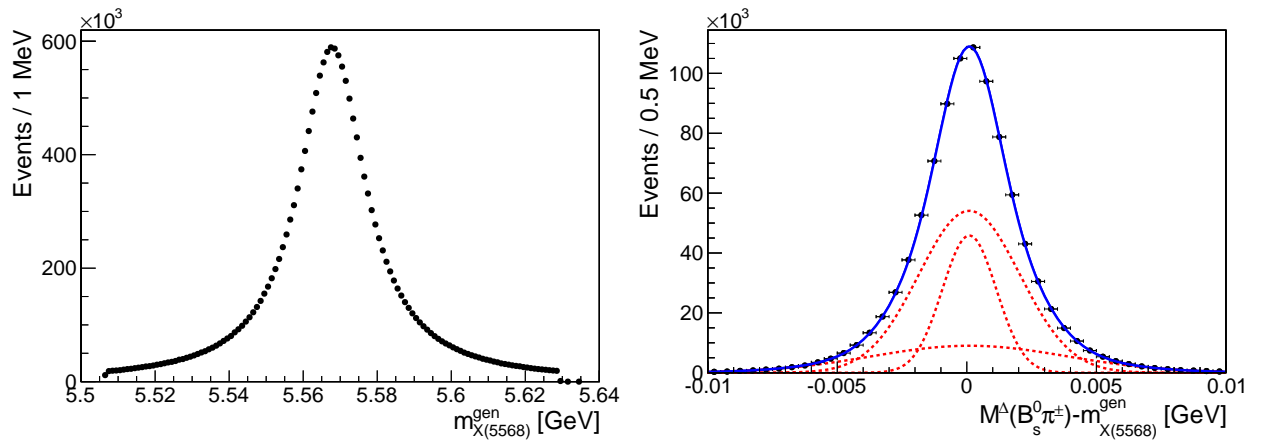


Рис. 9: Слева: распределение по массе $X(5568)$ на уровне генератора. Справа: аппроксимация разрешения по массе $B_s^0 \pi^{\pm}$ тройной функцией Гаусса с общим средним, где чёрные точки – данные моделирования, синяя кривая – полная функция аппроксимации, красные пунктирные кривые – вклады трёх функций Гаусса.

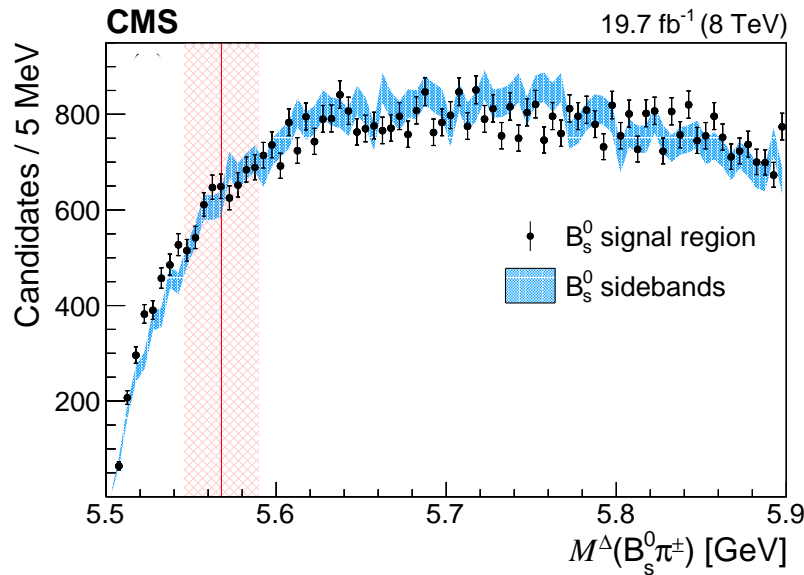


Рис. 10: Распределение по $M^{\Delta}(B_s^0 \pi^{\pm})$ событий в сигнальной области B_s^0 (чёрные точки с погрешностями) и в контрольных диапазонах (заштрихованная синяя область), где второе распределение отнормировано на первое [48]. Вертикальная область с красной штриховкой показывает диапазон $M_X \pm \Gamma_X$ вокруг измеренной массы состояния $X(5568)$.

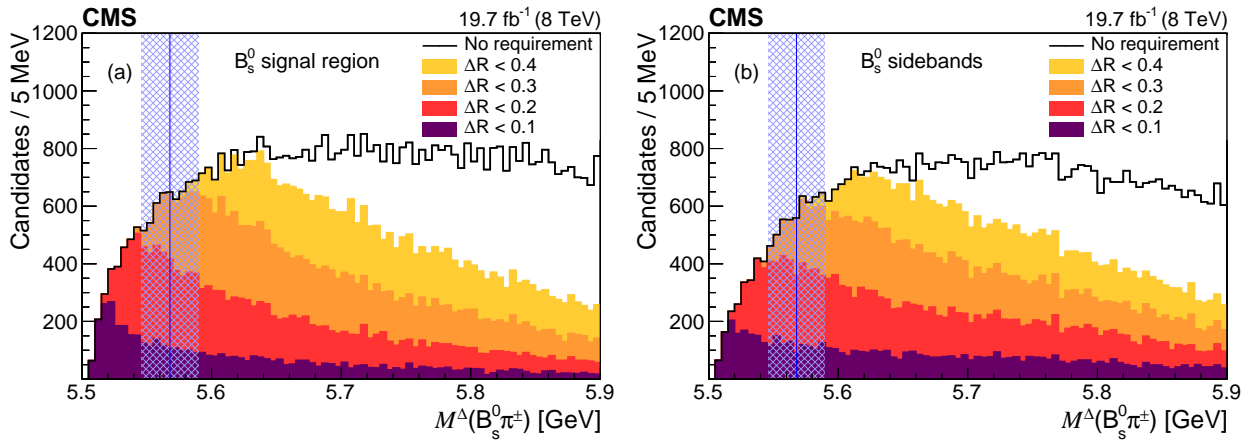


Рис. 11: Распределения по $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ событий в (а) сигнальной области B_s^0 и (б) в контрольном диапазоне B_s^0 , полученные при применении различных ограничений на ΔR [48]: без ограничения (чёрная гистограмма), $\Delta R < 0.4$ (жёлтая гистограмма), $\Delta R < 0.3$ (оранжевая гистограмма), $\Delta R < 0.2$ (красная гистограмма), $\Delta R < 0.1$ (фиолетовая гистограмма). Для ясности, погрешности распределений не показаны. Вертикальная заштрихованная синим область соответствует диапазону $M_X \pm \Gamma_X$.

данных, поэтому оно не используется в данной работе.

Для проверки процедуры реконструкции, ограничение на массу $M(K^+K^-)$ удаляется. Как показано на Рис. 12 (а), при этом в набор отобранных событий даёт вклад распад $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$. В распределении массы $J/\psi K^+K^-$ этот вклад значителен только в сигнальной области B_s^0 и в правом контрольном диапазоне B_s^0 (этот вывод подтверждается в моделировании). На Рис. 12 (б) показано распределение по $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$, где ограничение на $M(K^+K^-)$ не применено, отдельно для событий в левом контрольном диапазоне, сигнальной области, и правом контрольном диапазоне B_s^0 . В последних двух случаях в распределениях видны пики около 5.77 ГэВ, в то время, как в левом контрольном интервале распределение гладкое. Для того, чтобы сделать это превышение более заметным, только для этого графика применены более жёсткие ограничения на поперечный импульс: $p_T(B_s^0) > 25$ ГэВ, $p_T(\pi^\pm) > 1$ ГэВ и $p_T(K^\pm) > 1$ ГэВ. Эти превышения над фоном являются следствием известных распадов $B_1(5721)^+ \rightarrow B^{*0}\pi^+$, $B_2^*(5747)^+ \rightarrow B^{*0}\pi^+$ и $B_2^*(5747)^+ \rightarrow B^0\pi^+$, где распад $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ реконструируется как $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$ -кандидат (фотоны из распада $B^{*0} \rightarrow B^0\gamma$ не восстанавливаются). Пики ожидаемо сдвинуты по массе от номинальных значений масс $B_{1,2}^{(*)+}$ мезонов на разность масс $m_{B_s^0}^{\text{PDG}} - m_{B^{(*)0}}^{\text{PDG}}$.

Для получения численных ограничений на $X(5568)$, в том числе, для вычис-

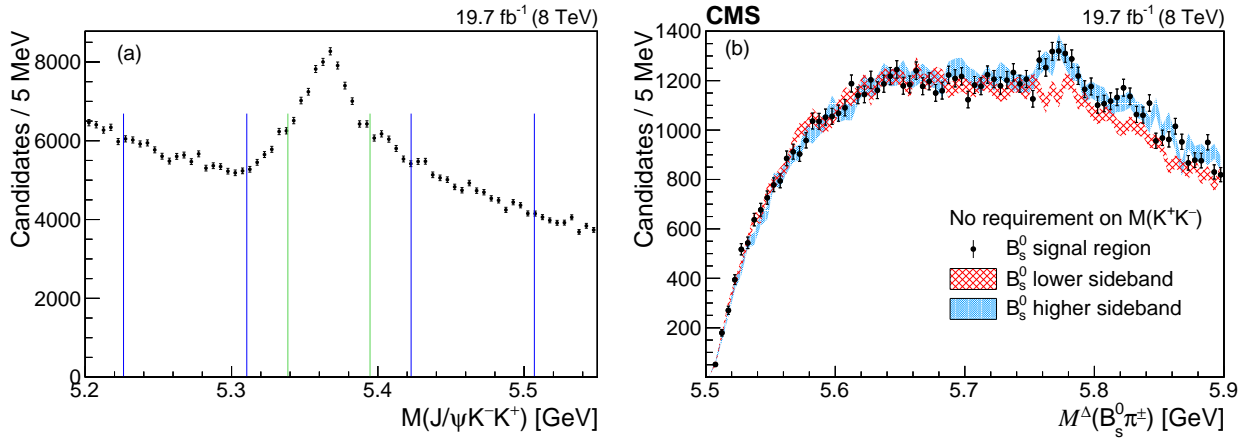


Рис. 12: (a) распределение по инвариантной массе $J/\psi K^+ K^-$ событий, в которых убрано ограничение на инвариантную массу $K^+ K^-$, но применены более строгие кинематические ограничения: $p_T(B_s^0) > 25$ ГэВ, $p_T(\pi^\pm) > 1$ ГэВ, $p_T(K^\pm) > 1$ ГэВ. Распад $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ даёт вклад в сигнальной области и в правом контрольном диапазоне B_s^0 . (b) Распределение по $M^\Delta(B_s^0 \pi^\pm)$ в таких же условиях, из сигнального диапазона B_s^0 (чёрные точки), левого контрольного диапазона B_s^0 (красная заштрихованная область), и правого контрольного диапазона B_s^0 (синяя область) [48]. Распределения имеют одинаковую нормировку от порога до 5.74 ГэВ.

ления верхнего предела на ρ_X , распределение по массе $B_s^0 \pi^\pm$ аппроксимируется гладкой функцией для описания фона: $(x - x_0)^\alpha \times \text{Pol}_k(x)$, где $x = M^\Delta(B_s^0 \pi^\pm)$, $x_0 = m_{B_s^0}^{\text{PDG}} + m_{\pi^\pm}^{\text{PDG}}$ – значение порога, а $\text{Pol}_k(x)$ является полиномом степени k (используется $k = 3$). Значение $m_{\pi^\pm}^{\text{PDG}}$ – известная масса π^\pm мезона [77]. Возможный вклад сигнала $X(5568)$ моделируется S -волновой релятивистской функцией Брейта-Вигнера (RBW) с массой и шириной, фиксированными к значениям, измеренным коллаборацией D0, свёрнутой с функцией разрешения детектора (тройной функцией Гаусса с общим средним и параметрами, полученными в моделировании, как описано в Главе 3.3.3). Эффективное разрешение составляет около 2.2 МэВ, что значительно меньше естественной ширины $X(5568)$. При вычислении верхнего предела, будут учтены погрешности измеренных коллаборацией D0 значений массы и ширины, но в базовой аппроксимации они не учитываются. Используется процедура небинированной аппроксимации методом максимального правдоподобия, в которой свободны параметры полинома, числа событий в сигнале и фоне, а также параметр α . Результат аппроксимации представлен на Рис. 13, полученное количество сигнальных событий $X(5568)$ составляет -85 ± 160 , что свидетельствует об отсутствии значимого сигнала.

Бинированная проекция распределения и результата аппроксимации свидетельствуют о хорошем качестве аппроксимации.

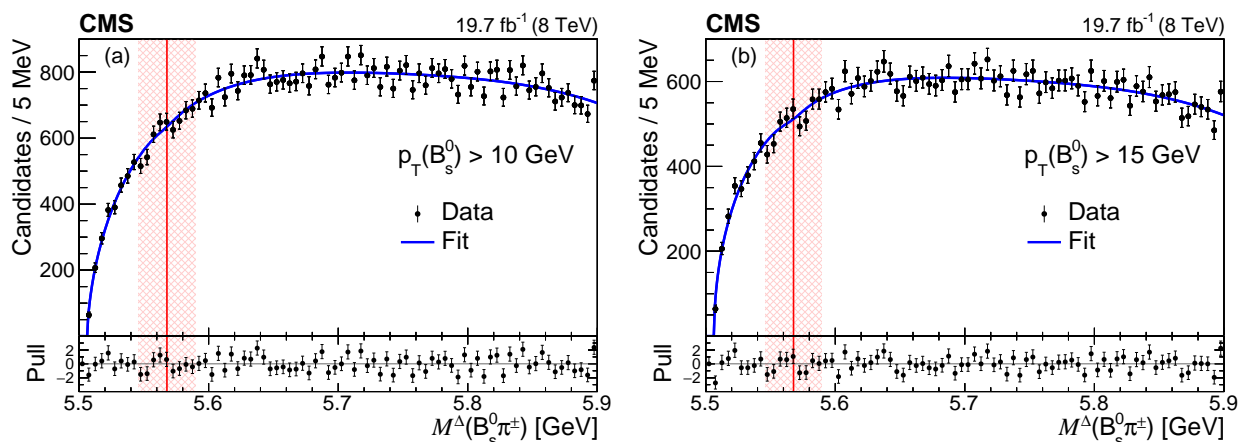


Рис. 13: Распределение по массе $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ событий в сигнальном диапазоне B_s^0 (чёрные точки) с наложенными результатами аппроксимации (синие кривые) для кинематических диапазонов (a) $p_T(B_s^0) > 10$ ГэВ и (b) $p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ [48]. Нижние графики показывают распределения “тяги”, т.е. разности данных и функции аппроксимации, делённой на ошибку данных. Вертикальные области показывает диапазон $M_X \pm \Gamma_X$ вокруг массы $X(5568)$.

Аппроксимация повторяется с исключённым диапазоном вокруг $X(5568)$, а именно, $[M_X - 2.5\Gamma_X, M_X + 2.5\Gamma_X]$ (где M_X и Γ_X – значения массы и ширины $X(5568)$, измеренные коллаборацией D0). При этом в аппроксимации отсутствует и сигнальная компонента. Затем полученные параметры фоновой функции запоминаются и фиксируются при повторной аппроксимации во всём диапазоне (5.5 – 5.9 ГэВ), с включённой сигнальной компонентой. Такой подход позволяет исключить влияния возможного сигнала на определение формы фона. Эта проверка также повторяется с исключённым диапазоном в $\pm 2.0\Gamma_X$ вместо $\pm 2.5\Gamma_X$. В обоих случаях, полученный сигнал согласуется с нулём. Также форма фона может быть получена из данных моделирования сигнала $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, где к сигнальному B_s^0 кандидату добавляются фоновые пионные кандидаты, родившиеся в том же моделированном столкновении протонных сгустков. Использование формы фона из МК в аппроксимации распределения $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ на данных приводит к количеству сигнала $X(5568)$, согласующемуся с нулём.

Для изучения разных кинематических диапазонов производятся вариации ограничений на поперечные импульсы $B_s^0\pi^\pm$, B_s^0 и π^\pm кандидатов. Также, для дополнительного подавления фона, тестируются более жёсткие ограничения

Таблица 1: Результаты аппроксимации распределений $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ при наложении различных требований на кандидаты. Последний столбец показывает качество аппроксимации бинированного распределения.

Требования	сигнал $X(5568)$	χ^2/n_{dof}
Базовые критерии	-85 ± 160	41.9/44
$p_T(B_s^0) > 15 \text{ ГэВ}$	-170 ± 121	36.1/44
$p_T(B_s^0) > 20 \text{ ГэВ}$	-217 ± 79	43.5/44
$p_T(B_s^0) > 30 \text{ ГэВ}$	-45 ± 57	32.7/44
$p_T(\pi^\pm) > 1.0 \text{ ГэВ}$	-18 ± 48	42.7/44
$p_T(B_s^0) > 20 \text{ ГэВ}, p_T(\pi^\pm) > 1.0 \text{ ГэВ}$	-22 ± 57	39.8/44
$p_T(B_s^0\pi^\pm) > 20 \text{ ГэВ}$	-188 ± 97	41.6/44
$p_T(B_s^0\pi^\pm) > 30 \text{ ГэВ}$	-44 ± 61	32.3/44
$d_{xy}(\pi^\pm)/\sigma_{d_{xy}(\pi^\pm)} < 3$	-159 ± 132	40.3/44
$d_{xy}(\pi^\pm)/\sigma_{d_{xy}(\pi^\pm)} < 2$	-182 ± 131	37.4/44
$d_{xy}(\pi^\pm)/\sigma_{d_{xy}(\pi^\pm)} < 1$	-165 ± 113	40.1/44
$P_{vtx} > 1\%$	-187 ± 132	43.5/44
$P_{vtx} > 5\%$	-199 ± 129	40.7/44
$P_{vtx} > 10\%$	-190 ± 126	43.8/44
$P_{vtx} > 20\%$	-168 ± 121	44.2/44
Множественные кандидаты $B_s^0\pi^\pm$ в одном событии удалены	-156 ± 144	60.6/44

на качество реконструкции кандидатов, а именно, на $d_{xy}(\pi^\pm)/\sigma_{d_{xy}(\pi^\pm)}$ и вероятность общей вершины $P_{vtx}(B_s^0\pi^\pm)$. В качестве дополнительной проверки, в событиях, содержащих более одного $B_s^0\pi^\pm$ кандидата, выбирается кандидат с наибольшей вероятностью общей вершины $P_{vtx}(B_s^0\pi^\pm)$.

В дополнение, тестируются изменённые функции для описания фона, изменения диапазона аппроксимации, учёт зависимости эффективности и разрешения по массе от значения массы $X(5568)$.

Во всех этих случаях результаты аппроксимации свидетельствуют об отсутствии значимого сигнала $X(5568)$, и, таким образом, об отрицательном результате поиска $X(5568)$. Результаты всех этих проверок представлены в Таблицах 1 и 2.

Таблица 2: Результаты аппроксимации распределения $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$, полученные при разных вариантах аппроксимации. Последний столбец показывает качество аппроксимации бинированного распределения.

Опция	сигнал $X(5568)$	χ^2/n_{dof}
Базовый вариант	-85 ± 160	41.9/44
Учёт зависимости эффективности от массы	-88 ± 161	41.9/44
Диапазон аппроксимации [5.5, 5.7] ГэВ	-24 ± 173	37.1/34
Диапазон аппроксимации [5.5, 5.8] ГэВ	78 ± 135	67.4/54
Фоновая функция $(x - x_0)^\alpha \times \text{Pol}_2(x)$	102 ± 140	49.5/45
Фоновая функция $(x - x_0)^\alpha \times \text{Pol}_4(x)$	-72 ± 167	41.3/43
Фоновая функция $(x - x_0)^{(\alpha+\beta \times (x-x_0))} \times \text{Pol}_1(x)$	-36 ± 149	44.2/45
Форма фона фиксирована к полученной из аппроксимации в диапазоне, исключающем область $M_X \pm 2.5\Gamma_X$	-229 ± 110	44.4/48
Форма фона фиксирована к полученной из аппроксимации в диапазоне, исключающем область $M_X \pm 2.0\Gamma_X$	-220 ± 110	44.7/48
Форма фона фиксирована из МК	-134 ± 110	65.4/48

3.5 Вычисление верхнего предела на сечение рождения $X(5568)$

Верхний предел на ρ_X вычисляется с использованием Ур. (1) и стандартных методов, принятых коллаборациями ATLAS и CMS для установления верхних пределов модифицированным методом частот с использованием функции достоверности (CL_S method [79–81]). Для этого метода нужен набор измерений массы $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ на данных, функция для описания фона, сигнальная функция и значение $N(B_s^0) \times \epsilon_{rel}$. В качестве функции для описания фона берётся, как и прежде, $(x - x_0)^\alpha \times \text{Pol}_3(x)$, а сигнал описывается релятивистской функцией Брейта-Вигнера, свёрнутой с разрешением детектора. В процедуре вычисления верхнего предела, вычисляется значение функции правдоподобия для сигнала, равного нулю ($L(b)$), и для сигнала, большего нуля ($L(s + b)$), в зависимости от количества сигнальных событий $X(5568)$. Учитывая Ур. (1) и используя значение $N(B_s^0) \times \epsilon_{rel}$, аргумент заменяется на ρ_X , причём погрешность величины $N(B_s^0) \times \epsilon_{rel}$ учитывается в функции правдоподобия $L(s + b)$. Затем определяется статистика $q(\rho_X) = -2\ln(\frac{L(s+b)}{L(b)})$, и методом Монте-Карло генерируются псевдоэксперименты – одномерные распределения $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ по моделям “фон” и

“фон+сигнал” (где форма и количество событий фона фиксированы к полученным из основной аппроксимации распределения $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ на данных). С их использованием вычисляются вероятности: $P_{s+b}(\rho_X)$ – доля псевдоэкспериментов “фон+сигнал”, в которых значение $q(\rho_X)$ превосходит значение, полученное на данных; и $P_b(\rho_X)$ – доля псевдоэкспериментов “фон”, в которых значение $q(\rho_X)$ меньше значения, полученного на данных. Затем уровень достоверности CL_S определяется, как $CL_S(\rho_X) = \frac{P_{s+b}(\rho_X)}{1-P_b(\rho_X)}$. Верхний предел на уровне достоверности 95% на ρ_X определяется, как такое значение ρ_X , при котором $CL_S = 0.05$. Процедура вычисления верхних пределов описана более подробно в работах [79–81].

При вычислении отношения эффективностей, систематическая погрешность, связанная с восстановлением B_s^0 , сокращается в измеряемом отношении, поэтому систематическая погрешность приписывается только эффективности восстановления трека дополнительного пиона.

3.5.1 Вычисление отношения эффективностей

Для вычисления эффективности используются данные моделирования для соответствующего канала ($X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^\pm$, или B_s^0 , в обоих случаях $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\phi \rightarrow K^+K^-$), описанные в разделе 3.3.3. Полная эффективность включает геометрическую эффективность, эффективность реконструкции и отбора, и эффективность триггера.

Так как при моделировании используются ограничения на генераторном уровне (фильтры), нужно учесть их эффективности ($\epsilon^{\text{filters}}$) при вычислении полных эффективностей. Эффективности фильтров вычисляются путём генерирования дополнительных наборов моделирования, где фильтры убраны, но генерирование событий останавливается после завершения работы EVTGEN и RNOTOS (таким образом, взаимодействие частиц с детектором не моделируется). С помощью этих дополнительных наборов данных моделирования, эффективность фильтров вычисляется как отношение количества событий, прошедших фильтры, к сгенерированному количеству событий. Полученные малые значения в несколько процентов объясняются тем, что уже на уровне фильтров стоят довольно жёсткие ограничения на псевдобыстроту (η) и поперечный импульс (p_T) мюонов (см. раздел 3.3.3).

Полученные эффективности равны:

$$\begin{aligned}\epsilon_{B_s^0} &= \epsilon_{B_s^0}^{\text{reco}} \epsilon_{B_s^0}^{\text{filters}} = (9.02 \pm 0.02) \times 10^{-2} \cdot (2.59 \pm 0.03) \times 10^{-2} = \\ &= (2.34 \pm 0.02) \times 10^{-3}\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}\epsilon_{X(5568)} &= \epsilon_{X(5568)}^{\text{reco}} \epsilon_{X(5568)}^{\text{filters}} = (5.24 \pm 0.01) \times 10^{-2} \cdot (2.15 \pm 0.01) \times 10^{-2} = \\ &= (1.125 \pm 0.004) \times 10^{-3},\end{aligned}$$

где погрешности связаны с ограниченностью наборов данных моделирования. Таким образом, отношение эффективностей составляет

$$\epsilon_{rel} \equiv \frac{\epsilon_{X(5568)}}{\epsilon_{B_s^0}} = \frac{(1.125 \pm 0.004) \times 10^{-3}}{(2.34 \pm 0.02) \times 10^{-3}} = 0.481 \pm 0.005.$$

3.5.2 Верхний предел на сечение рождения $X(5568)$

Измеренное для базовых критериев отбора значение $N(B_s^0) \times \epsilon_{rel}$ составляет $(46222 \pm 261) \times (0.481 \pm 0.005) = 22233 \pm 263$ (см. Главу 3.3.1). Без учёта систематических погрешностей, это ведёт к верхнему пределу $\rho_X < 1.00\%$ на уровне достоверности 95%. Источниками систематических погрешностей являются:

1. Погрешности массы и естественной ширины $X(5568)$. Они учитываются введением параметрических погрешностей на эти две величины в процедуру получения верхнего предела (умножением функции правдоподобия на функции Гаусса, с аргументом, равным массе или ширине, используемым в аппроксимации, а центральными значениями и стандартными отклонениями, равными, соответственно, значению и погрешности массы или ширины). Погрешности выставляются равными статистическим погрешностям результата D0 (2.9 МэВ для M_X и 6.4 МэВ для Γ_X);
2. Погрешность значения $N(B_s^0) \times \epsilon_{rel} = 22233 \pm 263$.
3. Систематическая погрешность, связанная с возможным отличием эффективности восстановления трека в данных и моделировании, составляет 3.9%, согласно работе [62].

С учётом этих систематических погрешностей, вычисленный верхний предел составляет $\rho_X < 1.05\% @ 95\% \text{ CL}$.

Проводятся вариации функций для описания фона и сигнала, как описано выше, и процедура повторяется. При использовании полинома четвёртой степени в фоновой функции, верхний предел получается равен $\rho_X < 0.97\% @ 95\% \text{ CL}$. Использование функции $(x - x_0)^{(\alpha + \beta \times (x - x_0))} \times \text{Pol}_1(x)$ приводит к пределу $\rho_X < 1.11\% @ 95\% \text{ CL}$. В случае, если форма фона зафиксирована к форме, полученной в моделировании, предел получается намного более строгим: $\rho_X < 0.64\% @ 95\% \text{ CL}$. При изменении сигнальной функции, включая учёт зависимости эффективности от массы, вариации разрешения по массе и изменение функции Брейта-Вигнера на P -волновую, верхний предел практически не изменяется.

Таким образом, полученный верхний предел на долю B_s^0 , рождающихся из распадов $X(5568)$, составляет

$$\rho_X < 1.1\% @ 95\% \text{ CL для } p_T(B_s^0) > 10 \text{ ГэВ.}$$

Вся процедура повторяется в кинематическом диапазоне $p_T(B_s^0) > 15 \text{ ГэВ}$, включая получение $N(B_s^0)$ и вычисление отношения эффективностей с этим дополнительным ограничением, получение разрешения по инвариантной массе $B_s^0 \pi^\pm$ и тестирование различных функций для описания фона. Полученный в итоге верхний предел, с учётом всех систематических погрешностей, составляет $\rho_X < 1.0\% @ 95\% \text{ CL}$.

Пик, обнаруженный коллаборацией D0, может являться следом от распада состояния со спином 1, $X^\pm \rightarrow B_s^{*0} \pi^\pm$, $B_s^{*0} \rightarrow B_s^0 \gamma$, где масса нового состояния сдвинута на $m_{B_s^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B_s^0}^{\text{PDG}}$ относительно измеренной массы $X(5568)$. С использованием дополнительного набора моделирования состояния со спином 1 и массой, на $m_{B_s^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B_s^0}^{\text{PDG}}$ превосходящей измеренную массу $X(5568)$, распадающегося на $B_s^{*0} \pi^\pm$ (с последующим распадом $B_s^{*0} \rightarrow B_s^0 \gamma$, где фотон не восстанавливается, а восстановленная масса $B_s^0 \pi^\pm$ имеет пик на массе $X(5568)$), получено, что приведённые выше верхние пределы на ρ_X верны и для этого случая.

3.5.3 Вычисление верхнего предела в зависимости от массы и ширины состояния, распадающегося на $B_s^0\pi^\pm$

В дополнение к верхнему пределу на частицу $X(5568)$, обнаруженную D0, вычисляется верхний предел на гипотетическую частицу, распадающуюся на $B_s^0\pi^\pm$, в зависимости от её массы и ширины. Для этого нужно учесть зависимость эффективности и разрешения по массе от массы частицы. Зависимость эффективности от массы вычисляется в моделировании делением реконструированного распределения массы $M^\Delta(B_s^0\pi^\pm)$ на распределение сгенерированной массы M_X . Полученная в диапазоне около массы $X(5568)$ зависимость экстраполирована вплоть до 5.9 ГэВ, как показано на Рис. 14. Резкий спад эффективности у порога объясняется тем, что, в случае малого энерговыделения, поперечный импульс пиона мал, и его трек не восстанавливается. Зависимость эффективности от массы аппроксимируется суммой трёх функций ошибок:

$$\varepsilon(x) = f_1 \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - a_1}{a_2} \right) \right] + f_2 \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - a_4}{a_5} \right) \right] + (1 - f_1 - f_2) \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - a_7}{a_8} \right) \right]$$

где x – масса $B_s^0\pi^\pm$, а параметры $a_1, a_2, a_4, a_5, a_7, a_8, f_1, f_2$ – свободны и определяются из аппроксимации. В случае $p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ для достижения хорошего описания достаточно суммы двух функций ошибок. Параметры, полученные из аппроксимации, приведены в Таблице 3.

Разрешение по массе практически не меняется около массы $X(5568)$, одна-

Таблица 3: Результаты аппроксимации зависимостей эффективности от массы $B_s^0\pi^\pm$ в двух кинематических диапазонах.

	$p_T(B_s^0) > 10$ ГэВ	$p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ
a_1	5.50736 ± 0.00089	5.5060 ± 0.0015
a_2	0.00048 ± 0.00081	0.0036 ± 0.0013
a_4	5.505 ± 0.013	5.505 ± 0.087
a_5	0.0137 ± 0.0079	0.17 ± 0.11
a_7	5.4946 ± 0.0517	–
a_8	0.125 ± 0.042	–
f_1	0.15 ± 0.11	0.67 ± 0.32
f_2	0.30 ± 0.35	$1 - f_1$

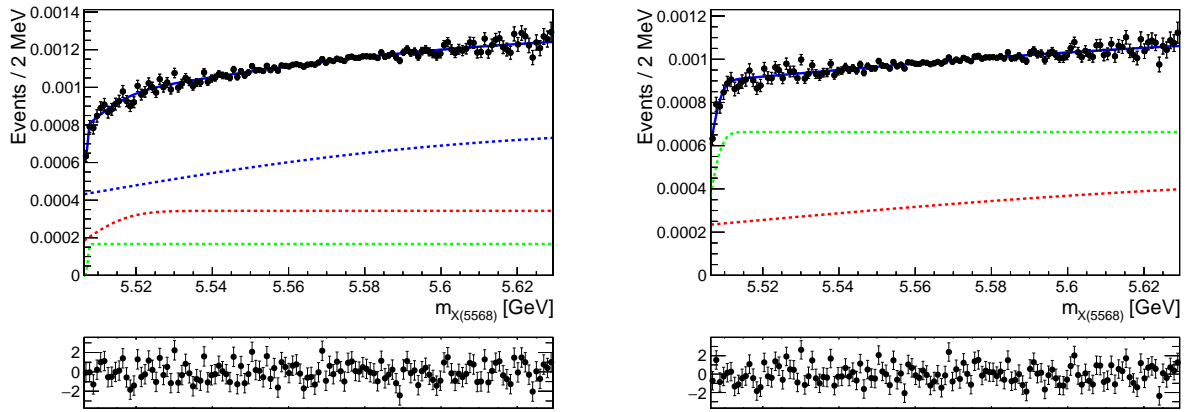


Рис. 14: Зависимость эффективности от массы $B_s^0 \pi^\pm$ (чёрные точки). Полная аппроксимирующая функция показана сплошной синей линией, пунктирными линиями показаны её компоненты. Нижние графики показывают распределения тяги. Слева: базовые критерии отбора ($p_T(B_s^0) > 10$ ГэВ); справа: $p_T(B_s^0) > 15$ ГэВ.

ко, значительно возрастает при увеличении массы. Для получения зависимости разрешения от массы используются оба набора данных моделирования, так как использование только сигнального набора позволяет получить зависимость в небольшом диапазоне около массы $X(5568)$. В случае инклюзивного набора данных моделирования для распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, комбинации $B_s^0 \pi^\pm$ состоятся из сигнального B_s^0 и фонового дополнительного трека, которому приписана масса пиона. В области около массы $X(5568)$ разрешения, полученные из двух наборов моделирования, согласуются, как показано на Рис. 15 (слева), где зависимости аппроксимированы линейными функциями. На Рис. 15 (справа) показана аппроксимация обоих наборов моделирования вместе полиномом второй степени.

Далее, с использованием описанной выше процедуры, вычисляется верхний предел для разных значений массы и естественной ширины гипотетического состояния, распадающегося на $B_s^0 \pi^\pm$. При этом, систематические погрешности из-за неточности массы и ширины не учитываются. Так как эффективность для больших значений массы получена экстраполяцией, вводится дополнительная систематическая погрешность, равная половине разности эффективности для массы X и эффективности для $X(5568)$. Например, для массы 5.8 ГэВ, эффективность на 12% выше, чем при массе 5.5678 ГэВ, и поэтому, для верхнего предела на частицу с массой 5.8 ГэВ, дополнительная систематическая погрешность эф-

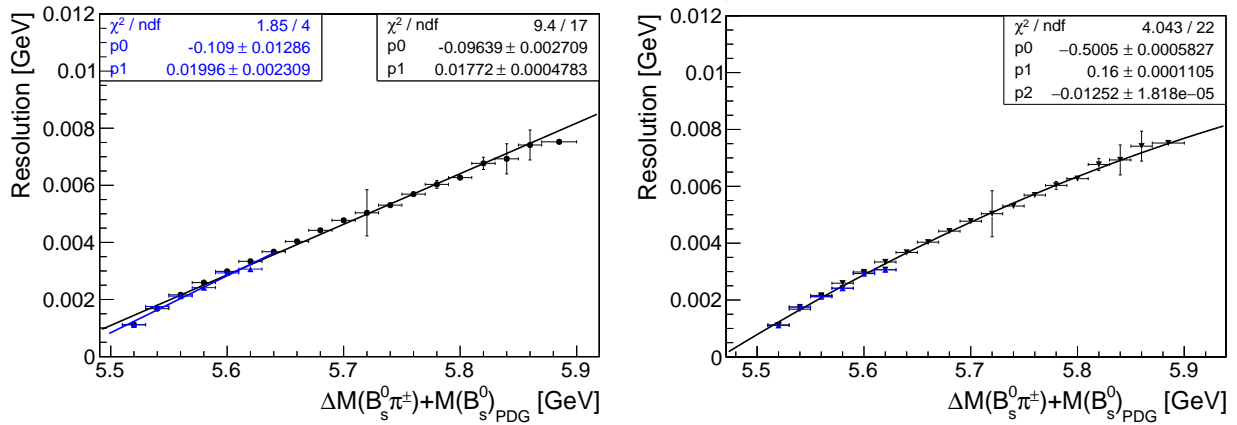


Рис. 15: Эффективное разрешение по массе $B_s^0 \pi^\pm$ в зависимости от массы. Набор моделирования $X(5568)$ показан синим, а набор B_s^0 – чёрным. Слева: аппроксимации линейными функциями отдельно двух наборов моделирования. Справа: аппроксимация квадратичной функцией обоих наборов моделирования.

эффективности составляет 6%. Вычисленная таким образом погрешность от 0 до 6% добавляется в квадратуре к систематической погрешности в 4%, связанной с эффективностью восстановления трека, размером данных моделирования и погрешностью величины $N(B_s^0)$.

Таким образом, для получения верхнего предела на ρ_X для гипотетический состояний, распадающихся на $B_s^0 \pi^\pm$, проделываются следующие шаги:

- Рассматриваются несколько наборов значений массы и естественной ширины (M, Γ) экзотического состояния X :
 - Γ постоянна для каждого набора значений, всего рассматривается 5 значений Γ (в МэВ): [10, 20, 30, 40, 50].
 - Для каждого набора, M принимает значения $x_0 + \Gamma, x_0 + 2\Gamma, x_0 + 3\Gamma, \dots, x_0 + n\Gamma$, где x_0 – значение порога, а n – минимальное число, удовлетворяющее неравенству $x_0 + (n + 1.5)\Gamma > 5.9 \text{ ГэВ}$.
- Для каждой пары значений (M, Γ) верхний предел вычисляется следующим образом:
 - В качестве сигнальной модели используется релятивистская функция Брейта-Вигнера, свёрнутая с разрешением (функция Гаусса), и умноженная на зависимость эффективности от массы.
 - Разрешение по массе фиксировано к полученному описанной выше экстраполяцией.

- Фон описывается функцией $(x - x_0)^\alpha \times \text{Pol}_3(x)$ со свободными параметрами.
- Систематические погрешности M и Γ не учитываются.
- Систематическая погрешность из-за возможной разности эффективности восстановления дополнительного трека в данных и моделировании составляет 3.9%.
- Относительная эффективность вычисляется с учётом зависимости эффективности от массы, полученной экстраполяцией.
- Учитывается дополнительная систематическая погрешность, связанная с экстраполяцией эффективности.

Полученные верхние пределы на ρ_X представлены на Рис. 16.

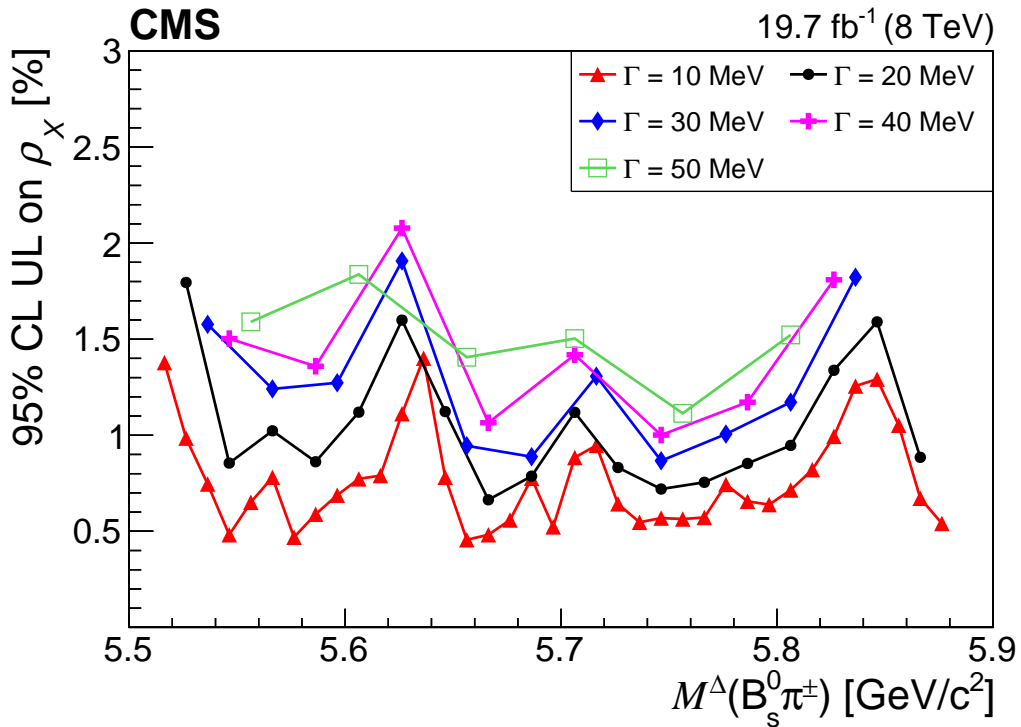


Рис. 16: Верхний предел на 95% уровне достоверности на ρ_X в зависимости от массы и естественной ширины экзотического состояния, распадающегося на $B_s^0 \pi^\pm$ [48].

3.6 Результаты

Выполнен поиск состояния $X(5568)$ с использованием данных коллаборации CMS, набранных в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} =$

8 ТэВ, соответствующих интегральной светимости 19.7 фбн^{-1} . Используя около 50,000 сигнальных событий B_s^0 , исследован спектр по инвариантной массе $B_s^0 \pi^\pm$. Значимых резонансных структур не обнаружено, в том числе, в области, где коллаборацией D0 заявлено обнаружение частицы $X(5568)$. Процедура реконструкции $X(5568) \rightarrow B_s^0 \pi^\pm$ подтверждена с использованием распадов возбуждённых состояний B^+ мезона, а именно, $B_{1,2}^{(*)+} \rightarrow B^{(*)0} \pi^+$. Эти распады имеет такую же топологию, как распад $X(5568) \rightarrow B_s^0 \pi^\pm$, и их вклады наглядно видны в распределении, полученном на данных, при удалении ограничения на инвариантную массу двух каонов из распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$. Отсутствие пика $X(5568)$ подтверждается сравнением с распределением событий из контрольных диапазонов массы B_s^0 и аппроксимацией распределения массы $B_s^0 \pi^\pm$ с включённой компонентой $X(5568)$, а также проверками с изменениями кинематических критериев отбора, требований на качество реконструкции, измерениями аппроксимирующих функций и диапазона аппроксимации. В каждом случае полученное из аппроксимации количество сигнальных событий $X(5568)$ согласуется с нулём.

Верхний предел на долю B_s^0 мезонов, рождающихся из распада $X(5568) \rightarrow B_s^0 \pi^\pm$, вычислен с использованием формулы (1). Полученные в двух кинематических диапазонах верхние пределы составляют [48]:

$$\begin{aligned} \rho_X &< 1.1\% \text{ @ } 95\% \text{ CL для } p_T(B_s^0) > 10 \text{ ГэВ, и} \\ \rho_X &< 1.0\% \text{ @ } 95\% \text{ CL для } p_T(B_s^0) > 15 \text{ ГэВ.} \end{aligned}$$

Эти верхние пределы применимы и для случая поиска состояния X^\pm со спином 1, распадающегося по каналу $X^\pm \rightarrow B_s^{*0} \pi^\pm$, $B_s^{*0} \rightarrow B_s^0 \gamma$, где масса X^\pm на $m_{B_s^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B_s^0}^{\text{PDG}}$ выше измеренной коллаборацией D0 массы $X(5568)$.

Также получен верхний предел на ρ_X в зависимости от массы и ширины гипотетического экзотического состояния, распадающегося на $B_s^0 \pi^\pm$. Значимых превышений над фоном не обнаружено от порога до 5.9 ГэВ, таким образом, не подтверждая предсказания о существовании других экзотических состояний [36–46] в этом диапазоне.

Полученные верхние пределы находятся с противоречии со значениями, полученными коллаборацией D0: $\rho_X = 8.6 \pm 2.4\% (8.2 \pm 3.1\%)$ для $p_T(B_s^0) > 10(15) \text{ ГэВ}$ [32]. Также они в два раза более строгие, чем пределы, полученные

коллораацией LHCb [33]. После того, как статья с описанным в данной работе поиском была отправлена в журнал, коллораации CDF на Тэватрон и ATLAS на БАК также представили свои результаты поиска $X(5568)$ [73, 75]. В обеих работах сигнал $X(5568)$ не обнаружен, а установленные верхние пределы на ρ_X слабее, чем результат, представленный в данной диссертации. Описанные результаты различных коллорааций приведены в Таблице 4.

Таблица 4: Результаты поиска $X(5568)$ различными коллораациями: измеренные значения и верхние пределы на ρ_X , в %, в двух кинематических диапазонах. Верхние пределы даны на уровне достоверности 95%.

	D0 [32]	LHCb [33]	CMS [48]	CDF [73]	ATLAS [75]
$p_T(B_s^0) > 10 \text{ ГэВ}$	8.6 ± 2.4	< 2.4	$< \mathbf{1.1}$	< 6.7	< 1.5
$p_T(B_s^0) > 15 \text{ ГэВ}$	8.2 ± 3.1	< 2.0	$< \mathbf{1.0}$	—	< 1.6

4 Исследование P -волновых состояний B_s^0 мезона в распадах на B мезон и каон

4.1 P -волновые состояния B_s^0 мезона

P -волновые состояния B_s^0 мезона – это связанные состояния прелестного (b) и странного (s) кварков с орбитальным моментом $L = 1$. К описанию этой системы может быть применена эффективная теория тяжёлых кварков (HQET, Heavy Quark Effective Theory) [82–85], так как b кварк значительно тяжелее s кварка. В рамках этой теории система из тяжёлого и лёгкого кварка описывается похожим образом на атом водорода в квантовой механике, состоящий из протона и электрона, который намного легче протона. Согласно HQET, состояние системы из тяжёлого и лёгкого кварка может быть описано орбитальным моментом L и спином лёгкого кварка, в сумме составляющим полный угловой момент лёгкой подсистемы $j = L \pm \frac{1}{2}$. В случае $L = 1$ получаются состояния с $j = \frac{1}{2}$ или $j = \frac{3}{2}$. Дополнительное расщепление, соответствующее сверхтонкому расщеплению в атоме водорода, связано со спином тяжёлого (b) кварка, влияющего на полный угловой момент $J = j \pm \frac{1}{2}$, приводя в итоге к существованию двух дублетов: один с $j = \frac{1}{2}$, а второй с $j = \frac{3}{2}$. Члены каждого из двух дублетов имеют разный J . Эти состояния B_s^0 мезона обычно обозначаются как B_{s0}^* ($j = \frac{1}{2}$, $J^P = 0^+$), B_{s1}^* ($j = \frac{1}{2}$, $J^P = 1^+$), B_{s1} ($j = \frac{3}{2}$, $J^P = 1^+$), и B_{s2}^* ($j = \frac{3}{2}$, $J^P = 2^+$). Первые два из этих состояний на данный момент не обнаружены, в то время, как последние два открыты и обозначаются, как $B_{s1}(5830)^0$ и $B_{s2}^*(5840)^0$ мезоны, о чём будет рассказано в следующей подглаве.

Согласно HQET, в сильных распадах состояний из лёгкого и тяжёлого кварков сохраняется не только полный угловой момент и чётность J^P , но и угловой момент и чётность лёгкой подсистемы j^P . Рассмотрим, для примера, возможность распада состояния B_{s1} с $J^P = 1^+$ и $j^P = \frac{3}{2}^-$ на B^+K^- : это соответствует переходу $1^+ \rightarrow 0^-0^-$, и, для сохранения углового момента, процесс должен идти в P -волне, а в этом случае нарушается P -чётность. Таким образом, распад $B_{s1} \rightarrow B^+K^-$ запрещён. В случае распада $B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-$, соответствующего переходу $1^+ \rightarrow 1^-0^-$ по J^P и переходу $\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-0^-$ в j^P , в S -волне распад запрещён требованием сохранения j , в P -волне не сохраняется чётность, а в D -волне все квантовые числа сохраняются. Таким образом, согласно HQET, состояние

B_{s1} распадается на $B^{*+}K^-$ в D -волновом переходе, и не распадается на B^+K^- . Аналогичные рассуждения можно проделать, показав, что распад $B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0$ возможен и должен проходить в D -волне, а распад $B_{s1} \rightarrow B^0K_S^0$ запрещён. Распады $B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-$ и $B_{s2}^* \rightarrow B^{*+}K^-$ отвечают переходам $J^P = 2^+ \rightarrow 0^-0^-$, $j^p = \frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+0^-$ и $J^P = 2^+ \rightarrow 1^-0^-$, $j^p = \frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+0^-$, соответственно, и оба разрешены в D -волне, согласно HQET. То же самое применимо для аналогичных распадов $B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0$ и $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0}K_S^0$. Следуя этой логике, можно показать, что состояния B_{s0}^* и B_{s1}^* должны распадаться на, соответственно, B^+K^- и $B^{*+}K^-$, причём, только в S -волне, если их масса превышает соответствующий порог. Однако, предсказываемые теоретическими моделями массы этих состояний обычно ниже порога, поэтому эти состояния должны распадаться на $B_S^0\pi^0$ или $B_S^{*0}\pi^0$. Эти рассуждения и теоретические предсказания масс и естественных ширин послужили основой для идентификации обнаруженных пиков в распределении инвариантной массы B^+K^- , полученной в работах коллабораций LHCb, CDF и D0, описанных в Главе 4.2.

Теоретические предсказания свойств P -волновых B_S^0 мезонов приведены в работах [86–108]. Предсказания из этих работ сведены в Таблицах 5, 6, 7. Стоит отметить, что в большинстве описанных теоретических работ не указаны погрешности предсказываемых значений.

Таблица 5: Теоретические предсказания естественных ширин $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов.

Год, модель, работа	$\Gamma(B_{s2}^*)$ МэВ	$\Gamma(B_{s1})$, МэВ
1991, Кварковая модель, [86]	1.9–3.3	—
1993, Симметрия тяжёлых кварков, [87]	3–7	—
1996, Симметрия тяжёлых кварков, [88]	7 ± 3	2.8 ± 1.2
2007, HQET, [95]	11.3 ± 2.6	3.5 ± 1.0
2008, Киральная кварковая модель, [97]	2	0.4–1
2012, Симметрия тяжёлых кварков, [99]	0.9 ± 0.1	0.016 ± 0.002
2012, Метод Бете-Сальпетера, [100]	1.70 ± 0.47	0.041 ± 0.011
2014, Релят. кварковая модель, [102]	—	0.26
2014, HQET, [103]	—	0.02
2016, Релят. кварковая модель, [104]	0.78	—
2016, Нерелят. кварковая модель, [106]	1.99	—

Таблица 6: Теоретические предсказания масс $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов.

Год, модель, работа	$M(B_{s2}^*)$, МэВ	$M(B_{s1})$, МэВ
1991, Кварковая модель, [86]	5860	5860
1993, Симметрия тяжёлых кварков, [87]	5846	5834
1996, Симметрия тяжёлых кварков, [88]	5899 ± 40	5886 ± 40
1999, Модель “адронного мешка”, [89]	5732	5718
2000, Ур. Бланкенбеклера-Шугара, [90]	5805	5815
2000, Решёточная NRQCD, [91]	—	5878 ± 43
2000, Решёточная NRQCD, [92]	5845 ± 24	5816 ± 24
2001, Релят. кварковая модель, [93]	5805	5820
2004, Решёточная QCD, [94]	5892 ± 52	5904 ± 52
2007, HQET, [95]	5893 ± 3	5877 ± 3
2007, Релят. кварковая модель, [96]	5847	5831
2009, Релят. кварковая модель, [98]	5842	5831
2012, Феномен. потенциал $q\bar{q}$, [101]	5859–5927	5835–5845
2014, Релят. кварковая модель, [102]	5875	5859
2016, Релят. кварковая модель, [104]	5836–5876	5830–5861
2016, Релят. кварковая модель, [105]	5848.58	5818.65
2016, Нерелят. кварковая модель, [106]	5851	5801
2017, Релят. кварковая модель, [107]	5838	5819
2017, Потенциал Корнелла, [108]	5840	5828

Таблица 7: Теоретические предсказания отношений вероятностей распадов:

$$R_2^{0\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}, R_1^{0\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)}, R_{2*}^{\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}, R_{2*}^0 = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}.$$

Год, модель, работа	$R_2^{0\pm}$	$R_1^{0\pm}$	R_{2*}^{\pm}	R_{2*}^0
1991, Кварковая модель, [86]	—	—	0.024–0.027	0.024–0.027
2007, HQET, [95]	0.46	0.43	0.41	0.38
2008, Киральная кварковая модель, [97]	—	—	0.06	—
2012, Симметрия тяжёлых кварков, [99]	—	—	0.07 ± 0.01	—
2012, Метод Бете-Сальпетера, [100]	0.42	0.23	0.11	0.079
2014, Релят. кварковая модель, [102]	—	—	—	—
2014, HQET, [103]	0.43	0.31	0.077	0.055
2016, Релят. кварковая модель, [104]	—	—	0.011	—
2016, Нерелят. кварковая модель, [106]	0.43	—	0.086	0.058

4.2 История исследований $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов

Для упрощения, здесь и в дальнейшем будут использоваться укороченные обозначения частиц: $K^{*0} \equiv K^*(892)^0$, $B_1 \equiv B_1(5721)^0$, $B_2^* \equiv B_2^*(5747)^0$, $B_{s1} \equiv B_{s1}(5830)^0$, $B_{s2}^* \equiv B_{s2}^*(5840)^0$, и $B_{s1,2}^{(*)}$ обозначает либо B_{s1} , либо B_{s2}^* .

Орбитально-возбуждённые состояния B_s^0 мезона были впервые обнаружены коллаборациями CDF и D0 в распадах на $B^{(*)+}K^-$ [109, 110]. Позднее коллаборация LHCb представила более точное исследование этих состояний, включавшее обнаружение распада $B_{s2}^* \rightarrow B^{*+}K^-$ [111], что позволило с достаточной достоверностью идентифицировать обнаруженные пики в распределении инвариантной массы B^+K^- и установить квантовые числа $J^P = 2^+$ для состояния $B_{s2}^*(5840)^0$. Далее коллаборация CDF опубликовала работу с изучением свойств возбуждённых B мезонов [112], включавшую измерение свойств $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов, также с использованием их распадов на $B_{s1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+}K^-$. В Таблице 8 приведены основные результаты этих работ, показывающие статус экспериментального изучения $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов.

Таблица 8: Экспериментальные результаты по $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонам: количество обнаруженных сигнальных событий (N), измеренные массы (M), разности масс (ΔM) и естественные ширины (Γ). Разности масс обозначены как $\Delta M_{B_{s1}}^{\pm} \equiv M(B_{s1}) - m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$ и $\Delta M_{B_{s2}}^{\pm} \equiv M(B_{s2}^*) - m_{B^+}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$, где m_A^{PDG} – табличное значение массы частицы A на момент каждой публикации.

	CDF 2008 [109]	D0 2008 [110]	LHCb 2013 [111]	CDF 2014 [112]
$N(B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-)$	95 ± 23	125 ± 25	3140 ± 100	1110 ± 60
$N(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+}K^-)$	–	–	307 ± 46	~ 100
$N(B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-)$	36 ± 9	25 ± 10	750 ± 36	280 ± 40
$M(B_{s2}^*), \text{ МэВ}$	5839.6 ± 0.7	5839.6 ± 1.3	5839.99 ± 0.21	5839.7 ± 0.2
$M(B_{s1}), \text{ МэВ}$	5829.4 ± 0.7	–	5828.40 ± 0.41	5828.3 ± 0.5
$\Delta M_{B_{s2}}^{\pm}, \text{ МэВ}$	66.96 ± 0.41	66.7 ± 1.1	67.06 ± 0.12	66.73 ± 0.19
$\Delta M_{B_{s1}}^{\pm}, \text{ МэВ}$	10.73 ± 0.25	11.5 ± 1.4	10.46 ± 0.06	10.35 ± 0.19
$\Gamma(B_{s2}^*), \text{ МэВ}$	–	–	1.56 ± 0.49	1.4 ± 0.4
$\Gamma(B_{s1}), \text{ МэВ}$	–	–	–	0.5 ± 0.4

4.3 Содержание представляемого исследования $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов

В данной главе изложены результаты поиска распадов $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов на $B^{(*)0}K_S^0$ и измерение их относительных вероятностей между собой и по отношению к распадам на $B^{(*)+}K^-$. Также измерены разности масс в изучаемых распадах. Исследование проведено с использованием набора данных, набранного экспериментальной установкой CMS, описанного в подглаве 2.8. B^+ и B^0

мезоны восстанавливаются с использованием распадов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ и $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$, в обоих случаях J/ψ мезон восстанавливается по распаду на два мюона.

Измеряются следующие 4 отношения вероятностей распадов и 2 отношения сечений рождения, умноженных на вероятности распадов:

$$R_2^{0\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} = \frac{N(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}{N(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} \times \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)} \times \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) \mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-) \mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad (2)$$

$$R_1^{0\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)} = \frac{N(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{N(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)} \times \frac{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)}{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)} \times \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) \mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-) \mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad (3)$$

$$R_{2^*}^{\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} = \frac{N(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-)}{N(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} \times \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-)} \quad (4)$$

$$R_{2^*}^0 = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)} = \frac{N(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{N(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)} \times \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0)} \quad (5)$$

$$R_{\sigma}^{\pm} = \frac{\sigma(pp \rightarrow B_{s1} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)}{\sigma(pp \rightarrow B_{s2}^* \dots) \times \mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} = \frac{N(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)}{N(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} \times \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)} \quad (6)$$

$$R_{\sigma}^0 = \frac{\sigma(pp \rightarrow B_{s1} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\sigma(pp \rightarrow B_{s2}^* \dots) \times \mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)} = \frac{N(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{N(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)} \times \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)} \quad (7)$$

где $N(A \rightarrow BC)$ и $\epsilon(A \rightarrow BC)$ обозначают, соответственно, количество обнаруженных в данных сигнальных распадов $A \rightarrow BC$ и полную эффективность восстановления распада $A \rightarrow BC$. Здесь полагается, что вероятности распадов $B^{*+} \rightarrow B^+ \gamma$ и $B^{*0} \rightarrow B^0 \gamma$ составляют 100%.

В дополнение, измеряются следующие величины:

- разность масс $M(B_{s2}^*) - m_{B^+}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$;
- разность масс $M(B_{s1}) - m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$;
- масса B_{s2}^* мезона;

- масса B_{s1} мезона;
- естественная ширина B_{s2}^* мезона;
- разность масс $M(B_{s2}^*) - m_{B^0}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$;
- разность масс $M(B_{s1}) - m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$;
- разность масс $M(B^0) - M(B^+)$;
- разность масс $M(B^{*0}) - M(B^{*+})$.

4.4 Алгоритм реконструкции и отбора событий

Процедура реконструкции и отбора событий похожа на ту, что использовалась в предыдущих работах коллаборации CMS, в том числе, на использованную в работе по поиску состояния X(5568) [48], описанной в Главе 3. Для того, чтобы систематические погрешности эффективности сокращались в отношениях между нейтральным ($B^0 K_S^0$) и заряженным ($B^+ K^-$) каналами, критерии отбора кандидатов (как кинематические, так и на качество реконструкции) выбираются максимально близкими.

Используется набор данных, набранных триггером высокого уровня, требующим наличия в событии димюонной вершины, значимо удалённой от области pp столкновений. В анализе записанных данных первым шагом отбираются два мюона противоположного заряда, совместимые с теми, что вызвали срабатывание триггера. Димюонный кандидат образуется фитированием двух мюонов в общую вершину, и накладываются ограничения: $p_T(\mu^\pm) > 3.5$ ГэВ, $|\eta(\mu^\pm)| < 2.2$, $p_T(\mu^+ \mu^-) > 6.9$ ГэВ, χ^2 -вероятность фита димюонной вершины $P_{\text{fit}}(\mu^+ \mu^-) > 10\%$, значимость удалённости вершины от области пересечения пучков в поперечной плоскости $L_{xy}(\mu^+ \mu^-) > 3\sigma_{L_{xy}(\mu^+ \mu^-)}$, косинус угла между импульсом димюонного кандидата в поперечной плоскости и вектором из области пересечения пучков в вершину димюонного кандидата в поперечной плоскости $\cos(\vec{L}_{xy}(\mu^+ \mu^-), \vec{p}_T(\mu^+ \mu^-)) > 0.9$. Эти условия повторяют требования, накладываемые триггером высокого уровня. На инвариантную массу накладывается ограничение $3.04 < M(\mu^+ \mu^-) < 3.15$ ГэВ для отбора J/ψ .

Кандидаты $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ образуются из отобранных J/ψ кандидатов и треков с $p_T > 1$ ГэВ, которым приписывается массовая гипотеза каона. Мюоны

и треки должны удовлетворять стандартным ограничениям на качество идентификации мюонов (soft-muon [63]) и высокую чистоту треков (high-purity [62]). Каонные кандидаты, чьи треки совместимы со следами в мюонных камерах, отбрасываются. Вершина V^+ мезона реконструируется как результат фита трёх отобранных треков в общую вершину с требованием, чтобы димюонная масса совпадала с известной массой J/ψ мезона [77]. Из всех первичных вершин в столкновении протонных пучков, выбирается та, “из которой смотрит” импульс восстановленного кандидата V^+ . А именно, для каждой первичной вершины вычисляется угол между вектором из неё в вершину V^+ -кандидата и импульсом V^+ кандидата, и выбирается вершина, для которой этот угол минимален. В этой процедуре, при переборе первичных вершин, проверяется, что треки, с помощью которых было вычислено положение первичной вершины, не совпадают с отобранными тремя треками, а если совпадают, то они исключаются и процедура вычисления положения первичной вершины выполняется заново без этих треков. На полученные V^+ -кандидаты накладываются требования $p_T(V^+) > 10$ ГэВ, $P_{vix}(V^+) > 1\%$, $L_{xy}(V^+) > 5\sigma_{L_{xy}(V^+)}$ и $\cos(\vec{L}_{xy}(V^+), \vec{p}_T(V^+)) > 0.99$. На полученную фитом вершины массу $M(V^+)$ накладывается ограничение $5.1 < M(V^+) < 5.6$ ГэВ для изучения распределения этой массы и более строгое ограничение $5.23 < M(V^+) < 5.33$ ГэВ для изучения возбуждённых состояний V мезонов (этот диапазон соответствует примерно двум эффективным массовым разрешениям, как вычислено в Главе. 4.6).

Отобранные V^+ -кандидаты комбинируются с треком, исходящим из той же первичной вершины. Треку приписывается масса каона, он должен иметь заряд, противоположный заряду V^+ -кандидата, иметь поперечный импульс $p_T(K^-) > 1$ ГэВ и удовлетворять стандартным требованиям на качество трека [62]. Таким образом получают кандидаты V^+K^- .

Алгоритм реконструкции в нейтральном канале ($V^0K_s^0$ -кандидатов) похож на только что описанный алгоритм отбора в заряженном канале. Димюонные кандидаты образуются и отбираются таким же образом и комбинируются с двумя треками противоположного заряда с $p_T > 1$ ГэВ, образуя $V^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ кандидаты. На них накладываются ограничения $p_T(V^0) > 10$ ГэВ, $L_{xy}(V^0) > 5\sigma_{L_{xy}(V^0)}$, $P_{vix}(\mu^+ \mu^- K^+ \pi^-) > 1\%$ и $\cos(\vec{L}_{xy}(V^0), \vec{p}_T(V^0)) > 0.99$. Требуется, чтобы инвариантная масса $M(J/\psi K^+ \pi^-)$, полученная из фита вершины, лежала в диапазоне $[5.1, 5.45]$ ГэВ. Для исключения вклада от распада $V_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, тре-

буется, чтобы инвариантная масса двух треков, если обоим приписать массу каона, превосходила $M(K^+K^-) > 1.035$ ГэВ. Для того, чтобы определить, какому из двух треков приписать массу каона, а какому – пиона, требуется, чтобы их масса лежала в диапазоне ± 90 МэВ от известной массы K^{*0} мезона, для какой-либо из гипотез $K^+\pi^-$ или $K^-\pi^+$. Если обе гипотезы удовлетворяют этому требованию, из них выбирается та, в которой масса ближе к массе K^{*0} . Таким же образом эта неопределённость решалась в предыдущих анализах коллаборации CMS [113, 114]. Для анализа распределения инвариантной массы $B^0K_S^0$, на массу B^0 накладывается более строгое ограничение $5.245 < M(B^0) < 5.313$ ГэВ, соответствующее примерно двум эффективным разрешениям (см. Главу 4.6).

Отобранные кандидаты B^0 комбинируются с кандидатами K_S^0 , полученными из специальной коллекции двухтрековых вершин CMS, значительно удалённых от области взаимодействия, согласующихся с распадом $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, как описано в работе [115]. В эту коллекцию попадают дипионные комбинации, в которых оба пионных трека имеют качество фита трека $\chi_{tr}^2/n_{dof} < 5$, а количество взаимодействий с детектором не менее 6. Минимальное расстояние между траекториями этих треков должно быть менее 1 см, а инвариантная масса, вычисленная из суммы импульсов треков в точках, где их траектории наиболее близки, должна быть менее 0.6 ГэВ. Затем эти два трека фитируются в общую вершину, и её χ^2 , делённый на количество степеней свободы, должен быть меньше 7. Так как K_S^0 мезон имеет большое время жизни, то, для подавления фона от треков, образованных в первичных вершинах pp-взаимодействий, требуется, чтобы полученная дипионная вершина имела значимость удалённости от оси пучков более 15 в поперечной плоскости (значимости удалённости означает расстояние от вершины до оси пучка, делённое на ошибку этого расстояния). Для подавления фона от взаимодействий на материале детектора, требуется, чтобы в пределах четырёх стандартных отклонений от восстановленного положения вершины K_S^0 не было следов взаимодействия пионов с детектором.

Затем накладывается ограничение на инвариантную массу двух пионов: она должна быть в пределах ± 20 МэВ от известной массы K_S^0 [77] (что соответствует примерно ± 4 эффективным разрешениям). Производится вторичный фит двух треков в общую вершину, с дополнительным требованием, чтобы инвариантная масса образованной частицы точно совпадала с массой K_S^0 . Вероятность этого фита должна превосходить 1%. Образованные кандидаты K_S^0 должны удовле-

творять требованию $p_T > 1$ ГэВ (что примерно соответствует минимальному поперечному импульсу K_S^0 , при котором он будет реконструирован) и иметь импульс, параллельный направлению из первичной вершины в вершину распада K_S^0 в поперечной плоскости ($\cos(\theta_{K_S^0}^{PV}) > 0.999$).

Множественные кандидаты, восстановленные в одном событии, не удаляются.

4.5 Наборы данных математического моделирования

В работе используются наборы данных математического моделирования, полученные методом Монте-Карло (МК). Они получены согласно процедуре, описанной в Главе 2.8. Список наборов МК представлен в Таблице 9. Распад $V_{s2}^* \rightarrow V^{*0}K_S^0$ является распадом тензорной частицы на вектор и скаляр, и этот распад обсуждается с точки зрения HQET в подглаве 4.1, где показано, что он должен проходить в D -волне. Поэтому в конфигурации EVTGEN выставлены соответствующие настройки. Аналогично настроено и моделирование всех других распадов. Данные моделирования распадов $V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$, $V_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$ и $V_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$ необходимы для учёта вкладов этих распадов в полученное на данных распределение инвариантной массы V^+K^- .

В Таблице 10 представлено сравнение свойств используемых частиц в таблицах свойств частиц (PDG) [77] (они используются при реконструкции) и в конфигурации моделирования. Как видно из таблицы, в конфигурации МК, использованной для генерирования наборов моделирования в коллаборации CMS, использовались немного устаревшие значения некоторых параметров.

Для того, чтобы не проводить моделирование взаимодействия с детектором тех событий, в которых V мезон заведомо не будет восстановлен, и, таким образом, значительно ускорить генерацию событий, были применены ограничения на генераторном уровне (генераторные фильтры):

- $p_T(\mu^\pm) > 2.5$ ГэВ, $|\eta(\mu^\pm)| < 3.0$,
- $p_T(J/\psi) > 5.0$ ГэВ,
- $p_T(V^+) > 5.0$ ГэВ, $p_T(V^{*+}) > 5.0$ ГэВ,
- $p_T(V^0) > 5.0$ ГэВ, $p_T(V^{*0}) > 5.0$ ГэВ,

Таблица 9: Наборы данных математического моделирования методом Монте-Карло: генерируемые распады и количества событий (N).

n	Распад	Промежуточные распады	N, 10 ⁶
1	$B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	3.354
2	$B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-$	$B^{*+} \rightarrow B^+ \gamma, B^+ \rightarrow J/\psi K^+, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1.914
3	$B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-$	$B^{*+} \rightarrow B^+ \gamma, B^+ \rightarrow J/\psi K^+, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1.826
4	$B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$	$B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	15.447
5	$B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0$	$B^{*0} \rightarrow B^0 \gamma, B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	12.767
6	$B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$	$B^{*0} \rightarrow B^0 \gamma, B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	16.108
7	$B_2^* \rightarrow B^+ \pi^-$	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1.814
8	$B_2^* \rightarrow B^{*+} \pi^-$	$B^{*+} \rightarrow B^+ \gamma, B^+ \rightarrow J/\psi K^+, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	2.144
9	$B_1 \rightarrow B^{*+} \pi^-$	$B^{*+} \rightarrow B^+ \gamma, B^+ \rightarrow J/\psi K^+, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	2.002

- $p_T(K^-) > 0.3 \text{ ГэВ}$ (из $B_{s1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+} K^-$),
- $p_T(K^+) > 0.3 \text{ ГэВ}$ (из $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$),
- $p_T(\pi^-) > 0.1 \text{ ГэВ}$ (из $B_{1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+} \pi^-$),
- $p_T(K_S^0) > 0.3 \text{ ГэВ}$,
- $p_T(K^+) > 0.3 \text{ ГэВ}, p_T(\pi^-) > 0.3 \text{ ГэВ}$ (из $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$).

Эффективность этих фильтров вычисляется отдельно для каждого канала распада и учитывается при вычислении полных эффективностей.

Так как в моделировании генерируется целиком столкновения протонов, а также учитываются дополнительные столкновения протонов в одном пересечении сгустков, в событиях моделирования присутствуют следы множества других процессов, кроме сигнального распада. Поэтому реконструированные кандидаты могут быть образованы из фоновых треков, не соответствующих сгенерированным распадам. Для подавления этого фона в МК дополнительно требуется, чтобы восстановленные кандидаты соответствовали сгенерированным частицам. Это достигается накладыванием ограничений на угловое расстояние $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ между реконструированными и сгенерированными частицами: $\Delta R < 0.015$ для π^\pm и K^\pm ; $\Delta R < 0.004$ для мюонов и $\Delta R < 0.02$ для K_S^0 . Было проверено, что эффективность этих требований превосходит 99.5%, а так-

Таблица 10: Массы и естественные ширины частиц в таблицах свойств частиц PDG [77] и конфигурации моделирования. Значения приведены в МэВ.

Параметр	PDG	Конфигурация МК
$M(K^\pm)$	493.677 ± 0.016	493.677
$M(K_S^0)$	497.611 ± 0.013	497.672
$M(K^{*0})$	895.81 ± 0.19	896.10
$M(J/\psi)$	3096.900 ± 0.006	3096.870
$M(B^+)$	5279.31 ± 0.15	5279.00
$M(B^0)$	5279.62 ± 0.15	5279.40
$M(B_1(5721)^0)$	5726.0 ± 1.3	5724.9
$M(B_2^*(5747)^0)$	5739.5 ± 0.7	5739.0
$\Gamma(B_1(5721)^0)$	27.5 ± 3.4	23.0
$\Gamma(B_2^*(5747)^0)$	24.2 ± 1.7	22.0
$M(B_{s1}(5830)^0)$	5828.63 ± 0.27	5828.78
$M(B_{s2}^*(5840)^0)$	5839.84 ± 0.18	5839.83
$\Gamma(B_{s1}(5830)^0)$	—	0
$\Gamma(B_{s2}^*(5840)^0)$	1.47 ± 0.33	0
$M(B^{*+}) - M(B^+)$	45.34 ± 0.23	46.00
$M(B^{*0}) - M(B^0)$	45.18 ± 0.23	45.60

же, что их применение не приводит к искусственному улучшению разрешения по инвариантной массе.

4.6 Распределения инвариантных масс B^+ и B^0 мезонов.

Распределение по инвариантной массе отобранных кандидатов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ представлено на Рис. 17 (а). Распределение аппроксимируется методом максимального правдоподобия, не зависящего от разбиения на интервалы, с использованием программного обеспечения RooFit [78]. Для моделирования сигнала используется тройная функция Гаусса с общим средним, для моделирования фона – экспоненциальная функция. Небольшой вклад Кабиббо-подавленного распада $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ учитывается включением в аппроксимацию фиксированной формы, полученной из моделирования. Эффективное разрешение по массе B^+ , полученное из аппроксимации, составляет 24.2 МэВ. Распределение инвариантной массы B^+ , полученное в моделировании, представлено на Рис. 17 (b). Полученное в моделировании эффективное разрешение составляет 23.7 МэВ, что находится в согласии с разрешением, полученным на данных. Полученные

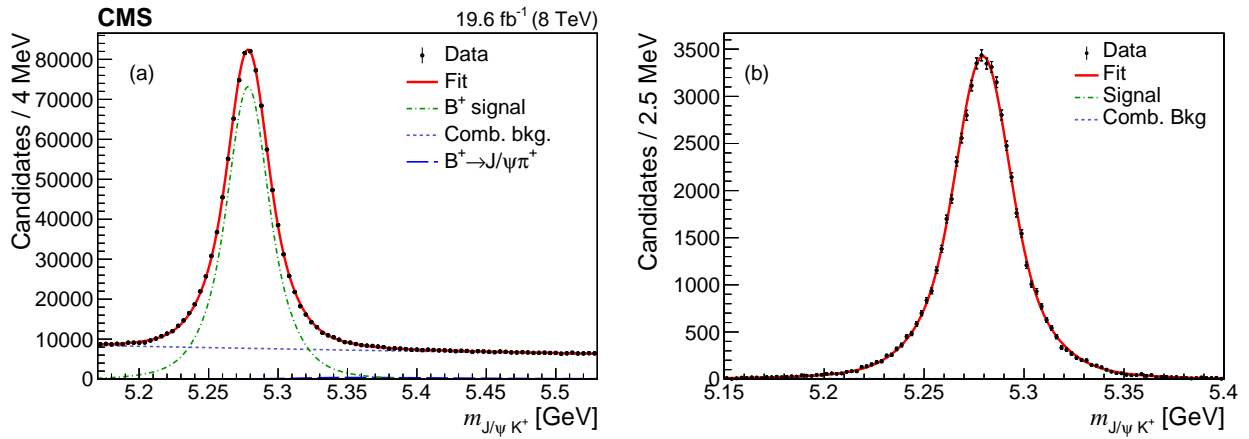


Рис. 17: Распределение по массе отобранных $J/\psi K^+$ кандидатов: (a) в данных [49], (b) в моделировании. Чёрные точки показывают количество событий в интервалах по массе, сплошная красная кривая – полная кривая аппроксимации, зелёные штрих-пунктирные кривые иллюстрируют сигнальную компоненту, фиолетовая штрих-пунктирная линия показывает комбинаторный фон. В (a) синей длинно-пунктирной линией показан небольшой вклад от распада $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$.

Таблица 11: Результаты аппроксимации распределения инвариантной массы $J/\psi K^+$ в данных и моделировании. В последнем столбце приведены “эффективные разрешения” $\sigma_{eff} = [f_1 \sigma_1^2 + f_2 \sigma_2^2 + (1 - f_1 - f_2) \sigma_3^2]^{1/2}$.

	$N(B^+), 10^3$	масса, МэВ	$\sigma_1, \text{МэВ}$	$\sigma_2, \text{МэВ}$	$\sigma_3, \text{МэВ}$	f_1	f_2	$\sigma_{eff}, \text{МэВ}$
МК	58.9 ± 0.3	5279.36 ± 0.08	11.9 ± 0.4	23.2 ± 1.1	45.8 ± 3.5	0.43 ± 0.04	0.44 ± 0.03	24.2
Данные	849.2 ± 3.3	5278.40 ± 0.03	11.3 ± 0.2	21.4 ± 0.7	41.4 ± 2.5	0.30 ± 0.02	0.51 ± 0.01	23.7

параметры сигнальной компоненты из аппроксимаций приведены в Таблице 11.

В случае распада $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$, необходимо учесть вероятность того, что каон и пион будут перепутаны при реконструкции, так как в установке CMS нет возможности разделять типы заряженных адронов. С использованием данных моделирования и информации об импульсах частиц на уровне генератора, получены распределения по инвариантной массе корректно восстановленных $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ -кандидатов (Рис. 18 (a)) и кандидатов с перепутанным каоном и пионом ($K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$, Рис. 18 (b)). Во втором случае, после описанного ранее алгоритма реконструкции и отбора, требуется, чтобы восстановленный кандидат K^+ соответствовал пиону на генераторном уровне, а восстановленный кандидат π^- соответствовал сгенерированному каону; полученное распределение также имеет пик, но более широкий. Распределение корректно восстановленных кандидатов аппроксимируется тройной функцией Гаусса с общим средним, а рас-

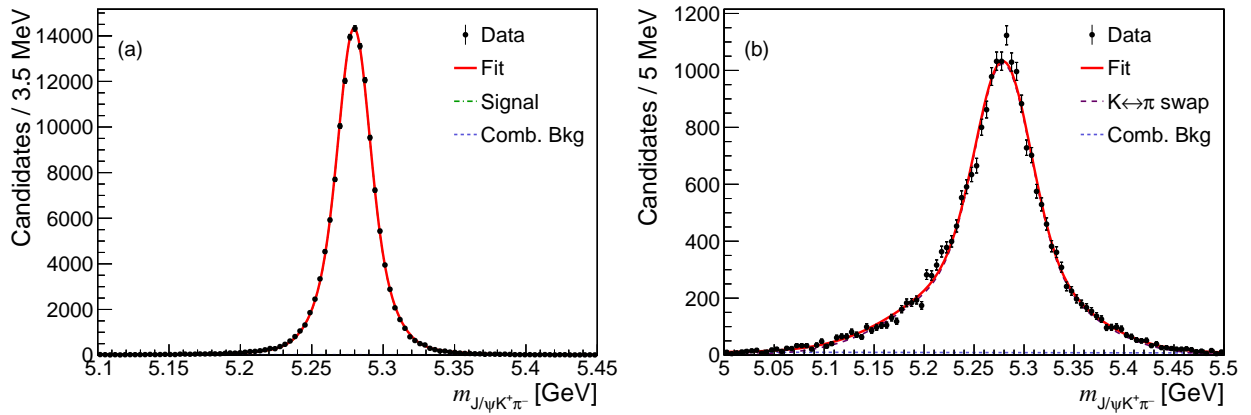


Рис. 18: Распределение по массе m_{B^0} событий моделирования, прошедших критерии отбора. (a) корректно восстановленные $J/\psi K^+ \pi^-$ -кандидаты; (b) кандидаты с перепутанным каоном и пионом $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$. Чёрные точки показывают полученные распределения, сплошные красные кривые – суммарные аппроксимирующие кривые, зелёная штрих-пунктирная кривая иллюстрируют сигнальную компоненту, фиолетовая пунктирная линия показывает вклад от $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компоненты, а синяя пунктирная линия иллюстрирует фон.

пределение с перепутанными каоном и пионом – двойной функцией Гаусса, где вторая функция Гаусса асимметричная (т.е. имеет разный параметр σ слева и справа от среднего). Результаты аппроксимаций представлены в третьем и четвертом столбцах Таблицы 12.

С использованием форм этих распределений, проводится аппроксимация распределения массы отобранных на данных $J/\psi K^+ \pi^-$ кандидатов. В аппроксимации количества событий обеих компонент свободны, а формы фиксированы к найденным в моделировании. В дополнение, учитывается вклад частично восстановленных распадов $B \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- X$ с помощью включения в аппроксимирующую функцию ещё одной функции Гаусса со свободными параметрами (начальные значения параметров которого подобраны так, чтобы этот вклад описывал небольшое превышение событий над фоном около левого края распределения). Результаты аппроксимации приведены в первом столбце Таблицы 12. Сигнальный диапазон массы B^0 , а именно, $[5.245..5.313]$ ГэВ, содержит 217477 ± 837 корректно восстановленных кандидатов и 41131 ± 742 кандидатов с перепутанным каоном и пионом. Таким образом, доля $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компоненты по отношению к сигнальной компоненте составляет $(18.9 \pm 0.3)\%$.

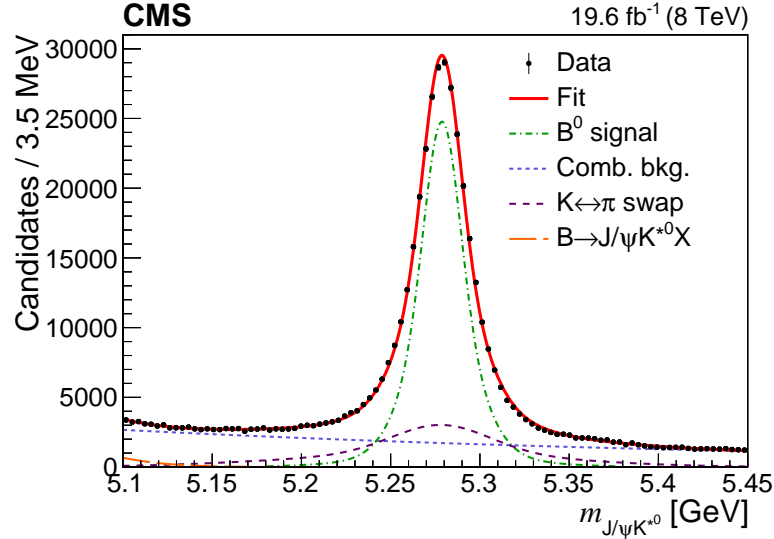


Рис. 19: Распределение по массе отобранных $J/\psi K^{*0}$ кандидатов, полученное на данных [49]. Чёрные точки показывают данные, сплошная красная кривая – полная аппроксимирующая кривая, зелёная штрих-пунктирная кривая иллюстрирует сигнальную компоненту B^0 , фиолетовая пунктирная линия показывает вклад $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компоненты, синяя пунктирная линия иллюстрирует фон, а оранжевая длинно-пунктирная линия показывает вклад от частично восстановленных распадов $B \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- X$.

Таблица 12: Результаты аппроксимации распределения инвариантной массы $J/\psi K^{*0}$ в данных и моделировании: параметры сигнальной компоненты и $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ - компоненты.

Переменная	Данные	МК	МК, $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$
Сигнальная компонента			
N	251915 ± 969	145534 ± 393	—
m , МэВ	5278.78 ± 0.04	5279.62 ± 0.04	—
σ_1 , МэВ	фиксирован	9.82 ± 0.22	—
σ_2 , МэВ	фиксирован	8.55 ± 0.47	—
σ_3 , МэВ	фиксирован	2.45 ± 1.37	—
f_1	фиксирован	0.41 ± 0.03	—
f_2	фиксирован	0.50 ± 0.02	—
$K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ - компонента			
N^r	90857 ± 1644	—	21712 ± 189
m^r , МэВ	фиксирован	—	5279.0 ± 0.6
σ_1^r , МэВ	фиксирован	—	27.2 ± 0.8
m_2^r , МэВ	фиксирован	—	5274.9 ± 3.3
σ_{2L}^r , МэВ	фиксирован	—	9.5 ± 2.6
σ_{2R}^r , МэВ	фиксирован	—	0.7 ± 2.8
f^r	фиксирован	—	0.44 ± 0.02

4.7 Изучение $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов в распадах на $B^{(*)}K^-$

В данной главе описывается исследование сигналов $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов, обнаруженных в распределении массы B^+K^- . Для улучшения разрешения по массе, используется переменная

$$m_{B^+K^-} = M(B^+K^-) - M(B^+) + m_{B^+}^{\text{PDG}},$$

где $M(B^+K^-)$ – восстановленная масса B^+K^- -кандидата, $M(B^+)$ – восстановленная масса B^+ -кандидата, а $m_{B^+}^{\text{PDG}}$ – известная масса B^+ мезона [77]. Такой метод для улучшения разрешения по массе широко используется во множестве других работ, в том числе, в исследовании по поиску $X(5568)$ [48], описанному в Главе 3.

В распределении инвариантной массы B^+K^- могут давать значимый вклад распады возбуждённых состояний B^0 мезонов $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$ и $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$, где π^- мезон ошибочно принят за K^- мезон. На Рис. 20 показано двухмерное распределение $m_{B^+K^-} : m_{B^+\pi^-}$, которое подтверждает это предположение: наряду с вертикальными полосами, которые соответствуют пикам в распределении $m_{B^+K^-}$, видны горизонтальные полосы, отвечающие вышеупомянутым распадам возбуждённых B^0 мезонов. Видно, что их вкладами нельзя пренебрегать при описании распределения $m_{B^+K^-}$ в области около 5.82 ГэВ и выше. Здесь и далее $m_{B^+\pi^-}$ вычисляется аналогично переменной $m_{B^+K^-}$, определение которой дано выше, но восстановленному треку K^- -кандидата приписывается масса пиона.

Для учёта вкладов распадов $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$ и $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ разработана следующая процедура:

- С использованием МК вычисляются разрешения по массе $m_{B^+\pi^-}$ сигналов $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$ и $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$.
- С их использованием аппроксимируется одномерное распределение массы $B^+\pi^-$, полученное на данных, и извлекаются количества событий каждого из трёх обозначенных распадов.
- С использованием моделирования получают формы вкладов от распадов $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$ и $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$, если их реконструировать как B^+K^- -кандидаты.

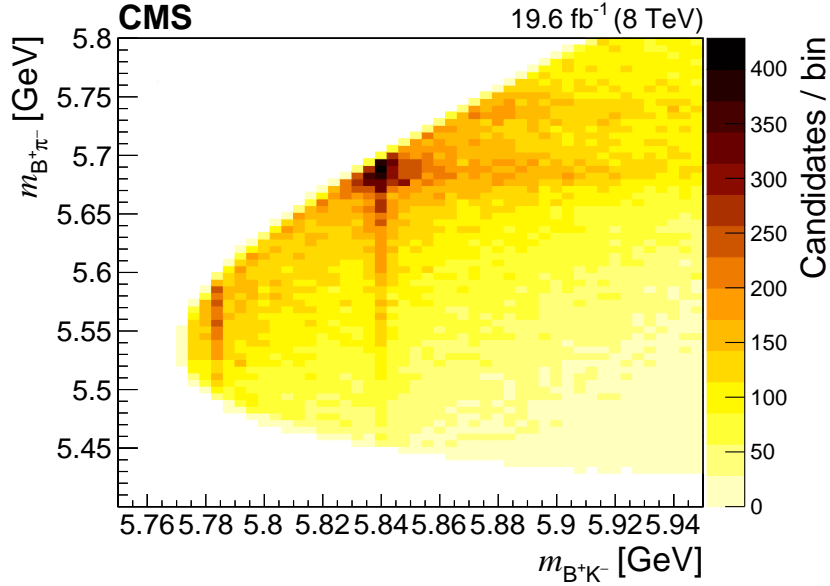


Рис. 20: Двухмерное распределение $m_{B^+K^-} : m_{B^+\pi^-}$ в данных [49].

- С использованием моделирования вычисляются разрешения по инвариантной массе сигналов $B_{s1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+}K^-$.
- Зная форму и количество событий каждого из трёх вкладов $B_{1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+}\pi^-$, проводится аппроксимация распределения $m_{B^+K^-}$ в данных, в которой эти вклады от распадов возбуждённых B^0 мезонов учтены отдельными компонентами.

В следующих подглавах эти шаги описаны в подробностях.

4.7.1 Сигналы распадов $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ и $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$ в моделировании.

Для получения разрешений по инвариантной массе $m_{B^+\pi^-}$, используются данные моделирования распадов $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ и $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$ с наложенным требованием соответствия реконструированных кандидатов сгенерированным распадам, как описано в разделе 4.5. Мезоны B_2^* и B_1 имеют естественную ширину 22 МэВ и 23 МэВ, что в несколько раз превышает разрешение, поэтому формами сигналов при аппроксимации восстановленных распределений на данных выступают релятивистские функции Брейта-Вигнера, свёрнутые с функциями разрешения детектора. Однако, при моделировании, для ускорения генерирования, используются нерелятивистские функции Брейта-Вигнера,

поэтому полученные в моделировании распределения $m_{B^+\pi^-}$ аппроксимируются свёртками нерелятивистских функций Брейта-Вигнера и функции разрешения. Из моделирования вычисляется только разрешение по инвариантной массе, которое не зависит от того, какую форму имеет резонанс. В качестве функции разрешения используются двойные функции Гаусса с общим средним. Для учёта остаточного фона в модель аппроксимации добавлен полином первой степени, его вклад получается значительно меньше вклада сигнальной компоненты. Результаты аппроксимации представлены на верхних трёх графиках Рис. 21 и в Таблице 13. Видно, что из-за большого числа свободных параметров и большой естественной ширины, получающиеся из аппроксимации естественные ширины не согласуются с теми, что заложены в моделирование при генерации событий. Также отношения между двумя функциями Гаусса значительно отличается от ожидаемого и ширина одного из них получается неожиданно высока. Это всё говорит о том, что при таком подходе, одномерной аппроксимации не удаётся разделить ширину пика на связанную с естественной шириной функцию Брейта-Вигнера и функцию разрешения детектора.

Для того, чтобы избежать этой проблемы, используется переменная $M - M^{gen}$: разности восстановленного значения $M \equiv m_{B^+\pi^-}$ и значения массы на генераторном уровне, как сделано в исследовании по поиску $X(5568)$ [48], описанном в Главе 3. При таком подходе для каждого события разброс получается только из-за эффектов восстановления в детекторе, а разброс массы из-за естественной ширины сокращается. Распределения по этой переменной представлены на нижних трёх графиках Рис. 21 вместе с результатами аппроксимации суммой двух функций Гаусса с общим средним (и полинома первой степени для фона). Полученные параметры приведены в нижней части Таблицы 13, откуда видно, что погрешности параметров функций разрешения значительно снизились. Из этих результатов также видно, что, если в цепочке распада есть переход $B^{*+} \rightarrow B^+\gamma$, то пик в распределении $M - M^{gen}$ сдвинут влево от нуля на разность масс $m_{B^{*+}}^{PDG} - m_{B^+}^{PDG}$ (соответственно, на столько же влево сдвинут пик в распределении массы $m_{B^+\pi^-}$ относительно номинальной массы $B_{1,2}^{(*)}$). Дополнительная проверка показывает, что при аппроксимации распределений $m_{B^+\pi^-}$ свёртками нерелятивистских функций Брейта-Вигнера и фиксированными к полученным таким образом функциям разрешения, получаются значения естественной ширины, согласующиеся со значениями, заложенными в моделировании.

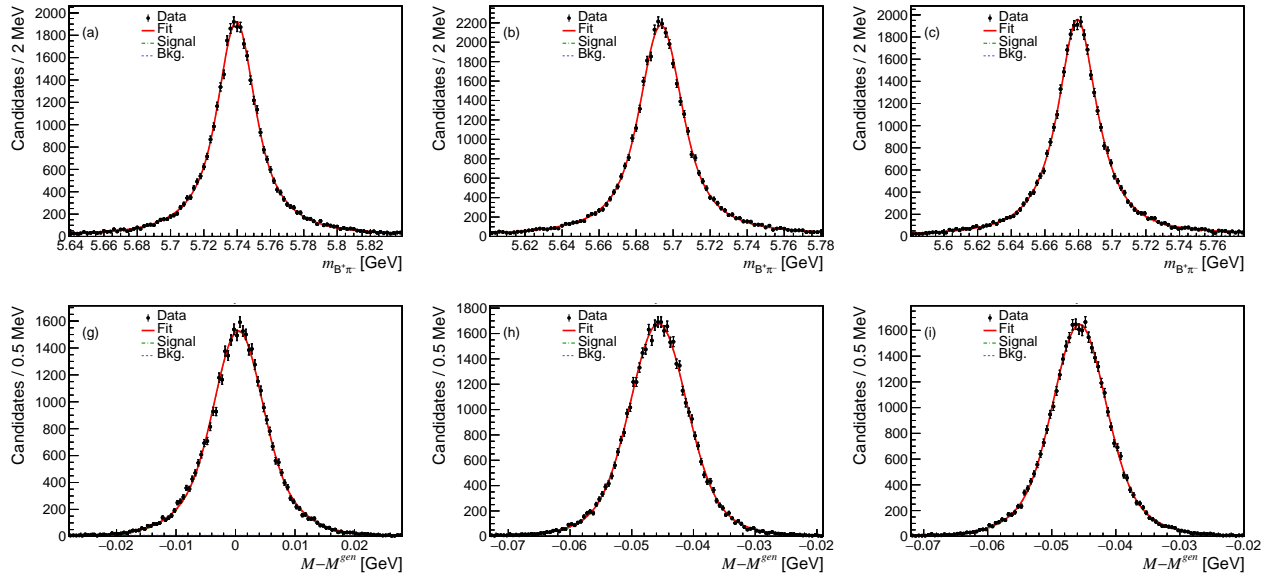


Рис. 21: Распределение инвариантной массы $V^+\pi^-$ из распада (левый столбец) $V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$; (средний столбец) $V_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$; (правый столбец) $V_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$. В нижнем ряду представлены распределения $M - M^{gen}$. Чёрные точки показывают данные моделирования, красные кривые – результаты аппроксимации.

Таблица 13: Результаты аппроксимации распределений инвариантной массы $V^+\pi^-$ в моделировании распадов $V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$, $V_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$ и $V_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$. Верхние три строчки отвечают аппроксимациям распределений $m_{B^+\pi^-}$ со всеми свободными параметрами, нижние три строчки – результаты аппроксимации распределений $M - M^{gen}$ двойной функцией Гаусса с общим средним. В последнем столбце приведены “эффективные разрешения” $\sigma_{eff} = [f\sigma_1^2 + (1-f)\sigma_2^2]^{1/2}$.

Распад	Среднее, МэВ	Γ , МэВ	σ_1 , МэВ	σ_2 , МэВ	f_1	σ_{eff} , МэВ
$V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$	5739.5 ± 0.1	19.9 ± 1.1	19.6 ± 3.5	5.36 ± 0.63	0.16 ± 0.04	9.25
$V_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$	5693.4 ± 0.1	21.9 ± 1.4	17.6 ± 9.4	5.52 ± 0.13	0.03 ± 0.04	6.23
$V_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$	5679.4 ± 0.1	21.0 ± 0.7	12.2 ± 2.2	3.63 ± 1.15	0.34 ± 0.12	7.70
$V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$	0.49 ± 0.03	–	7.50 ± 0.18	3.75 ± 0.09	0.46 ± 0.03	5.79
$V_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$	-45.66 ± 0.03	–	7.92 ± 0.33	4.31 ± 0.09	0.32 ± 0.03	5.72
$V_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$	-45.68 ± 0.03	–	7.39 ± 0.21	3.83 ± 0.08	0.38 ± 0.03	5.46

4.7.2 Аппроксимация распределения $m_{B^+\pi^-}$ на данных

Распределение по $m_{B^+\pi^-}$, полученное на данных, представлено на Рис. 22. Около 5.65—5.75 ГэВ видны явные пики, соответствующие распадам возбуждённых V^0 мезонов. Распределение аппроксимируется методом максимального правдоподобия. Три сигнальных компоненты от распадов $V_2^* \rightarrow V^+\pi^-$, $V_2^* \rightarrow$

$B^{*+}\pi^-$ и $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$ описываются D -волновыми релятивистскими функциями Брейта-Вигнера, свёрнутыми с функциями разрешения, полученными в предыдущей подглаве. Для моделирования фона используется функция, похожая на использованную в исследовании по поиску $X(5568)$: $(x - x_0)^\alpha \times Pol_k(x)$, где $x \equiv m_{B^+\pi^-}$, x_0 – значение порога, Pol_k – полином степени k , в номинальном случае используется $k = 3$. Изучение этих распадов в моделировании показывает, что пики от распадов $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ и $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$ (где фотон из распада $B^{*+} \rightarrow B^+\gamma$ потерян, и восстанавливается только масса $B^+\pi^-$) являются только сдвинутыми на разность масс $m_{B^{*+}}^{PDG} - m_{B^+}^{PDG} = 45.34 \pm 0.23$ МэВ [77] относительно исходных значений массы B_2^* и B_1 мезонов. Поэтому в аппроксимации разность положений пиков зафиксирована к известному значению $m_{B^{*+}}^{PDG} - m_{B^+}^{PDG}$. Дополнительно в аппроксимацию включены относительно малые вклады от распадов возбуждённых B_s^0 мезонов на B^+K^- (которые рассматриваются, как сигнальные, в основной части работы, но в подглаве про распределение инвариантной массы $B^+\pi^-$ они являются “фоновой” компонентой). Эти вклады включаются с фиксированными из МК формами и свободными нормировками. В номинальном случае, массы возбуждённых B^0 мезонов фиксированы к известным значениям [77]. Диапазон аппроксимации не расширяется до значений более 5865 МэВ для того, чтобы избежать необходимости моделировать вклад $B(5970)$ мезона, открытого коллаборацией CDF [112], с измеренной массой 5978 МэВ и естественной шириной 65 МэВ. Полученные числа сигнальных событий представлены в Таблице 14.

Для вычисления систематических погрешностей, связанных с выбором модели и диапазона аппроксимации, рассматриваются другие варианты моделирования. Модификации процедуры аппроксимации включают варианты, когда:

1. Массы $B_{1,2}^{(*)}$ не фиксированы;
2. Левая граница диапазона равна 5.62 ГэВ;
3. Левая граница диапазона равна 5.62 ГэВ и массы $B_{1,2}^{(*)}$ не фиксированы;
4. Левая граница диапазона равна 5.62 ГэВ и ширины $B_{1,2}^{(*)}$ не фиксированы;
5. Степень полинома $k = 4$;
6. Левая граница диапазона равна 5.62 ГэВ и $k = 2$;

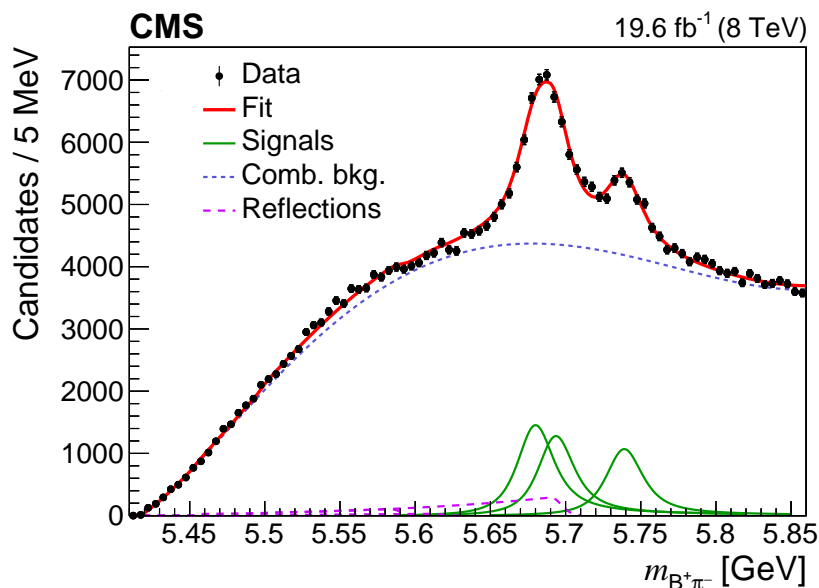


Рис. 22: Распределение по массе отобранных $B^+\pi^-$ кандидатов (чёрные точки) с наложенным результатом аппроксимации (красная кривая) [49]. Зелёные линии показывают вклады от распадов $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ и $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$, синяя пунктирная линия показывает комбинаторный фон. Розовые длинно-пунктирные линии иллюстрируют небольшие вклады от распадов $B_{s1,2}^{(*)}$ на $B^{(*)+}K^-$.

7. Левая граница диапазона равна 5.62 ГэВ, $k = 2$ и массы $B_{1,2}^{(*)}$ не фиксированы;
8. Левая граница диапазона равна 5.62 ГэВ, $k = 2$ и ширины $B_{1,2}^{(*)}$ не фиксированы.

Для случаев суженного диапазона аппроксимации, вклады от распадов возбуждённых B_s^0 мезонов не включены в аппроксимацию, так как их вклад в этом диапазоне пренебрежимо мал (это заключение получено в моделировании). В случае, если Γ не фиксированы при аппроксимации в полном диапазоне, или если и массы, и естественные ширины не фиксированы, аппроксимация не всегда сходится, а её результаты нестабильны и зависят от начальных параметров, а также, часто получаются заведомо неверные значения естественных ширин. Поэтому такие модификации процедуры аппроксимации не рассматриваются.

Таблица 14: Количества сигнальных событий распадов $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$ и $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$, полученные из аппроксимации распределения $m_{B^+\pi^-}$ на данных. Приведённые погрешности – только статистические.

Модель аппроксимации	$B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$	$B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$	$B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$
Номинальная модель	8486 ± 350	10345 ± 482	11990 ± 505
Свободны массы	8407 ± 345	7188 ± 518	14930 ± 546
Диапазон начинается с 5.62 ГэВ	7781 ± 937	9700 ± 742	14782 ± 1500
С 5.62 ГэВ, свободные M	7185 ± 475	5294 ± 650	17413 ± 734
С 5.62 ГэВ, свободные Γ	6196 ± 784	8419 ± 1830	11379 ± 1120
$k = 4$	8779 ± 356	10727 ± 473	12965 ± 493
$k = 2$, с 5.62 ГэВ	7810 ± 495	9745 ± 604	14890 ± 613
$k = 2$, с 5.62 ГэВ, свободные M	7290 ± 531	6063 ± 682	17191 ± 673
$k = 2$, с 5.62 ГэВ, свободные Γ	6661 ± 753	8816 ± 741	12732 ± 872

4.7.3 Формы сигналов $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ и $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$ в распределении $m_{B^+\pi^-}$ из моделирования

Распады возбуждённых B^0 мезонов $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$, $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ и $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$ дают пикообразные вклады в восстановленное распределение $m_{B^+\pi^-}$ на данных. На Рис. 23 показаны формы от этих распадов в распределении $m_{B^+\pi^-}$, полученные в моделировании (с требованием на соответствие реконструированных кандидатов сгенерированным частицам). Эти формы аппроксимируются произведением двойной односторонней функции Гаусса и суммы двух функций Гаусса:

$$F(x; \sigma_{01}, \sigma_{02}, m_0, \sigma_1, m_1, \sigma_2, m_2, f, \phi) = G(x; \dots) * \left(\exp\left(-\frac{(x - m_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + f * \exp\left(-\frac{(x - m_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \right),$$

$$\text{где } G(x; \sigma_{01}, \sigma_{02}, \phi, m_0) = \begin{cases} (1 - \phi) \exp\left(-\frac{(x - m_0)^2}{2\sigma_{01}^2}\right) + \phi \exp\left(-\frac{(x - m_0)^2}{2\sigma_{02}^2}\right) & \text{если } x < m_0 \\ 1 & \text{если } x > m_0 \end{cases}$$

Для учёта остаточного “фона” в модели аппроксимации добавлены полиномы первой степени. Результаты аппроксимации представлены в Таблице 15, вклад “фона” получается пренебрежимо мал. Полученные формы этих “отражений” используются при аппроксимации распределения $m_{B^+\pi^-}$ на данных.

Таблица 15: Результаты аппроксимации форм распределений $m_{B^+\pi^-}$ из моделирования распада (7) $B_2^* \rightarrow B^+\pi^-$, (8) $B_2^* \rightarrow B^{*+}\pi^-$ и (9) $B_1 \rightarrow B^{*+}\pi^-$.

n	m_0 , МэВ	σ_{01} , МэВ	σ_{02} , МэВ	ϕ	m_1 , МэВ	σ_1 , МэВ	m_2 , МэВ	σ_2 , МэВ	f
7	5882.3 ± 0.8	11.60 ± 0.78	29.6 ± 3.3	0.19 ± 0.04	5851 ± 14	84 ± 13	5925 ± 111	134 ± 31	0.36 ± 0.09
8	5850.7 ± 0.6	11.71 ± 0.46	32.5 ± 1.6	0.15 ± 0.02	5815 ± 13	164 ± 7	$\equiv m_1$	84 ± 8	1.50 ± 0.23
9	5844.3 ± 1.1	12.87 ± 0.85	30.0 ± 2.3	0.12 ± 0.02	5605 ± 30	189 ± 9	-	-	$0 (fixed)$

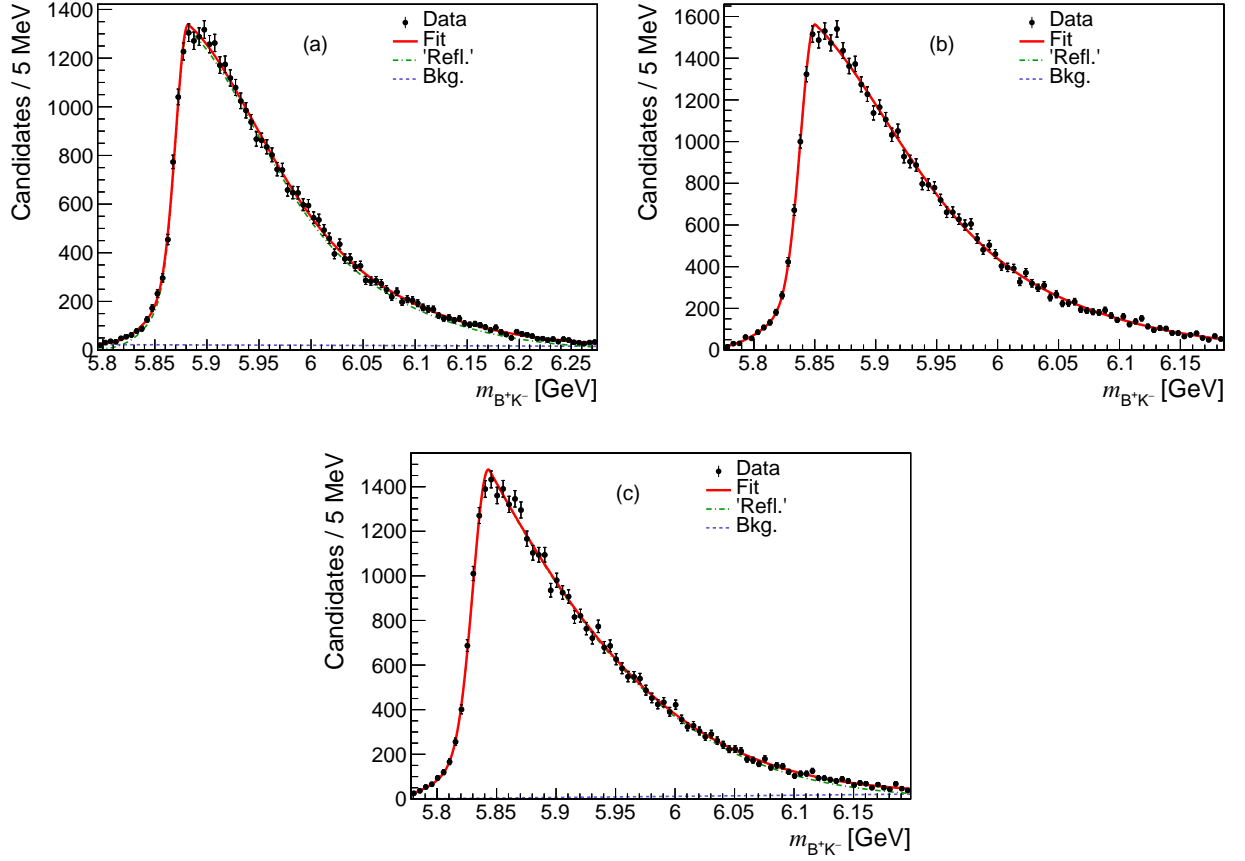


Рис. 23: Распределение V^+K^- из данных моделирования распада: (a) $B_2^* \rightarrow V^+\pi^-$, (b) $B_2^* \rightarrow V^{*+}\pi^-$ и (c) $B_1 \rightarrow V^{*+}\pi^-$. Чёрные точки показывают данные моделирования, красные кривые – результаты аппроксимации.

4.7.4 Разрешения по инвариантной массе сигналов $B_{s2}^* \rightarrow V^+K^-$, $B_{s2}^* \rightarrow V^{*+}K^-$ и $B_{s1} \rightarrow V^{*+}K^-$ в моделировании

На данных моделирования распадов $B_{s2}^* \rightarrow V^+K^-$, $B_{s2}^* \rightarrow V^{*+}K^-$ и $B_{s1} \rightarrow V^{*+}K^-$ получены распределения $M - M^{gen}$: разности восстановленного значения $M \equiv m_{V^+K^-}$ и значения массы на генераторном уровне. Они показаны на Рис. 24 вместе с результатами аппроксимации суммой двух функций Гаусса с общим средним. При получении этих распределений требуется, чтобы восстановленные частицы соответствовали частицам на уровне генератора. Для учёта остаточного фона в модель аппроксимации добавлен полином первой степени, и количество событий в этой компоненте получается пренебрежимо мало по сравнению с сигнальной компонентой. Как и в случае массы $V^+\pi^-$, если в цепочке распада есть переход $V^{*+} \rightarrow V^+\gamma$, то пик в распределении $M - M^{gen}$ сдвинут влево от нуля на разность масс $m_{B^{*+}}^{PDG} - m_{B^+}^{PDG}$ (соответственно, на столько же

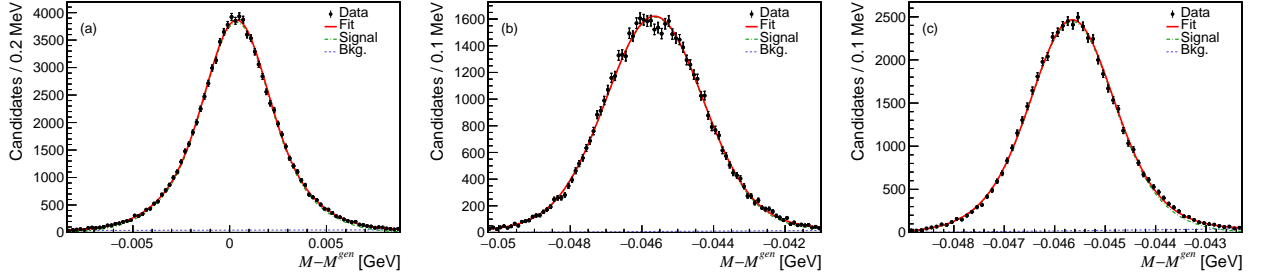


Рис. 24: Распределения $M - M^{gen}$ в моделировании для сигналов: (a) $B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$, (b) $B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-$, (c) $B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-$. Чёрные точки показывают данные моделирования, красные кривые – результаты аппроксимации.

Таблица 16: Параметры функции разрешения (двойной функции Гаусса) для сигналов $B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$, $B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-$ и $B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-$, полученные в моделировании. В последнем столбце приведены “эффективные разрешения” $\sigma_{eff} = [f\sigma_1^2 + (1-f)\sigma_2^2]^{1/2}$.

Распад	σ_1 , МэВ	σ_2 , МэВ	f_1	σ_{eff} , МэВ
$B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$	1.4530 ± 0.0392	2.728 ± 0.069	0.424 ± 0.025	2.28
$B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-$	1.3194 ± 0.0255	2.359 ± 0.031	0.854 ± 0.053	1.52
$B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-$	0.7278 ± 0.0267	1.145 ± 0.042	0.505 ± 0.071	0.96

влево сдвинут пик в распределении массы $m_{B^+ K^-}$ относительно номинальной массы $B_{s1,2}^{(*)}$). Результаты аппроксимации приведены в Таблице 16, где в последнем столбце приведены эффективный разрешения $\sigma_{eff} = \sqrt{f\sigma_1^2 + (1-f)\sigma_2^2}$.

4.7.5 Аппроксимация распределения $m_{B^+ K^-}$ на данных

Полученное на данных распределение $m_{B^+ K^-}$ представлено на Рис. 25. В нём виден большой пик около 5840 МэВ, а также меньший пик около 5782 МэВ и небольшое возвышение между ними. Эти пики соответствуют распадам $B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$, $B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-$ и $B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-$, соответственно, где в последних двух случаях фотон из распада $B^{*+} \rightarrow B^+ \gamma$ не восстанавливается. Распределение аппроксимируется суммой трёх сигнальных функций, трёх вкладов от распадов $B_{1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+} \pi^-$, описанных выше, и функцией для описания комбинаторного фона. Как и ранее, сигналы описываются D -волновыми релятивистскими функциями Брейта-Вигнера, свёрнутыми с функциями разрешения, полученными в предыдущем разделе. Вклады от распадов возбуждённых B^0 мезонов учи-

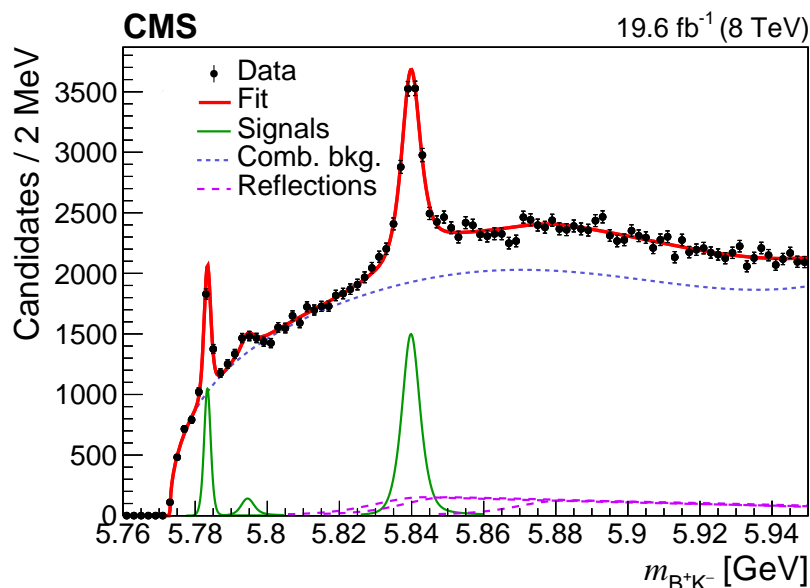


Рис. 25: Распределение инвариантной массы B^+K^- , полученное на данных [49]. Чёрные точки показывают данные, красная кривая – полная функция аппроксимации, зелёные линии иллюстрируют вклады сигналов, а розовые длинно-пунктирные кривые показывают вклады от распадов $B_{1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+}\pi^-$. Фон показан синей пунктирной линией.

тываются функциями, полученными из МК в подглаве 4.7.3, с фиксированными параметрами. Количества событий этих вкладов фиксированы к значениям, полученным в подглаве 4.7.2, умноженным на дополнительный поправочный фактор, отражающий долю событий, попадающих в диапазон аппроксимации $m_{B^+K^-} < x_{max} = 5.95$ ГэВ. Эти поправочные факторы получены из моделирования распадов $B_{1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+}\pi^-$. Комбинаторный фон, как и ранее, описывается функцией вида $(x - x_0)^\alpha \times Pol_k(x)$ (где $x \equiv m_{B^+K^-}$, $k = 6$ в номинальной аппроксимации). Статистические погрешности чисел событий вкладов $B^{(*)+}$ не учитываются, так как систематические погрешности этих чисел значительно больше, и они учитываются при вычислении результатов. Диапазон аппроксимации не расширяется до значений более 5950 МэВ, чтобы не было необходимости включать в модель описание вклад от распада $B(5970) \rightarrow B^+\pi^-$ [112]. В номинальной аппроксимации массы и ширины состояний $B_{s1,2}^{(*)}$ свободны. Её результаты приведены в первой строке Таблицы 17.

Для вычисления систематических погрешностей, связанных с процедурой аппроксимации, тестируются альтернативные варианты:

1. Номинальная аппроксимация;

Таблица 17: Результаты аппроксимации распределения $m_{B^+K^-}$ при различными моделями, где n – номер модели аппроксимации, список моделей приведён в тексте. Измерены количества событий (N), естественные ширины (Γ) и разности масс. Приведённые погрешности – только статистические. Последний столбец показывает качество аппроксимации бинированного распределения.

n	$N(B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-)$	$N(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+}K^-)$	$N(B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-)$	$\Gamma(B_{s2}^*), \text{ МэВ}$	$\Gamma(B_{s1}), \text{ МэВ}$
1	5424 ± 269	455 ± 119	1329 ± 83	1.52 ± 0.34	0.10 ± 0.15
2	5296 ± 300	518 ± 142	1390 ± 96	1.41 ± 0.35	0.08 ± 0.12
3	5403 ± 268	439 ± 119	1313 ± 76	1.51 ± 0.34	0.11 ± 0.13
4	5335 ± 265	418 ± 116	1305 ± 76	1.43 ± 0.34	0.09 ± 0.14
5	5316 ± 275	459 ± 117	1325 ± 82	1.44 ± 0.35	0.10 ± 0.12
6	5467 ± 284	472 ± 123	1329 ± 86	1.56 ± 0.35	0.10 ± 0.13
7	5379 ± 282	445 ± 120	1329 ± 79	1.49 ± 0.35	0.10 ± 0.13
8	5291 ± 267	444 ± 117	1331 ± 87	1.41 ± 0.34	0.11 ± 0.13
9	5289 ± 266	455 ± 118	1324 ± 87	1.41 ± 0.34	0.09 ± 0.16
10	5400 ± 234	466 ± 123	1356 ± 98	1.49 ± 0.34	0.10 ± 0.13
11	—	567 ± 194	1328 ± 65	1.47	0.03 ± 0.24
12	—	630 ± 303	1326 ± 81	1.47	0.07 ± 0.19
13	5488 ± 274	458 ± 121	1338 ± 78	1.58 ± 0.34	0.09 ± 0.15

n	$M(B_{s2}^*) - m_{B^+}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}, \text{ МэВ}$	$M(B_{s1}) - m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}, \text{ МэВ}$	χ^2/n_{dof}
1	66.926 ± 0.093	10.495 ± 0.089	100.2/80
2	66.915 ± 0.093	10.524 ± 0.102	109.5/71
3	66.942 ± 0.093	10.493 ± 0.091	99.8/80
4	66.922 ± 0.093	10.488 ± 0.087	100.8/80
5	66.950 ± 0.093	10.493 ± 0.055	98.1/80
6	66.930 ± 0.093	10.496 ± 0.093	100.1/80
7	66.922 ± 0.093	10.490 ± 0.087	99.7/80
8	66.931 ± 0.093	10.490 ± 0.089	98.7/80
9	66.944 ± 0.093	10.488 ± 0.090	98.1/80
10	66.929 ± 0.093	10.503 ± 0.085	99.8/80
11	66.003 ± 0.621	10.452 ± 0.054	55.0/35
12	66.018 ± 0.635	10.454 ± 0.054	54.7/36
13	66.925 ± 0.093	10.491 ± 0.092	101.6/81

2. Диапазон около порога (до 5.777 ГэВ) исключается из аппроксимации;
3. — 10. Используются различные значения для размеров вкладов от распадов $B_{1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)+}\pi^-$ из Таблицы 14, полученные при использовании восьми альтернативных моделей аппроксимации распределения $m_{B^+\pi^-}$, как описано в подглаве 4.7.2;
11. Диапазон аппроксимации сужен до [5776..5821] МэВ, степень полинома

$k = 2$, сигнал $B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-$ и вклады от распадов возбуждённых B^0 мезонов не включены;

12. Диапазон аппроксимации сужен до $[5776..5821]$ МэВ, степень полинома $k = 1$;

13. Степень полинома $k = 5$.

Результаты аппроксимаций распределения $m_{B^+K^-}$ альтернативными моделями приведены в Таблице 17 и используются в Главе 4.10 при вычислении систематических погрешностей.

4.8 Поиск распадов $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов на $B^{(*)0}K_S^0$

В данном разделе представлено изучение распределения инвариантной массы $B^0K_S^0$. Как и в прошлой Главе, для улучшения разрешения используется переменная

$$m_{B^0K_S^0} = M(B^0K_S^0) - M(B^0) + M_{B^0}^{PDG}.$$

В подглаве 4.8.1 описано получение разрешения по инвариантной массе с использованием моделирования для трёх ожидаемых, по аналогии с заряженным каналом, сигналов $B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0$, $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0}K_S^0$ и $B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0$. Согласно Главе 4.6, в сигнальную область массы B^0 попадают не только корректно восстановленные $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ -кандидаты, но и события с перепутанным пионом и каоном ($K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$), причём, их доля по сравнению с корректно восстановленными кандидатами составляет около 19%. В подглаве 4.8.2 исследуется форма вкладов от таких неправильно восстановленных кандидатов в распределении $m_{B^0K_S^0}$. С учётом этой информации, в следующей подглаве 4.8.3 производится аппроксимация полученного на данных распределения $m_{B^0K_S^0}$, а в подглаве 4.8.4 вычисляется статистическая значимость обнаруженных сигналов.

4.8.1 Разрешения по инвариантной массе сигналов $B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0$, $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0}K_S^0$ и $B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0$ в моделировании

Распределения по разрешению по массе $B^0K_S^0$ ($m_{B^0K_S^0} - M^{gen}$), полученные в моделировании распадов $B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0$, $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0}K_S^0$ и $B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0$, представлены на Рис. 26. Они аппроксимируются суммой двойной функцией Гаусса с общим средним для описания сигнала и полиномом первой степени для описания

остаточного фона. Здесь к событиям моделирования применено требование на соответствие восстановленных кандидатов μ^\pm , K^+ , π^- и K_S^0 частицам на генераторном уровне (см. раздел 4.5). Второй и третий пики смещены на $m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B^0}^{\text{PDG}}$ влево от нуля, так как в цепочке распада не восстанавливается фотон. Результаты аппроксимации приведены в Таблице 18. Количества событий фоновых компонент значительно меньше количеств событий сигналов.

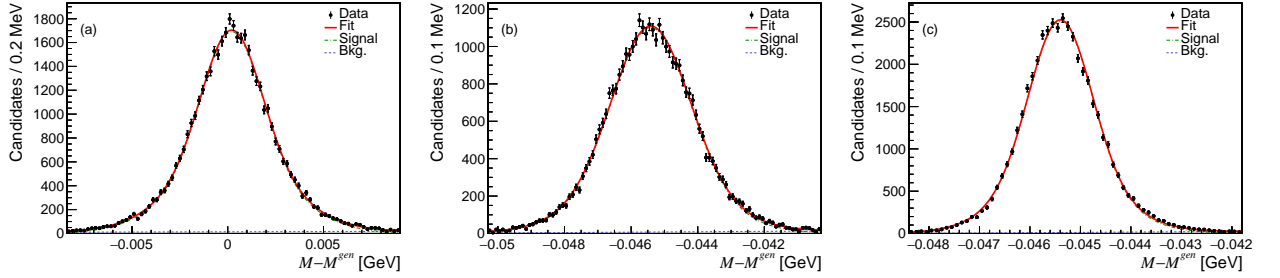


Рис. 26: Разрешение по инвариантной массе $B^0 K_S^0$ в моделировании распадов (a) $B_{s2}^* \rightarrow V^0 K_S^0$; (b) $B_{s2}^* \rightarrow V^{*0} K_S^0$; (c) $B_{s1} \rightarrow V^{*0} K_S^0$. Чёрные точки показывают данные моделирования, красные кривые – результаты аппроксимации.

Таблица 18: Результаты аппроксимации распределений разрешения по массе $B^0 K_S^0$ из моделирования распадов $B_{s2}^* \rightarrow V^0 K_S^0$, $B_{s2}^* \rightarrow V^{*0} K_S^0$ и $B_{s1} \rightarrow V^{*0} K_S^0$. Приведённые погрешности – только статистические. В последнем столбце показаны “эффективные разрешения” $\sigma_{eff} = [f\sigma_1^2 + (1-f)\sigma_2^2]^{1/2}$.

Распад	Среднее, МэВ	σ_1 , МэВ	σ_2 , МэВ	f_1	σ_{eff} , МэВ
$B_{s2}^* \rightarrow V^0 K_S^0$	0.21 ± 0.01	1.548 ± 0.052	2.935 ± 0.135	0.515 ± 0.047	2.32
$B_{s2}^* \rightarrow V^{*0} K_S^0$	-45.41 ± 0.01	1.144 ± 0.041	1.850 ± 0.209	0.686 ± 0.097	1.40
$B_{s1} \rightarrow V^{*0} K_S^0$	-45.40 ± 0.01	0.610 ± 0.015	1.071 ± 0.030	0.642 ± 0.033	0.81

4.8.2 Формы сигналов $B_{s1,2}^{(*)} \rightarrow B^{(*)0} K_S^0$ в случае перепутанных каона и пиона в реконструкции распада $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$

Для того, чтобы получить формы сигналов в случае, если при реконструкции распада $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ перепутаны каон и пион, на данные моделирования накладываются такие же ограничения, как на реальные данные, но требование на соответствие восстановленных кандидатов частицам на генераторном уровне перепутано для каона и пиона из распада B^0 . Из-за определения массы

$m_{B^0 K_S^0}$, данного в начале Главы 4.8, при перепутывании каона с пионом всё равно получаются узкие пики в распределении $m_{B^0 K_S^0}$, причём, положение пиков совпадает с положением сигнальных пиков (когда пион и каон не перепутаны). Полученные распределения разрешения ($m_{B^0 K_S^0} - M^{gen}$) в случае $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$, показаны на Рис. 27. Как и в предыдущей подглаве, производится аппроксимация суммой двойной функции Гаусса с общим средним и полинома, её результаты изображены на Рис. 27 и приведены в Таблице 19. Эффективное разрешение по инвариантной массе получается примерно такое же, как и в случае корректной реконструкции распада $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$.

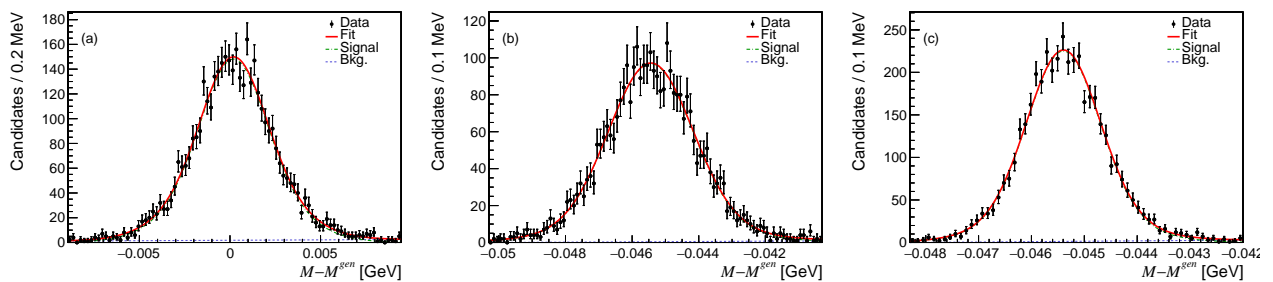


Рис. 27: Распределение по разрешению по инвариантной массе $B^0 K_S^0$ в случае перепутанных каона и пиона из распада $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ из моделирования распадов: (a) $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$; (b) $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0$; (c) $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$. Чёрные точки показывают данные моделирования, красные кривые – результаты аппроксимации.

Таблица 19: Результаты аппроксимации распределений разрешения по массе $B^0 K_S^0$ в случае перепутанных каона и пиона из распада $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ из моделирования распадов $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$, $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0$ и $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$. Приведённые погрешности – только статистические. В последнем столбце показаны “эффективные разрешения” $\sigma_{eff} = [f\sigma_1^2 + (1-f)\sigma_2^2]^{1/2}$.

Распад	Среднее, МэВ	σ_1 , МэВ	σ_2 , МэВ	f_1	σ_{eff} , МэВ
$B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$	0.19 ± 0.04	1.720 ± 0.241	2.832 ± 0.487	0.518 ± 0.251	2.32
$B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0$	-45.44 ± 0.03	1.256 ± 0.070	2.483 ± 0.991	0.864 ± 0.118	1.48
$B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$	-45.40 ± 0.01	0.678 ± 0.039	1.181 ± 0.205	0.780 ± 0.124	0.82

4.8.3 Аппроксимация распределения $m_{B^0 K_S^0}$ на данных

Распределение по массе отобранных $B^0 K_S^0$ кандидатов приведено на Рис. 28. В нём ясно виден пик около 5840 МэВ, а также виден пик вблизи порога на мас-

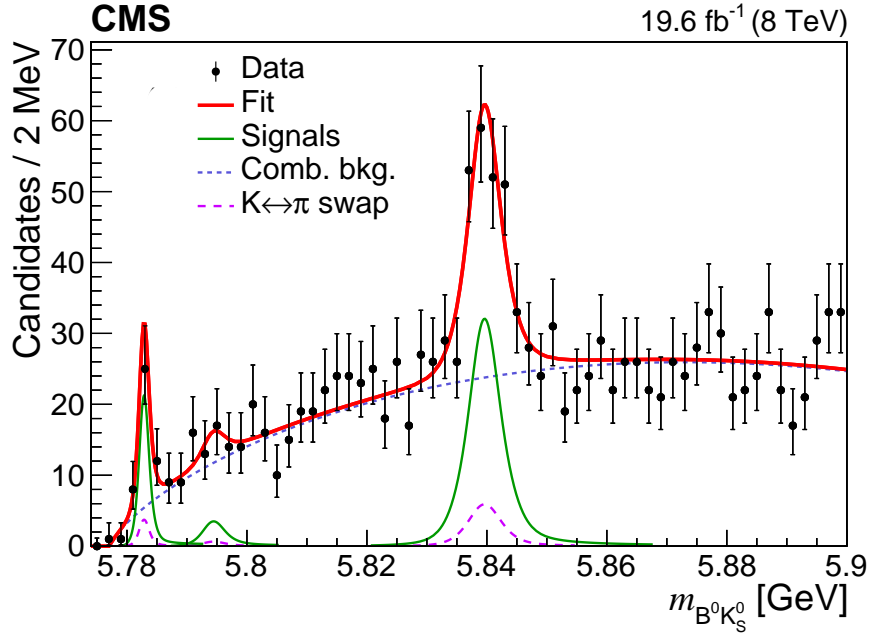


Рис. 28: Распределение по инвариантной массе отобранных $B^0 K_S^0$ кандидатов в данных. Чёрные точки показывают данные, красная кривая – полная функция аппроксимации, зелёные кривые соответствуют сигнальным функциям, розовые пунктирные кривые представляют вклады от $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$. Комбинаторный фон показан коротко-пунктирной синей линией.

се около 5781 МэВ. Наибольший пик соответствует распаду $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$, а у порога – распаду $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$, где фотон из распада $B^{*0} \rightarrow B^0 \gamma$ не восстановлен.

Распределение аппроксимируется методом максимального правдоподобия. Модель аппроксимации включает три D -волновых релятивистских функции Брейта-Вигнера, свёрнутых с разрешением, для трёх ожидаемых сигналов $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$, $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0$ и $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$. Сигналы от последних двух пиков сдвинуты на $m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B^0}^{\text{PDG}}$ влево от номинальных масс $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов, эта разность фиксирована при аппроксимации. В случае, если каон и пион из распада $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ перепутаны при реконструкции, как получено в предыдущей подглаве, эти сигналы дадут практически такие же узкие пики в распределении $m_{B^0 K_S^0}$. Это учитывается включением в модель аппроксимации трёх вкладов для описания $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компоненты для каждого из трёх распадов, причём в качестве модели используется та же самая функция, что и для сигналов, только свёрнутая с другой функцией разрешения. Отношение количества событий в каждой из этих $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компонент фиксировано по отношению к количеству событий в соответствующей сигнальной компоненте с использованием отно-

Таблица 20: Результаты аппроксимации распределения $m_{B^0 K_S^0}$ при использовании разных процедур аппроксимации: $n=1$ соответствует номинальной процедуре, $n=2$ соответствует расширенному до 5.95 ГэВ диапазону, и $n=3$ соответствует расширенному до 5.95 ГэВ диапазону и степени полинома $k = 2$. Приведённые погрешности – только статистические. Последний столбец показывает качество аппроксимации бинированного распределения.

n	$N(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)$	$N(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0)$	$N(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)$	$\Gamma(B_{s2}^*), \text{ МэВ}$	$\Gamma(B_{s1}), \text{ МэВ}$
1	128 ± 22	12 ± 11	34.5 ± 8.3	2.1 ± 1.3	0.4 ± 0.4
2	146 ± 23	15 ± 13	31.8 ± 8.3	2.8 ± 1.3	0.2 ± 0.6
3	133 ± 23	13 ± 12	37.3 ± 8.5	2.2 ± 1.2	0.4 ± 0.5

n	$M(B_{s2}^*) - m_{B^0}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}, \text{ МэВ}$	$M(B_{s1}) - m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}, \text{ МэВ}$	χ^2/n_{dof}
1	62.420 ± 0.478	5.654 ± 0.225	36.2/53
2	62.430 ± 0.478	5.692 ± 0.263	52.9/78
3	62.459 ± 0.479	5.671 ± 0.231	50.6/77

шения между ними, найденного в Главе 4.6 (около 19%). Для описания фона используется функция вида $(x - x_0)^\alpha \times Pol_k(x)$, где $x \equiv m_{B^0 K_S^0}$, x_0 – значение порога, Pol_k – полином степени k , $k = 1$. При аппроксимации все параметры свободны, кроме параметров, связанных с разрешением по массе, x_0 , и разности масс $m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B^0}^{\text{PDG}}$ (которая определяет расстояние между пиками от распадов $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$ и $B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0$). Результат аппроксимации показан на Рис. 28, а полученные значения параметров приведены в Таблице 20.

Для вычисления систематической погрешности, связанной с выбором функции и диапазона аппроксимации, тестируются альтернативные модели. А именно, диапазон аппроксимации расширяется до 5.95 ГэВ, а также в этом диапазоне тестируется изменение степени полинома на $k = 2$. Результаты аппроксимаций сведены в Таблице 20.

4.8.4 Вычисление значимости обнаруженных сигналов

Статистическая значимость обнаруженного сигнала $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$ вычисляется из отношения значений функций правдоподобия для аппроксимаций с и без сигнальной компоненты. А именно, аппроксимация, описанная выше, повторяется, с дополнительными ограничениями на массу и ширину состояния B_{s2}^* : функция правдоподобия умножается на функции Гаусса с центральным

значением, равным известному значению массы или ширины, стандартным отклонением, равным погрешности этого значения, и аргументом, равным параметру – массе или ширине, использующихся в аппроксимации. Это позволяет учесть погрешности известных значений массы и ширины как систематические погрешности при вычислении значимости пика с известными массой, шириной, и погрешностями массы и ширины. Таким же образом в аппроксимации учитываются погрешности разрешения по массе и доли компонент с перепутанными каоном и пионом в реконструкции B^0 мезона (эти погрешности обсуждаются далее в Главе 4.10). Такая аппроксимация затем повторяется с сигналом $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$, фиксированным к нулю. Соответствующие результаты аппроксимаций представлены на Рис. 29. Значимость вычисляется из разности логарифмов значений функции правдоподобия при аппроксимации с сигналом (L_S) и без сигнала (L_0): $\sqrt{2} \times \text{Erf}^{-1}(P)$, где $P = \text{Prob}(\log(L_S) - \log(L_0), 1)$, Erf^{-1} – обратная функция ошибок, и $\text{Prob}(x, 1)$ – значение вероятности для функции χ^2 . Здесь 1 соответствует разности количества степеней свободы в аппроксимациях.

Полученная значимость сигнала $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$ составляет:

- 6.33σ для основной модели аппроксимации;
- 6.98σ при расширении диапазона до 5.95 ГэВ;
- 6.39σ при расширении диапазона до 5.95 ГэВ и $k = 2$;

Таким образом, значимость обнаруженного сигнала $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$ оценивается в 6.3σ , что позволяет заявить о первом обнаружении этого распада.

Повторяя описанную процедуру для распада $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$, вычисляется его значимость. Она меняется в пределах от 3.6σ до 3.9σ при изменениях диапазона аппроксимации и функции для моделирования фона, таким образом, получено первое свидетельство распада $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$.

4.9 Эффективности

Эффективности вычисляются с использованием наборов данных моделирования, представленных в Таблице 9.

Для каждого распада, полная эффективность (ϵ) определяется, как произведение эффективности генераторных фильтров (ϵ^{gen}) и эффективности рекон-

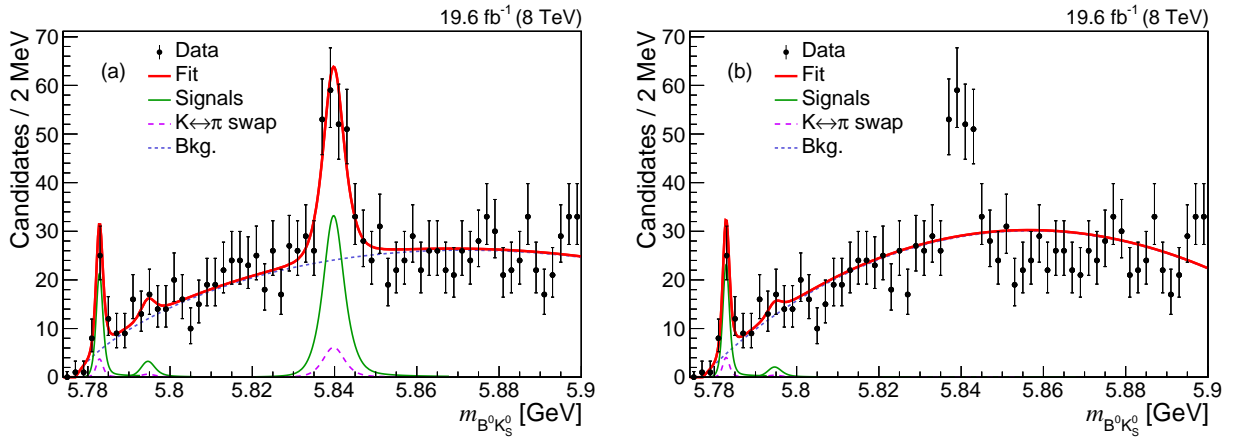


Рис. 29: Аппроксимация распределения $m_{B^0 K_S^0}$ в данных: (a) с включённым сигналом $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$ и (b) без сигнала $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$. Систематические погрешности, связанные с погрешностями известных значений массы и ширины B_{s2}^* мезона и погрешностями разрешения по массе и доли $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компоненты, учтены в аппроксимации. Чёрные точки показывают данные, красная кривая – полная функция аппроксимации, зелёные кривые соответствуют сигнальным функциям, розовые пунктирные кривые представляют вклады от $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$, а комбинаторный фон показан коротко-пунктирной синей линией.

струкции и отбора ($\epsilon^{rec\&sel}$). Она вычисляется как отношение количества реконструированных событий к количеству сгенерированных событий (после генераторных фильтров):

$$\epsilon = \epsilon^{gen} \times \epsilon^{rec\&sel} = \epsilon^{gen} \times N_{reco}^{MC} / N_{gen}^{MC}.$$

Эффективность генераторных фильтров, в свою очередь, вычисляется путём генерирования дополнительного набора МК, где фильтры убраны, и генерирование событий останавливается после завершения работы EVTGEN и PHOTOS (таким образом, взаимодействие частиц с детектором и реконструкция событий не моделируется). С помощью этого дополнительного набора МК, эффективность фильтров вычисляется как отношение количества событий, прошедших фильтры, к сгенерированному количеству событий.

В Таблице 21 показаны значения ϵ^{gen} , N_{reco}^{MC} и N_{gen}^{MC} , а также, полные эффективности для каждого канала распада.

Для каналов с K_S^0 эффективность получается примерно в 16 раз меньше, из-за того, что в них требуется восстановить на два трека больше, которые образуют K_S^0 кандидат, с вершиной распада, значительно удалённой от центра детек-

Таблица 21: Эффективности: генераторных фильтров ϵ^{gen} , реконструкции и отбора $\epsilon^{rec\&sel}$, и полная эффективность ϵ для каждого канала распада. Приведённые погрешности – только статистические и связаны с ограниченностью наборов моделирования.

n	Распад	$\epsilon^{gen}, \%$	N_{reco}^{MC}	N_{gen}^{MC}	$\epsilon^{rec\&sel}, \%$	$\epsilon \times 10^4$
1	$B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-$	5.832 ± 0.038	95200 ± 325	3353706	2.839 ± 0.010	16.56 ± 0.12
2	$B_{s2}^* \rightarrow B^{*+}K^-$	5.738 ± 0.038	57471 ± 254	1914220	3.002 ± 0.013	17.23 ± 0.14
3	$B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-$	5.812 ± 0.038	54596 ± 254	1826359	2.989 ± 0.014	17.37 ± 0.14
4	$B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0$	3.802 ± 0.028	42652 ± 211	15446477	0.2761 ± 0.0014	1.0499 ± 0.0094
5	$B_{s2}^* \rightarrow B^{*0}K_S^0$	3.826 ± 0.029	36128 ± 192	12766879	0.2830 ± 0.0015	1.0826 ± 0.0099
6	$B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0$	3.766 ± 0.028	45512 ± 215	16108646	0.2852 ± 0.0016	1.0640 ± 0.0095

тора. Полученные из этих величин отношения эффективностей, необходимые для вычисления отношений вероятностей распадов, составляют

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-)}{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0)} &= \frac{16.56 \pm 0.12}{1.0499 \pm 0.0094} = 15.77 \pm 0.18, \\ \frac{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-)}{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0)} &= \frac{17.37 \pm 0.14}{1.0640 \pm 0.0095} = 16.33 \pm 0.20, \\ \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-)}{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+}K^-)} &= \frac{16.56 \pm 0.12}{17.23 \pm 0.14} = 0.961 \pm 0.010, \\ \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0)}{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0}K_S^0)} &= \frac{1.0499 \pm 0.0094}{1.0826 \pm 0.0099} = 0.970 \pm 0.012, \\ \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^+K^-)}{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-)} &= \frac{16.56 \pm 0.12}{17.37 \pm 0.14} = 0.953 \pm 0.010, \\ \frac{\epsilon(B_{s2}^* \rightarrow B^0K_S^0)}{\epsilon(B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0)} &= \frac{1.0499 \pm 0.0094}{1.0826 \pm 0.0099} = 0.987 \pm 0.012. \end{aligned}$$

4.10 Систематические погрешности

В этой главе описано вычисление систематических погрешностей измеряемых отношений вероятностей распадов (вычисляемых по формулам (2)–(7)), разностей масс и естественной ширины $\Gamma_{B_{s2}^*}$. При измерении отношений $R_2^{0\pm}$ и $R_1^{0\pm}$, для восстановления распада в числителе и знаменателе требуется восстановить разное количество треков, а количества сигнальных событий извлекаются из аппроксимаций разных распределений инвариантных масс, в отличие

от других четырёх отношений R_{2*}^{\pm} , R_{2*}^0 , R_{σ}^{\pm} и R_{σ}^0 . В измеряемых отношениях систематические погрешности, связанные с реконструкцией и идентификацией мюонов и триггерной эффективностью, сокращаются, как и в предыдущих работах коллаборации CMS [116, 117].

Из аппроксимаций распределений инвариантных масс определяются разности масс

$$\begin{aligned}\Delta M_{B_{s2}^*}^{\pm} &= M(B_{s2}^*) - m_{B^+}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}, & \Delta M_{B_{s1}}^{\pm} &= M(B_{s1}) - m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}, \\ \Delta M_{B_{s2}^*}^0 &= M(B_{s2}^*) - m_{B^0}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}, & \Delta M_{B_{s1}}^0 &= M(B_{s1}) - m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}.\end{aligned}$$

Используя их, также измеряются разности

$$\begin{aligned}M(B^0) - M(B^+) &= \Delta M_{B_{s2}^*}^{\pm} - \Delta M_{B_{s2}^*}^0 + m_{K^-}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}} \quad \text{и} \\ M(B^{*0}) - M(B^{*+}) &= \Delta M_{B_{s1}}^{\pm} - \Delta M_{B_{s1}}^0 + m_{K^-}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}.\end{aligned}$$

В Главе 4.10.1 описаны различные источники систематических погрешностей и методы, по которым оцениваются величины соответствующих погрешностей измеряемых величин. В Главе 4.10.2 в таблицах приводятся полученные значения погрешностей и полные систематические погрешности.

4.10.1 Источники систематических погрешностей

Погрешность, связанная с эффективностью восстановления треков, оценивается в $2 \times 3.9\% = 7.8\%$ для отношений $R_2^{0\pm}$ и $R_1^{0\pm}$ на основании того, что в нейтральном канале необходимо восстановить на два трека больше. Возможное различие в эффективности восстановления трека между данными и моделированием оценивается в 3.9% на один трек [62].

Погрешность, связанная с процедурой аппроксимации распределений инвариантных масс, оценивается с помощью повторения процедур с изменёнными моделями аппроксимации. В процедуре аппроксимации распределений инвариантных масс изменяется диапазон аппроксимации и модель фона (увеличением или уменьшением степени полинома). В качестве оценки систематической погрешности, связанной с выбором модели аппроксимации, выбирается максимальное отклонение измеряемой величины от значения, полученно-

го при использовании основной процедуры аппроксимации. При этом, если и числитель и знаменатель формулы для вычисления отношения вероятностей содержит величины, получающиеся из аппроксимации одного распределения, то в качестве систематической погрешности берётся изменение отношения количеств событий при изменениях процедуры аппроксимации. Для измеряемых разностей масс (естественной ширины), систематические погрешности вычисляются, как наибольшее отклонение разности масс (естественной ширины) при использовании альтернативных моделей аппроксимации от значения, полученного при номинальной аппроксимации. Погрешности, связанные с выбором модели аппроксимации распределений инвариантных масс $V^+\pi^-$, V^+K^- и $V^0K_S^0$, считаются независимыми.

Систематическая погрешность, связанная с погрешностью разрешения по инвариантной массе, вычисляется с использованием сигнала $V^+ \rightarrow J/\psi K^+$, в котором на данных и в моделировании большое количество событий. Разрешения по массе, полученные из аппроксимаций распределений в данных и моделировании, различаются на 2.6%. Для вычисления систематических погрешностей измеряемых величин, связанных с этим, аппроксимации распределений инвариантных масс V^+K^- и $V^0K_S^0$ на данных повторяются с разрешениями, одновременно увеличенными или уменьшенными на 3%. Максимальное отклонение от номинального значения каждого измеряемого параметра берётся за оценку систематической погрешности.

Систематическая погрешность доли событий с перепутанными $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ при реконструкции $V^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$, оценивается с помощью изменений процедуры аппроксимации распределения массы V^0 . Изменение разрешения по массе на $\pm 3\%$ приводит к изменениям этой доли на $\pm 3\%$. Изменение модели фона или диапазона аппроксимации влияет на получаемую из аппроксимации долю $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ значительно слабее. Также и включение в аппроксимацию вклада Кабиббо-подавленного распада $V_S^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ (со свободной нормировкой, но фиксированной массой) не изменяет долю $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компоненты в сигнальной области V^0 . Таким образом, доля $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ -компоненты составляет $(18.9 \pm 3.0)\%$ с учётом систематических погрешностей. Для учёта этой погрешности в вычислении отношений вероятностей распадов, аппроксимация распределения $m_{V^0K_S^0}$

выполняется заново, с этой долей увеличенной или уменьшенной на 3%, и наибольшее отклонение от номинального значения каждой из измеряемых величин учитывается как систематическая погрешность.

Систематическая погрешность, связанная с тем, что часть восстановленных $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ кандидатов идёт не через распад $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$. В формулах (2) и (3) полагается, что восстановленные распады $B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$ проходят через K^{*0} -резонанс. Соответствующая систематическая погрешность вычисляется с помощью аппроксимации распределения инвариантной массы $K^+ \pi^-$ с вычтенным фоном. Для вычитания фона и получения распределения, соответствующего сигналу B^0 , используется аппроксимация распределения массы B^0 (Рис. 19) и метод $sPlot$ [118]. Полученное распределение $M(K^+ \pi^-)$ аппроксимируется суммой релятивистской функции Брейта-Вигнера, умноженной на функцию Гаусса, для моделирования сигнала, и полинома первой или второй степени для фона. Умножение на функцию Гаусса выполняется для учёта того, что в процедуре реконструкции, если и $K^+ \pi^-$, и $\pi^+ K^-$ кандидат проходит отбор, из них выбирается тот, чья масса ближе K^{*0} , что приводит к сужению пика в распределении инвариантной массы каона и пиона. Среднее значение функции Гаусса фиксировано к массе K^{*0} . Этот подход проверяется в моделировании, где выполняется такая же процедура отбора и описанная функция хорошо описывает полученное распределение. Результаты аппроксимации в данных и МК показаны на Рис 30 и в Таблице 22. Фон, полученный при описании МК, пренебрежимо мал. При использовании первой или второй степени полинома для описания фона в данных, максимальный вклад нерезонансной компоненты оценивается в 5.0% от полного количества событий, и это число используется, как оценка систематической погрешности отношений $R_2^{0\pm}$ и $R_1^{0\pm}$.

Таблица 22: Результаты аппроксимации распределения инвариантной массы K^{*0} в данных и моделировании.

	среднее, МэВ	Г, МэВ	сигнал	фон	χ^2/n_{dof}
Моделирование	895.5 ± 0.1	44 ± 3	145910 ± 383	459 ± 85	107/82
Данные	894.6 ± 0.1	42 ± 3	239186 ± 599	12698 ± 189	92/82

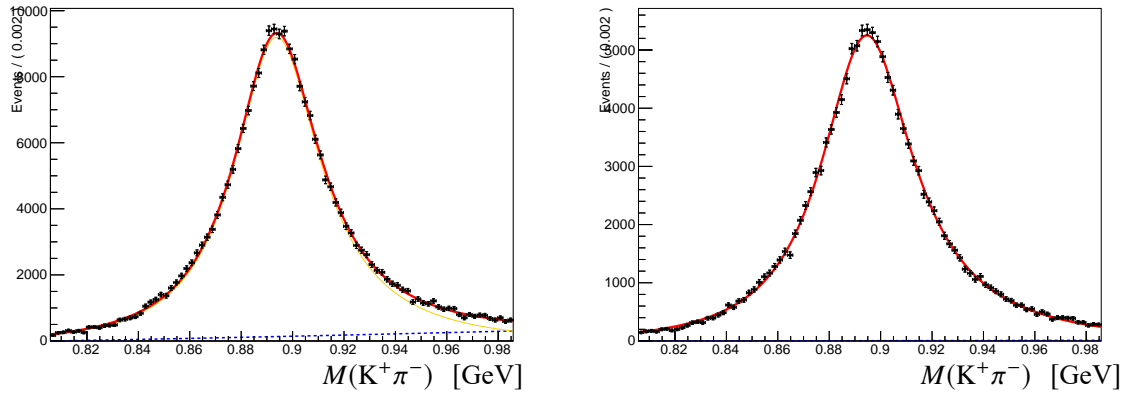


Рис. 30: Распределение инвариантной массы $K^+\pi^-$ (чёрные точки) в данных (слева) и в моделировании (справа). Красная кривая – суммарная функция аппроксимации, жёлтая линия – сигнальная компонента, синяя линия – нерезонансный фон.

Систематическая погрешность, связанная с погрешностями $m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{B^+}^{\text{PDG}}$ и $m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{B^0}^{\text{PDG}}$, учитывается переделыванием аппроксимаций распределений $m_{B^+K^-}$ и $m_{B^0K_S^0}$ с соответствующей разностью, фиксированной к номинальному значению плюс или минус его погрешность. Наибольшее отклонение измеряемых отношений вероятностей, разностей масс или естественной ширины от номинальных значений учитывается как систематическая погрешность.

Погрешности эффективностей, полученных в Главе 4.9, связаны с ограниченностью наборов данных моделирования и учитываются как систематические погрешности измеряемых отношений. Было проверено, что распределения по ключевым переменным, используемым в отборе событий, согласуются между данными (с вычтенным фоном) и моделированием, поэтому дополнительных систематических погрешностей, связанных с погрешностями вычисленных из моделирования эффективностей, не вводится.

Систематическая погрешность, связанная со сдвигом между реконструированными в моделировании значениями масс и заложенными в генерации массами. В моделировании обнаружено небольшое расхождение между заложенными при генерировании массами $B_{s1,2}^{(*)}$ и реконструированными значениями из аппроксимации распределений m_{BK} . Эти сдвиги могут быть связаны с различными эффектами, влияющими на алгоритмы реконструкции частиц, в том числе, с неточностями в калибровке, неточностями в модели-

ровании отклика детектора, неточностями в моделировании количества вещества в детекторе на пути регистрируемых частиц, и др. Для исключения влияния разности между массами, использованных при генерировании и при реконструкции частиц (см. Таблицу 10), данные моделирования обрабатываются заново с массами частиц (K_S^0 , K^{*0} , J/ψ , B^+ , B^0), равными массам, использованным при генерации. Полученные таким образом новые наборы данных моделирования проходят те же ограничения, что использованы на данных, и в них измеряются величины смещения реконструированных масс $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов от заложенных в генерации величин. Обнаруженные сдвиги составляют (в МэВ) 0.056 ± 0.007 , 0.043 ± 0.004 , 0.050 ± 0.011 и 0.042 ± 0.004 , соответственно, для $\Delta M_{B_{s2}^*}^\pm$, $\Delta M_{B_{s1}^*}^\pm$, $\Delta M_{B_{s2}^*}^0$ и $\Delta M_{B_{s1}^*}^0$. Поэтому, каждое измеренное значение из Таблиц 17 и 20 корректируется на соответствующую величину. Например, для величины $\Delta M_{B_{s2}^*}^\pm$, измеренное из аппроксимации значение равно (66.926 ± 0.093) МэВ, оно корректируется на 0.056 МэВ, в итоге получается измерение $\Delta M_{B_{s2}^*}^\pm = (66.870 \pm 0.093 (\text{стат.}) \pm \dots)$ МэВ. Так как причины этого сдвига не изучаются более детально, всем измерениям приписывается дополнительная систематическая погрешность, равная величине каждого сдвига (т.е. например для $\Delta M_{B_{s2}^*}^\pm$ она составляет 0.056 МэВ). Эти погрешности меньше, чем статистические погрешности измеряемых величин, поэтому такой подход практически не увеличивает итоговые полные погрешности измеренных разностей масс.

Систематическая погрешность, связанная с возможной ошибкой в юстировке детектора, вычисляется с использованием специальных наборов данных моделирования с искусственно внесёнными сдвигами в юстировку.

В моделировании, после того, как следы частиц зарегистрированы детектором, но до процедуры реконструкции, вносятся сдвиги в модель детектора. Характер и величины этих сдвигов выставляются в соответствии с инструкциями, которые были подготовлены научной группой в коллаборации CMS, занимающейся изучением восстановления треков и юстировкой детектора. Величины тестируемых сдвигов значительно превосходят оцениваемые значения реальных сдвигов, вычисленные в работе [119]. Рассматриваются 9 типов сдвигов, представленных в первом столбце Таблицы 23. Для каждого типа сдвига, тестируются две изменённые геометрии детектора: с положительным и отрицательным значением величины сдвига. Для случаев `layerRotEpsilon` и `skewEpsilon`, изме-

нения геометрии приводят к очень значимым изменениям в реконструкции, в частности, количество реконструированных кандидатов значительно снижается в сравнении с тем, которое получается без внесения сдвигов в юстировку детектора. В согласии с инструкциями и алгоритмом, использовавшемся в работе по измерению времён жизни В адронов [114], в этих двух сценариях величины сдвигов уменьшаются в 5–10 раз.

Затем, для каждого полученного набора моделирования, полностью выполняется описанная ранее процедура реконструкции и отбора, и измеряется значение массы. В Таблице 23 представлены результаты для распада $B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$, а именно, число событий, измеренная масса и разрешение по массе, а также, эффективность, сдвиг по массе и изменение разрешения по массе, для каждого из 22 дополнительных наборов моделирования. Строки серого цвета соответствуют случаям слишком сильного изменения в геометрии детектора, которые не используются, как объяснено выше. На основе этой таблицы, вычисляется систематическая погрешность значения $\Delta M_{B_{s2}^*}^\pm = M(B_{s2}^*) - m_{B^+}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$, как максимальное отклонение измеренной массы от значения, полученного без сдвига в юстировке, что составляет 0.036 МэВ. Таким же образом получается максимальное изменение в разрешении детектора, оно составляет 0.042 МэВ и используется при вычислении систематической погрешности естественной ширины.

Эта процедура повторяется для трёх других распадов, $B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-$, $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$ и $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$, и в каждом случае тестируются 22 сценария изменённой юстировки установки CMS, и вычисляется максимальное отклонение измеренной массы от сдвигов в юстировке. В Таблицах 24, 25, 26 приведены полученные для этих распадов результаты.

При измерении разностей масс $M(B^0) - M(B^+) = \Delta M_{B_{s2}^*}^\pm - \Delta M_{B_{s2}^*}^0 + m_{K^-}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$ и $M(B^{*0}) - M(B^{*+}) = \Delta M_{B_{s1}}^\pm - \Delta M_{B_{s1}}^0 + m_{K^-}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$, систематические погрешности из-за возможной ошибки в юстировке вычисляются отдельно, рассматривая, для каждого случая изменённой геометрии детектора, изменения в обеих величинах, входящих в эти формулы.

В итоге, полученные систематические погрешности из-за возможной ошибки в юстировке составляют:

- 0.036 МэВ для $\Delta M_{B_{s2}^*}^\pm$;
- 0.0054 МэВ для $\Delta M_{B_{s1}}^\pm$;

Таблица 23: Типы и величины внесённых сдвигов в юстировку детектора и соответствующие результаты, полученные в моделировании распада $B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$.

Сдвиг в юстировке		$B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$					
Тип	Значение	Число событий	Масса	σ_{eff} , МэВ	Эффективность, %	ΔM , МэВ	$\Delta\sigma_{eff}$, МэВ
нет	0.0	23022 ± 180	5840.221 ± 0.015	2.329	100.0	+0.000	+0.000
radial	$+5 \cdot 10^{-4}$	22977 ± 184	5840.254 ± 0.015	2.339	99.8	+0.0331	+0.010
	$-5 \cdot 10^{-4}$	23017 ± 177	5840.185 ± 0.015	2.351	100.0	-0.0361	+0.021
telescope	$+5 \cdot 10^{-4}$	23048 ± 181	5840.224 ± 0.015	2.349	100.1	+0.0028	+0.020
	$-5 \cdot 10^{-4}$	23026 ± 181	5840.218 ± 0.015	2.339	100.0	-0.0025	+0.010
layerRot	$+9.46 \cdot 10^{-6}$	21844 ± 185	5840.217 ± 0.016	2.466	94.9	-0.0042	+0.137
	$-9.46 \cdot 10^{-6}$	21796 ± 191	5840.214 ± 0.016	2.464	94.7	-0.0065	+0.135
	$+1.89 \cdot 10^{-6}$	22976 ± 177	5840.221 ± 0.015	2.339	99.8	-0.0003	+0.009
	$-1.89 \cdot 10^{-6}$	22953 ± 179	5840.220 ± 0.015	2.328	99.7	-0.0010	-0.000
bowing	$+6.77 \cdot 10^{-9}$	22984 ± 183	5840.251 ± 0.015	2.340	99.8	+0.0297	+0.011
	$-6.77 \cdot 10^{-9}$	23019 ± 180	5840.189 ± 0.015	2.348	100.0	-0.0321	+0.019
zExp	$+2.02 \cdot 10^{-4}$	22979 ± 179	5840.224 ± 0.015	2.330	99.8	+0.0028	+0.000
	$-2.02 \cdot 10^{-4}$	23017 ± 180	5840.219 ± 0.015	2.332	100.0	-0.0021	+0.002
twist	$+2.04 \cdot 10^{-6}$	22917 ± 179	5840.220 ± 0.015	2.334	99.5	-0.0008	+0.005
	$-2.04 \cdot 10^{-6}$	22942 ± 181	5840.217 ± 0.015	2.346	99.7	-0.0034	+0.017
elliptical	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	23046 ± 180	5840.220 ± 0.015	2.341	100.1	-0.0008	+0.012
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	22956 ± 178	5840.220 ± 0.015	2.330	99.7	-0.0005	+0.000
skew	$+5.5 \cdot 10^{-2}$	5936 ± 107	5840.226 ± 0.033	2.582	25.8	+0.0050	+0.253
	$-5.5 \cdot 10^{-2}$	5919 ± 94	5840.188 ± 0.033	2.507	25.7	-0.0332	+0.178
	$+5.5 \cdot 10^{-3}$	22858 ± 179	5840.220 ± 0.015	2.333	99.3	-0.0011	+0.004
	$-5.5 \cdot 10^{-3}$	22824 ± 178	5840.222 ± 0.015	2.323	99.1	+0.0011	-0.006
sagitta	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	23122 ± 185	5840.219 ± 0.015	2.371	100.4	-0.0020	+0.042
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	22950 ± 178	5840.221 ± 0.015	2.329	99.7	-0.0003	+0.000

- 0.031 МэВ для $\Delta M_{B_{s2}^*}^0$;
- 0.0063 МэВ для $\Delta M_{B_{s1}^*}^0$;
- 0.038 МэВ для $M(B^0) - M(B^+)$;
- 0.0082 МэВ для $M(B^{*0}) - M(B^{*+})$;
- 0.042 МэВ для разрешения по инвариантной массе в канале $B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$, что соответствует погрешности 0.2 МэВ для $\Gamma(B_{s2}^*)$.

Как и ожидается, эти погрешности значительно меньше для измерений, связанных с B_{s1} , так как энерговыделение в соответствующих распадах значительно меньше, чем в случае распадов B_{s2}^* .

Таблица 24: Типы и величины внесённых сдвигов в юстировку детектора и соответствующие результаты, полученные в моделировании распада $B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-$.

Сдвиг в юстировке		$B_{s1} \rightarrow B^{*+}K^-$					
Тип	Значение	Число событий	Масса	σ_{eff} , МэВ	Эффективность, %	ΔM , МэВ	$\Delta\sigma_{eff}$, МэВ
нет	0.0	10853 ± 129	5783.109 ± 0.010	0.965	100.0	+0.000	+0.000
radial	$+5 \cdot 10^{-4}$	10847 ± 123	5783.114 ± 0.010	0.962	99.9	+0.0054	-0.002
	$-5 \cdot 10^{-4}$	10844 ± 130	5783.105 ± 0.010	0.970	99.9	-0.0037	+0.005
telescope	$+5 \cdot 10^{-4}$	10846 ± 128	5783.109 ± 0.010	0.968	99.9	+0.0004	+0.003
	$-5 \cdot 10^{-4}$	10857 ± 123	5783.109 ± 0.010	0.967	100.0	+0.0004	+0.002
layerRot	$+9.46 \cdot 10^{-6}$	10249 ± 121	5783.105 ± 0.010	0.981	94.4	-0.0040	+0.017
	$-9.46 \cdot 10^{-6}$	10334 ± 130	5783.108 ± 0.010	1.009	95.2	-0.0007	+0.044
	$+1.89 \cdot 10^{-6}$	10846 ± 124	5783.109 ± 0.010	0.963	99.9	-0.0000	-0.002
	$-1.89 \cdot 10^{-6}$	10828 ± 137	5783.108 ± 0.010	0.970	99.8	-0.0012	+0.005
bowing	$+6.77 \cdot 10^{-9}$	10863 ± 128	5783.113 ± 0.010	0.968	100.1	+0.0045	+0.003
	$-6.77 \cdot 10^{-9}$	10847 ± 131	5783.106 ± 0.010	0.972	99.9	-0.0026	+0.007
zExp	$+2.02 \cdot 10^{-4}$	10834 ± 133	5783.108 ± 0.010	0.965	99.8	-0.0005	-0.000
	$-2.02 \cdot 10^{-4}$	10854 ± 128	5783.110 ± 0.010	0.966	100.0	+0.0009	+0.001
twist	$+2.04 \cdot 10^{-6}$	10829 ± 132	5783.108 ± 0.010	0.969	99.8	-0.0005	+0.004
	$-2.04 \cdot 10^{-6}$	10843 ± 137	5783.111 ± 0.010	0.981	99.9	+0.0019	+0.016
elliptical	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	10849 ± 132	5783.110 ± 0.010	0.965	99.9	+0.0010	+0.001
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	10861 ± 124	5783.111 ± 0.010	0.967	100.1	+0.0018	+0.002
skew	$+5.5 \cdot 10^{-2}$	2894 ± 69	5783.105 ± 0.022	1.069	26.7	-0.0039	+0.104
	$-5.5 \cdot 10^{-2}$	2953 ± 72	5783.102 ± 0.020	1.032	27.2	-0.0065	+0.067
	$+5.5 \cdot 10^{-3}$	10792 ± 130	5783.111 ± 0.010	0.968	99.4	+0.0019	+0.003
	$-5.5 \cdot 10^{-3}$	10801 ± 130	5783.110 ± 0.010	0.963	99.5	+0.0009	-0.001
sagitta	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	10851 ± 134	5783.109 ± 0.010	0.974	99.9	+0.0003	+0.009
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	10860 ± 132	5783.109 ± 0.010	0.973	100.1	-0.0001	+0.008

4.10.2 Значения систематических погрешностей

Все описанные в предыдущей главе систематические погрешности сведены в Таблицах 27, 28, 29. Полные погрешности вычисляются, как сумма в квадратуре отдельных источников. Такой подход используется потому, что вычисленные систематические погрешности считаются некоррелированными. Это предположение некорректно для погрешностей, связанных с разрешением по массе и долей $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$ компоненты, однако, было проверено, что предположение о их некоррелированности – консервативно (т.е. учёт их корреляции уменьшит итоговые систематические погрешности).

Таблица 25: Типы и величины внесённых сдвигов в юстировку детектора и соответствующие результаты, полученные в моделировании распада $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$.

Сдвиг в юстировке		$B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$					
Тип	Значение	Число событий	Масса	σ_{eff} , МэВ	Эффективность, %	ΔM , МэВ	$\Delta\sigma_{eff}$, МэВ
нет	0.0	14580 ± 168	5840.029 ± 0.019	2.405	100.0	+0.000	+0.000
radial	$+5 \cdot 10^{-4}$	14486 ± 153	5840.050 ± 0.020	2.367	99.4	+0.0217	-0.038
	$-5 \cdot 10^{-4}$	14518 ± 167	5839.998 ± 0.020	2.403	99.6	-0.0310	-0.003
telescope	$+5 \cdot 10^{-4}$	14528 ± 165	5840.028 ± 0.020	2.403	99.6	-0.0004	-0.002
	$-5 \cdot 10^{-4}$	14568 ± 166	5840.029 ± 0.020	2.401	99.9	+0.0007	-0.004
layerRot	$+9.46 \cdot 10^{-6}$	13719 ± 158	5840.026 ± 0.020	2.384	94.1	-0.0029	-0.022
	$-9.46 \cdot 10^{-6}$	13839 ± 186	5840.020 ± 0.020	2.467	94.9	-0.0085	+0.061
	$+1.89 \cdot 10^{-6}$	14531 ± 168	5840.031 ± 0.019	2.397	99.7	+0.0029	-0.009
	$-1.89 \cdot 10^{-6}$	14557 ± 174	5840.028 ± 0.020	2.411	99.8	-0.0005	+0.005
bowing	$+6.77 \cdot 10^{-9}$	14572 ± 160	5840.049 ± 0.020	2.401	99.9	+0.0206	-0.004
	$-6.77 \cdot 10^{-9}$	14489 ± 161	5840.004 ± 0.020	2.390	99.4	-0.0250	-0.015
zExp	$+2.02 \cdot 10^{-4}$	14545 ± 169	5840.030 ± 0.019	2.392	99.8	+0.0019	-0.014
	$-2.02 \cdot 10^{-4}$	14671 ± 175	5840.023 ± 0.020	2.432	100.6	-0.0058	+0.026
twist	$+2.04 \cdot 10^{-6}$	14459 ± 158	5840.024 ± 0.019	2.373	99.2	-0.0048	-0.033
	$-2.04 \cdot 10^{-6}$	14589 ± 173	5840.021 ± 0.019	2.442	100.1	-0.0071	+0.037
elliptical	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	14561 ± 160	5840.028 ± 0.020	2.395	99.9	-0.0010	-0.010
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	14489 ± 158	5840.027 ± 0.020	2.368	99.4	-0.0014	-0.037
skew	$+5.5 \cdot 10^{-2}$	3913 ± 125	5840.013 ± 0.046	2.834	26.8	-0.0153	+0.428
	$-5.5 \cdot 10^{-2}$	3833 ± 72	5839.958 ± 0.047	2.814	26.3	-0.0708	+0.408
	$+5.5 \cdot 10^{-3}$	14443 ± 164	5840.027 ± 0.020	2.400	99.1	-0.0019	-0.006
	$-5.5 \cdot 10^{-3}$	14439 ± 170	5840.029 ± 0.020	2.399	99.0	-0.0000	-0.006
sagitta	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	14630 ± 173	5840.027 ± 0.020	2.445	100.3	-0.0019	+0.040
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	14437 ± 163	5840.023 ± 0.020	2.359	99.0	-0.0050	-0.046

Таблица 26: Типы и величины внесённых сдвигов в юстировку детектора и соответствующие результаты, полученные в моделировании распада $B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0$.

Сдвиг в юстировке		$B_{s1} \rightarrow B^{*0}K_S^0$					
Тип	Значение	Число событий	Масса	σ_{eff} , МэВ	Эффективность, %	ΔM , МэВ	$\Delta\sigma_{eff}$, МэВ
нет	0.0	6328 ± 88	5783.381 ± 0.011	0.805	100.0	+0.000	+0.000
radial	$+5 \cdot 10^{-4}$	6310 ± 87	5783.384 ± 0.010	0.799	99.7	+0.0024	-0.006
	$-5 \cdot 10^{-4}$	6325 ± 87	5783.384 ± 0.011	0.804	99.9	+0.0030	-0.001
telescope	$+5 \cdot 10^{-4}$	6340 ± 89	5783.383 ± 0.011	0.812	100.1	+0.0013	+0.006
	$-5 \cdot 10^{-4}$	6313 ± 89	5783.381 ± 0.011	0.804	99.8	-0.0010	-0.001
layerRot	$+9.46 \cdot 10^{-6}$	6074 ± 73	5783.377 ± 0.011	0.813	96.0	-0.0045	+0.007
	$-9.46 \cdot 10^{-6}$	6040 ± 71	5783.387 ± 0.010	0.810	95.4	+0.0056	+0.005
	$+1.89 \cdot 10^{-6}$	6325 ± 87	5783.383 ± 0.011	0.805	99.9	+0.0013	+0.000
	$-1.89 \cdot 10^{-6}$	6298 ± 87	5783.381 ± 0.011	0.805	99.5	-0.0003	-0.000
bowing	$+6.77 \cdot 10^{-9}$	6295 ± 85	5783.384 ± 0.010	0.796	99.5	+0.0027	-0.009
	$-6.77 \cdot 10^{-9}$	6313 ± 86	5783.383 ± 0.009	0.802	99.8	+0.0018	-0.003
zExp	$+2.02 \cdot 10^{-4}$	6320 ± 87	5783.383 ± 0.011	0.807	99.9	+0.0012	+0.002
	$-2.02 \cdot 10^{-4}$	6313 ± 88	5783.378 ± 0.012	0.823	99.8	-0.0032	+0.017
twist	$+2.04 \cdot 10^{-6}$	6272 ± 86	5783.381 ± 0.011	0.799	99.1	-0.0008	-0.007
	$-2.04 \cdot 10^{-6}$	6319 ± 88	5783.379 ± 0.012	0.795	99.9	-0.0027	-0.010
elliptical	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	6297 ± 87	5783.381 ± 0.011	0.801	99.5	-0.0003	-0.004
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	6361 ± 87	5783.385 ± 0.011	0.809	100.5	+0.0033	+0.005
skew	$+5.5 \cdot 10^{-2}$	1632 ± 55	5783.420 ± 0.024	0.902	25.8	+0.0384	+0.097
	$-5.5 \cdot 10^{-2}$	1579 ± 46	5783.380 ± 0.024	0.890	24.9	-0.0016	+0.085
	$+5.5 \cdot 10^{-3}$	6287 ± 87	5783.375 ± 0.011	0.806	99.4	-0.0063	+0.000
	$-5.5 \cdot 10^{-3}$	6318 ± 87	5783.385 ± 0.011	0.812	99.8	+0.0039	+0.007
sagitta	$+5.0 \cdot 10^{-4}$	6306 ± 89	5783.382 ± 0.011	0.802	99.7	+0.0007	-0.002
	$-5.0 \cdot 10^{-4}$	6304 ± 87	5783.380 ± 0.011	0.801	99.6	-0.0013	-0.005

Таблица 27: Систематические погрешности в % измеряемых отношений $R_2^{0\pm}$ и $R_1^{0\pm}$.

Источник	$R_2^{0\pm}$	$R_1^{0\pm}$
Эффективность реконструкции трека	7.8	7.8
Аппроксимация распределения $m_{B^+\pi^-}$	2.5	2.0
Аппроксимация распределения $m_{B^+K^-}$	2.4	4.6
Аппроксимация распределения $m_{B^0K_S^0}$	14	8.1
Разрешение по массе	0.7	2.2
Доля $K^\pm \leftrightarrow \pi^\pm$	2.6	2.6
Вклад не K^{*0}	5.0	5.0
Ограниченность набора МК	1.2	1.2
Итого	18	14

Таблица 28: Систематические погрешности в % измеряемых отношений R_{2*}^\pm , R_{2*}^0 , R_σ^\pm и R_σ^0 .

Источник	R_{2*}^\pm	R_{2*}^0	R_σ^\pm	R_σ^0
Аппроксимация распределения $m_{B^+\pi^-}$	2.9	—	2.7	—
Аппроксимация распределения $m_{B^+K^-}$	17	—	7.1	—
Аппроксимация распределения $m_{B^0K_S^0}$	—	13	—	24
Разрешение по массе	1.2	3.0	1.5	1.1
Погрешность $m_{B^*}^{\text{PDG}} - m_B^{\text{PDG}}$	7.7	4.8	—	—
Ограниченность набора МК	1.1	1.3	1.1	1.3
Итого	19	15	7.8	24

Таблица 29: Систематические погрешности (в МэВ) измеренных разностей масс и естественной ширины ($\Gamma_{B_{s2}^*}$, измерена только в канале B^+K^-).

Источник	$\Delta M_{B_{s2}^*}^\pm$	$\Delta M_{B_{s1}^\pm}$	$\Delta M_{B_{s2}^0}$	$\Delta M_{B_{s1}^0}$	$M(B^0) - M(B^+)$	$M(B^{*0}) - M(B^{*+})$	$\Gamma_{B_{s2}^*}$
Аппроксимация распр.-я $m_{B^+\pi^-}$	0.024	0.008	—	—	0.024	0.008	0.11
Аппроксимация распр.-я $m_{B^+K^-}$	0.011	0.043	—	—	0.011	0.043	0.11
Аппроксимация распр.-я $m_{B^0K_S^0}$	—	—	0.039	0.038	0.039	0.038	—
Погрешность $m_{B^*}^{\text{PDG}} - m_B^{\text{PDG}}$	0.012	0.003	0.003	0.0001	0.012	0.003	0.03
Сдвиг от реконструкции	0.056	0.044	0.050	0.042	0.075	0.061	—
Юстировка детектора	0.036	0.005	0.031	0.006	0.038	0.008	0.15
Разрешение по массе	0.007	0.005	0.005	0.005	0.009	0.007	0.20
Итого	0.073	0.063	0.071	0.057	0.098	0.085	0.30

4.11 Результаты

С использованием набора данных пр столкновений, соответствующего интегральной светимости 19.6 фбн^{-1} , набранного экспериментальной установкой CMS при энергии столкновений $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ в 2012 г., впервые обнаружен распад $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$ со статистической значимостью в 6.3σ . Также получено первое свидетельство распада $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$ со значимостью 3.9σ .

Используя известные значения [77] вероятностей распадов $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+) = (1.026 \pm 0.031) \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) = (1.28 \pm 0.05) \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-) = (0.99754 \pm 0.00021)$, $\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (0.6920 \pm 0.0005)$, и формулы (2)–(5), измерены отношения вероятностей распадов

$$R_2^{0\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} = 0.432 \pm 0.077 \text{ (стат.)} \pm 0.075 \text{ (сист.)} \pm 0.021(\mathcal{B}),$$

$$R_1^{0\pm} = \frac{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)} = 0.492 \pm 0.122 \text{ (стат.)} \pm 0.068 \text{ (сист.)} \pm 0.024(\mathcal{B}),$$

$$= \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)} = 0.081 \pm 0.021 \text{ (стат.)} \pm 0.015 \text{ (сист.)},$$

$$R_{2*}^0 = \frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)} = 0.093 \pm 0.086 \text{ (стат.)} \pm 0.014 \text{ (сист.)},$$

где первые погрешности – статистические, вторые – систематические, а третьи связаны с погрешностями в известных вероятностях распадов. Полученное отношение $R_2^{0\pm}$ находится в отличном согласии с теоретическими предсказаниями (0.42–0.46 [95, 100, 103, 106]). Отношение $R_1^{0\pm}$ согласуется с одним из предсказаний в 0.43 [95], но превышает другие предсказания в 0.23 [100] и 0.31 [103] на, соответственно, 2 и 1.5 экспериментальных погрешности, но стоит заметить, что погрешности теоретических предсказаний не указаны. Третье отношение (R_{2*}^\pm) прекрасно согласуется с измерениями LHCb [111] и CDF [112]: $0.093 \pm 0.013 \pm 0.012$ и $0.10 \pm 0.03 \pm 0.02$, соответственно. Отношения R_{2*}^\pm и R_{2*}^0 также находятся в согласии с теоретическими предсказаниями [97, 99, 100, 103, 104, 106].

Используя формулы (6)–(7), также измеряются произведения сечений рож-

дения на вероятности распадов:

$$R_{\sigma}^{\pm} = \frac{\sigma(pp \rightarrow B_{s1} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^{-})}{\sigma(pp \rightarrow B_{s2}^{*} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s2}^{*} \rightarrow B^{+} K^{-})} = 0.233 \pm 0.019 (\text{стат.}) \pm 0.018 (\text{сист.}),$$

$$R_{\sigma}^0 = \frac{\sigma(pp \rightarrow B_{s1} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\sigma(pp \rightarrow B_{s2}^{*} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s2}^{*} \rightarrow B^0 K_S^0)} = 0.266 \pm 0.079 (\text{стат.}) \pm 0.063 (\text{сист.}).$$

Значение R_{σ}^{\pm} было ранее измерено коллаборацией LHCb равным $0.232 \pm 0.014 \pm 0.013$ [111] (при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и в другом кинематическом диапазоне). Полученный в диссертационной работе результат согласуется с измерением LHCb.

Измеренные разности масс составляют

$$\Delta M_{B_{s2}^{*}}^{\pm} = M(B_{s2}^{*}) - m_{B^{+}}^{\text{PDG}} - m_{K^{-}}^{\text{PDG}} = 66.870 \pm 0.093 (\text{стат.}) \pm 0.073 (\text{сист.}) \text{ МэВ},$$

$$\Delta M_{B_{s1}}^{\pm} = M(B_{s1}) - m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{K^{-}}^{\text{PDG}} = 10.452 \pm 0.089 (\text{стат.}) \pm 0.063 (\text{сист.}) \text{ МэВ},$$

$$\Delta M_{B_{s2}^{*}}^0 = M(B_{s2}^{*}) - m_{B^0}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}} = 62.370 \pm 0.478 (\text{стат.}) \pm 0.071 (\text{сист.}) \text{ МэВ},$$

$$\Delta M_{B_{s1}}^0 = M(B_{s1}) - m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}} = 5.612 \pm 0.225 (\text{стат.}) \pm 0.057 (\text{сист.}) \text{ МэВ}.$$

Последние два измерения выполнены впервые. Первые два измерения согласуются с результатами коллабораций LHCb и CDF [111, 112], см. также Таблицу 8. Используя измеренные значения $\Delta M_{B_{s2}^{*}}^{\pm}$ и $\Delta M_{B_{s1}}^{\pm}$, известные массы K^{-} и B^{+} мезонов, а также разность масс $m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{B^{+}}^{\text{PDG}}$ [77], определены массы $B_{s1,2}^{(*)}$ мезонов:

$$M(B_{s2}^{*}) = 5839.857 \pm 0.093 (\text{стат.}) \pm 0.073 (\text{сист.}) \pm 0.151 (\text{PDG}) \text{ МэВ},$$

$$M(B_{s1}) = 5828.779 \pm 0.089 (\text{стат.}) \pm 0.063 (\text{сист.}) \pm 0.275 (\text{PDG}) \text{ МэВ},$$

где последние погрешности связаны с погрешностями масс и разностей масс [77]. Массы B_{s2}^{*} и B_{s1} также можно определить в канале $B^0 K_S^0$, используя измеренные значения $\Delta M_{B_{s2}^{*}}^0$ и $\Delta M_{B_{s1}}^0$; полученные значения согласуются с приведёнными выше, но имеют значительно бóльшие погрешности.

С использованием измерений выше, вычисляются также разности масс между заряженными и нейтральными В-мезонами:

$$M(B^0) - M(B^{+}) = 0.566 \pm 0.487 (\text{стат.}) \pm 0.098 (\text{сист.}) \pm 0.020 (\text{PDG}) \text{ МэВ},$$

$$M(B^{*0}) - M(B^{*+}) = 0.906 \pm 0.242 (\text{стат.}) \pm 0.085 (\text{сист.}) \pm 0.020 (\text{PDG}) \text{ МэВ}.$$

Первая разность масс известна с лучшей точностью: 0.31 ± 0.06 МэВ [77], и полученный в данной работе результат согласуется с этим значением. Разность масс $M(B^{*0}) - M(B^{*+})$ измерена впервые. В данной работе представлен новый метод измерения этих разностей масс.

Наконец, измерена естественная ширина B_{s2}^* мезона:

$$\Gamma(B_{s2}^*) = 1.52 \pm 0.34 \text{ (стат.)} \pm 0.30 \text{ (сист.) МэВ,}$$

что согласуется с измерениями LHCb [111] и CDF [112].

5 Заключение

Результаты этой диссертационной работы основаны на анализе данных, набранных в протон-протонных столкновениях на БАК при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ ТэВ экспериментальной установкой CMS и соответствующих интегральной светимости около 20 фбн^{-1} . Были выполнены следующие задачи:

- Проведён поиск состояния $X(5568)$, распадающегося на $B_s^0 \pi^\pm$, установлен верхний предел на долю B_s^0 , рождающихся из распада $X(5568)$. Полученный предел является наиболее строгим на данный момент. Таким образом, результаты статьи об обнаружении частицы $X(5568)$ [32] находятся в строгом противоречии с данной работой.
- Установлен верхний предел на долю B_s^0 , рождающихся из распада экзотической частицы, распадающейся на $B_s^0 \pi^\pm$, в зависимости от массы этой частицы в диапазоне $5.5 - 5.9$ ГэВ и естественной ширины частицы в диапазоне от 10 до 50 МэВ.
- Восстановлены распады P -волновых состояний B_s^0 мезонов $B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-$, $B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-$, $B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-$, измерены отношения $\frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*+} K^-)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}$ и $\frac{\sigma(pp \rightarrow B_{s1} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)}{\sigma(pp \rightarrow B_{s2}^* \dots) \times \mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}$. Также в этих распадах измерены разности масс $M(B_{s2}^*) - m_{B^+}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$ и $M(B_{s1}) - m_{B^{*+}}^{\text{PDG}} - m_{K^-}^{\text{PDG}}$, массы B_{s2}^* и B_{s1} мезонов и естественная ширина $\Gamma(B_{s2}^*)$.
- Впервые обнаружен распад $B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0$, получено первое свидетельство распада $B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0$; измерены отношения $\frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^+ K^-)}$, $\frac{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*+} K^-)}$, $\frac{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}$ и $\frac{\sigma(pp \rightarrow B_{s1} \dots) \times \mathcal{B}(B_{s1} \rightarrow B^{*0} K_S^0)}{\sigma(pp \rightarrow B_{s2}^* \dots) \times \mathcal{B}(B_{s2}^* \rightarrow B^0 K_S^0)}$. В дополнение, измерены разности масс $M(B_{s2}^*) - m_{B^0}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$ и $M(B_{s1}) - m_{B^{*0}}^{\text{PDG}} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}}$.
- Новым методом измерены разности масс $M(B^0) - M(B^+)$ и $M(B^{*0}) - M(B^{*+})$, где вторая измерена впервые.

Благодарности

В первую очередь выражаю глубокую благодарность научному руководителю Данилову Михаилу Владимировичу за помощь, оказанную в работе над диссертацией и подготовке к защите, а также за предоставление прекрасных возможностей представить результаты работы на международных конференциях в Италии, Греции и Узбекистане. Выражаю искреннюю благодарность научному консультанту Чистову Руслану Николаевичу за многочисленные полезные и интересные обсуждения и советы. Также благодарю за помощь, рецензирование выполненных анализов данных и советы при подготовке публикаций иностранных коллег из коллаборации CMS I. Heredia-De La Cruz, J. Mejia-Guisao, M. Ramirez-Garcia, M. Galanti, F. Simonetto, F. Palla, T. Ferguson. Отдельно благодарю коллег Марину Чадаеву, Алию Нигамову, Олега Филатова, Юлию Шелёву и весь коллектив Лаборатории тяжёлых кварков и лептонов ФИАН за создание приятной рабочей атмосферы. Наконец, хочу поблагодарить своих родных и друзей за моральную поддержку.

Список литературы

- [1] *ATLAS Collaboration, Aad G. 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. B.* — 2012. — Vol. **716**. — Pp. 1–29, arXiv:1207.7214.
- [2] *CMS Collaboration, Chatrchyan S. et al.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // *Phys. Lett. B.* — 2012. — Vol. **716**. — Pp. 30–61, arXiv:1207.7235.
- [3] *CMS Collaboration, Chatrchyan S. et al.* Observation of a new Xi(b) baryon // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. **108**. — P. 252002, arXiv:1204.5955.
- [4] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of two new Ξ_b^- baryon resonances // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. **114**. — P. 062004, arXiv:1411.4849.
- [5] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Measurement of the properties of the Ξ_b^{*0} baryon // *JHEP.* — 2016. — Vol. **05**. — P. 161, arXiv:1604.03896.
- [6] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of a new Ξ_b^- resonance // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. **121**. — no. 7. — P. 072002, arXiv:1805.09418.
- [7] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of excited Λ_b^0 baryons // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. **109**. — P. 172003, arXiv:1205.3452.
- [8] *CDF Collaboration, Aaltonen T. A. et al.* Evidence for a bottom baryon resonance Λ_b^{*0} in CDF data // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. **88**. — no. 7. — P. 071101, arXiv:1308.1760.
- [9] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Precise measurements of the properties of the $B_1(5721)^{0,+}$ and $B_2^*(5747)^{0,+}$ states and observation of $B^{+,0}\pi^{-,+}$ mass structures // *JHEP.* — 2015. — Vol. **04**. — P. 024, arXiv:1502.02638.
- [10] *ATLAS Collaboration, Aad G. et al.* Observation of an excited B_c^\pm meson state with the ATLAS detector // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. **113**. — no. 21. — P. 212004, arXiv:1407.1032.
- [11] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Search for excited B_c^+ states // *JHEP.* — 2018. — Vol. **01**. — P. 138, arXiv:1712.04094.
- [12] *CMS Collaboration, Sirunyan A. M. et al.* Observation of two excited B_c^+ states and measurement of the $B_c^+(2S)$ mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. — 2019, arXiv:1902.00571.

- [13] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of five new narrow Ω_c^0 states decaying to $\Xi_c^+ K^-$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. **118**. — no. 18. — P. 182001, arXiv:1703.04639.
- [14] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. **119**. — no. 11. — P. 112001, arXiv:1707.01621.
- [15] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* First observation of the doubly charmed baryon decay $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$ // Submitted to *Phys. Rev. Lett.* — 2018, arXiv:1807.01919.
- [16] *CMS Collaboration, Sirunyan A. M. et al.* Observation of the $\chi_{b1}(3P)$ and $\chi_{b2}(3P)$ and measurement of their masses // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. **121**. — P. 092002, arXiv:1805.11192.
- [17] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of two resonances in the $\Lambda_b^0 \pi^\pm$ systems and precise measurement of Σ_b^\pm and $\Sigma_b^{*\pm}$ properties // Submitted to *Phys. Rev. Lett.* — 2018, arXiv:1809.07752.
- [18] *Belle Collaboration, Choi S. K. et al.* Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. **91**. — P. 262001, arXiv:hep-ex/0309032.
- [19] *CDF Collaboration, Aaltonen T. et al.* Evidence for a narrow near-threshold structure in the $J/\psi \phi$ mass spectrum in $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. **102**. — P. 242002, arXiv:0903.2229.
- [20] *Brambilla N. et al.* Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities // *Eur. Phys. J. C.* — 2011. — Vol. **71**. — P. 1534, arXiv:1010.5827.
- [21] *Belle Collaboration, Cheng-Ping S.* XYZ particles at Belle // *Chin. Phys. C.* — 2010. — Vol. **34**. — Pp. 615–620, arXiv:0912.2386.
- [22] *BaBar Collaboration, Lees J. P. et al.* Study of $B^{\pm,0} \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^{\pm,0}$ and search for $B^0 \rightarrow J/\psi \phi$ at BABAR // *Phys. Rev. D.* — 2015. — Vol. **91**. — no. 1. — P. 012003, arXiv:1407.7244.
- [23] *D0 Collaboration, Abazov V. M. et al.* Search for the X(4140) state in $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ decays with the D0 detector // *Phys. Rev. D.* — 2014. — Vol. **89**. — no. 1. — P. 012004, arXiv:1309.6580.
- [24] *D0 Collaboration, Abazov V. M. et al.* Inclusive production of the X(4140) state in $p\bar{p}$ collisions at D0 // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. **115**. — no. 23. — P. 232001, arXiv:1508.07846.

- [25] *CMS Collaboration, Chatrchyan S. et al.* Observation of a peaking structure in the $J/\psi\phi$ mass spectrum from $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$ decays // *Phys. Lett. B.* — 2014. — Vol. **734**. — Pp. 261–281, arXiv:1309.6920.
- [26] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of $J/\psi\phi$ structures consistent with exotic states from amplitude analysis of $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. **118**. — no. 2. — P. 022003, arXiv:1606.07895.
- [27] *Belle Collaboration, Mizuk R. et al.* Dalitz analysis of $B \rightarrow K\pi^+\psi'$ decays and the $Z(4430)^+$ // *Phys. Rev. D.* — 2009. — Vol. **80**. — P. 031104, arXiv:0905.2869.
- [28] *Belle Collaboration, Chilikin K. et al.* Experimental constraints on the spin and parity of the $Z(4430)^+$ // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. **88**. — no. 7. — P. 074026, arXiv:1306.4894.
- [29] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. **112**. — no. 22. — P. 222002, arXiv:1404.1903.
- [30] *LHCb Collaboration, Aaij R. 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, arXiv:1507.03414.
- [31] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Model-independent evidence for $J/\psi p$ contributions to $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. **117**. — no. 8. — P. 082002, arXiv:1604.05708.
- [32] *D0 Collaboration, Abazov V. M. et al.* Evidence for a $B_s^0\pi^\pm$ state // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. **117**. — no. 2. — P. 022003, arXiv:1602.07588.
- [33] *LHCb Collaboration, Aaij R. et al.* Search for structure in the $B_s^0\pi^\pm$ invariant mass spectrum // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. **117**. — no. 15. — P. 152003, arXiv:1608.00435.
- [34] *Guo F.-K., Meißner U.-G., Zou B.-S.* How the $X(5568)$ challenges our understanding of QCD // *Commun. Theor. Phys.* — 2016. — Vol. **65**. — no. 5. — Pp. 593–595, arXiv:1603.06316.
- [35] *Wang Z.-G.* Analysis of the strong decay $X(5568) \rightarrow B_s^0\pi^+$ with QCD sum rules // *Eur. Phys. J. C.* — 2016. — Vol. **76**. — no. 5. — P. 279, arXiv:1603.02498.
- [36] *Wang W., Zhu R.* Can $X(5568)$ be a tetraquark state? // *Chin. Phys. C.* — 2016. — Vol. **40**. — no. 9. — P. 093101, arXiv:1602.08806.

- [37] *Zanetti C. M., Nielsen M., Khemchandani K. P.* QCD sum rule study of a charged bottom-strange scalar meson // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. **93**. — no. 9. — P. 096011, arXiv:1602.09041.
- [38] *Liu Y.-R., Liu X., Zhu S.-L.* $X(5568)$ and its partner states // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. **93**. — no. 7. — P. 074023, arXiv:1603.01131.
- [39] *Stancu Fl.* $X(5568)$ as a $sud\bar{b}$ tetraquark in a simple quark model // *J. Phys. G.* — 2016. — Vol. **43**. — no. 10. — P. 105001, arXiv:1603.03322.
- [40] *Tang L., Qiao C.-F.* Tetraquark states with open flavors // *Eur. Phys. J. C.* — 2016. — Vol. **76**. — no. 10. — P. 558, arXiv:1603.04761.
- [41] *Lü Q.-F., Dong Y.* Masses of open charm and bottom tetraquark states in a relativized quark model // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. **94**. — no. 9. — P. 094041, arXiv:1603.06417.
- [42] *Albaladejo M. et al.* Can $X(5568)$ be described as a $B_s\pi$, $B\bar{K}$ resonant state? // *Phys. Lett. B.* — 2016. — Vol. **757**. — Pp. 515–519, arXiv:1603.09230.
- [43] *Ali A. et al.* B_c^\pm decays into tetraquarks // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. **94**. — P. 034036, arXiv:1604.01731.
- [44] *Albuquerque R. et al.* Nature of the $X(5568)$: a critical Laplace sum rule analysis at N2LO // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2016. — Vol. **31**. — no. 17. — P. 1650093, arXiv:1604.05566.
- [45] *Chen X., Ping J.* Is the exotic $X(5568)$ a bound state? // *Eur. Phys. J. C.* — 2016. — Vol. **76**. — no. 6. — P. 351, arXiv:1604.05651.
- [46] *Chen W. et al.* Open-flavor charm and bottom $sq\bar{q}\bar{Q}$ and $qq\bar{q}\bar{Q}$ tetraquark states // *Phys. Rev.* — 2017. — Vol. **D95**. — no. 11. — P. 114005, arXiv:1705.10088.
- [47] *Ke H.-W., Li X.-Q.* Estimating decay rate of $X^\pm(5568) \rightarrow B_s\pi^\pm$ while assuming them to be molecular states // *Eur. Phys. J. C.* — 2018. — Vol. **78**. — no. 5. — P. 364, arXiv:1801.00675.
- [48] *CMS Collaboration, Sirunyan A. M. et al.* Search for the $X(5568)$ state decaying into $B_s^0\pi^\pm$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. **120**. — no. 20. — P. 202005, arXiv:1712.06144.
- [49] *CMS Collaboration, Sirunyan A. M. et al.* Studies of $B_{s2}^*(5840)^0$ and $B_{s1}(5830)^0$ mesons including the observation of the $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0K_S^0$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* — 2018. — Vol. **78**. — P. 939, arXiv:1809.03578.

- [50] *Polikarpov S.* Results on production and decay of B hadrons and onia and X(5568) state search in CMS // Proceedings of Science. — Vol. 314. — 2017. — Journal reference: PoS(EPS-HEP2017)395.
- [51] *Polikarpov S.* Recent CMS B physics results // EPJ Web of Conferences. — Vol. 182. — 2018. — n. 02098.
- [52] *Polikarpov S.* Study of the P-wave B_s^0 mesons at the CMS experiment in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Proceedings of Science. — Vol. 321. — 2018. — Journal reference: PoS(LHCP2018)184.
- [53] *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08001.
- [54] *ALICE Collaboration, Aamodt K. et al.* The ALICE experiment at the CERN LHC // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08002.
- [55] *ATLAS Collaboration, Aad G. et al.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08003.
- [56] *CMS Collaboration, Chatrchyan S. et al.* The CMS experiment at the CERN LHC // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08004.
- [57] *LHCb Collaboration, Alves Jr. A. Augusto et al.* The LHCb Detector at the LHC // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08005.
- [58] *LHCf Collaboration, Adriani O. et al.* The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08006.
- [59] *TOTEM Collaboration, Anelli G. et al.* The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08007.
- [60] *Pinfold James.* The MoEDAL experiment at the LHC // EPJ Web Conf. — 2017. — Vol. 145. — P. 12002.
- [61] *Billoir P.* Progressive track recognition with a Kalman-like fitting procedure // Comput. Phys. Commun. — 1989. — Vol. 57. — no. 1. — P. 390.
- [62] *CMS Collaboration, Chatrchyan S. et al.* Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker // JINST. — 2014. — Vol. 9. — P. P10009, arXiv:1405.6569.
- [63] *CMS Collaboration, Chatrchyan S. et al.* Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JINST. — 2012. — Vol. 7. — P. P10002, arXiv:1206.4071.
- [64] *CMS Collaboration, Khachatryan V. et al.* The CMS trigger system // JINST. — 2017. — Vol. 12. — P. P01020, arXiv:1609.02366.

- [65] *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.* PYTHIA 6.4 physics and manual // JHEP. — 2006. — Vol. **05**. — P. 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [66] *Lange D. J.* The EvtGen particle decay simulation package // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2001. — Vol. **462**. — P. 152.
- [67] *Barberio E., van Eijk B., Wqs Z.* PHOTOS—a universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays // Comput. Phys. Commun. — 1991. — Vol. **66**. — P. 115.
- [68] *Barberio E., Wqs Z.* PHOTOS—a universal Monte Carlo for QED radiative corrections: version 2.0 // Comput. Phys. Commun. — 1994. — Vol. **79**. — P. 291.
- [69] *GEANT4 Collaboration, Agostinelli S. et al.* GEANT4—a simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. **506**. — P. 250.
- [70] *Gell-Mann Murray.* A schematic model of baryons and mesons // Phys. Lett. — 1964. — Vol. **8**. — Pp. 214–215.
- [71] *Voloshin M. B., Okun L. B.* Hadron molecules and charmonium atom // JETP Lett. — 1976. — Vol. **23**. — Pp. 333–336.
- [72] *Karliner M.* Doubly heavy tetraquarks and baryons // EPJ Web Conf. — 2014. — Vol. **71**. — P. 00065.
- [73] *CDF Collaboration, Aaltonen T. et al.* A search for the exotic meson $X(5568)$ with the Collider Detector at Fermilab // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. **120**. — no. 20. — P. 202006, arXiv:1712.09620.
- [74] *D0 Collaboration, Abazov V. M. et al.* Study of the $X^\pm(5568)$ state with semileptonic decays of the B_s^0 meson // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. **97**. — no. 9. — P. 092004, arXiv:1712.10176.
- [75] *ATLAS Collaboration, Aaboud M. et al.* Search for a structure in the $B_s^0\pi^\pm$ invariant mass spectrum with the ATLAS experiment // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. **120**. — no. 20. — P. 202007, arXiv:1802.01840.
- [76] *CMS Collaboration, Khachatryan V. et al.* Measurement of the CP-violating weak phase ϕ_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. B. — 2016. — Vol. **757**. — Pp. 97–120, arXiv:1507.07527.
- [77] *Particle Data Group Collaboration, Patrignani C. et al.* Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. — 2016. — Vol. **40**. — no. 10. — P. 100001.

- [78] *Verkerke W., Kirkby D. P.* The RooFit toolkit for data modeling // eConf C. — 2003. — Vol. **0303241**. — P. MOLT007, arXiv:physics/0306116.
- [79] *Read A. L.* Presentation of search results: the CL_S technique // J. Phys. G. — 2002. — Vol. **28**. — P. 2693.
- [80] *Junk T.* Confidence level computation for combining searches with small statistics // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1999. — Vol. **434**. — P. 435, arXiv:hep-ex/9902006.
- [81] *ATLAS and CMS Collaborations.* Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011: Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-11, CMS NOTE-2011/005: 2011. — URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1379837>.
- [82] *Close F. E., Li Z.-P.* Effective heavy quark theory // Phys. Lett. B. — 1992. — Vol. **289**. — P. 143, arXiv:hep-ph/9206217.
- [83] *Neubert M.* Heavy quark symmetry // Phys. Rept. — 1994. — Vol. **245**. — Pp. 259–396, arXiv:hep-ph/9306320.
- [84] *Grozin A. G.* Heavy quark effective theory // Springer Tracts Mod. Phys. — 2004. — Vol. **201**. — P. 1.
- [85] *Manohar A. V., Wise M. B.* Heavy quark physics // Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. — 2000. — Vol. **10**. — Pp. 1–191.
- [86] *Godfrey S., Kokoski R.* The properties of P -wave mesons with one heavy quark // Phys. Rev. D. — 1991. — Vol. **43**. — Pp. 1679–1687.
- [87] *Eichten E. J., Hill C. T., Quigg C.* Properties of orbitally excited heavy - light mesons // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Vol. **71**. — Pp. 4116–4119, arXiv:hep-ph/9308337.
- [88] *Falk A. F., Mehen T.* Excited heavy mesons beyond leading order in the heavy quark expansion // Phys. Rev. D. — 1996. — Vol. **53**. — Pp. 231–240, arXiv:hep-ph/9507311.
- [89] *Orsland A. H., Hogaasen H.* Strong and electromagnetic decays for excited heavy mesons // Eur. Phys. J. C. — 1999. — Vol. **9**. — Pp. 503–510, arXiv:hep-ph/9812347.
- [90] *Lahde T. A., Nyfalt C. J., Riska D. O.* Spectra and M1 decay widths of heavy light mesons // Nucl. Phys. A. — 2000. — Vol. **674**. — Pp. 141–167, arXiv:hep-ph/9908485.

- [91] *Ali Khan A. et al.* Heavy light mesons and baryons with b quarks // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. **62**. — P. 054505, arXiv:hep-lat/9912034.
- [92] *Lewis R., Woloshyn R. M.* S and P wave heavy light mesons in lattice NRQCD // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. **62**. — P. 114507, arXiv:hep-lat/0003011.
- [93] *Di Pierro M., Eichten E.* Excited heavy-light systems and hadronic transitions // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. **64**. — P. 114004, arXiv:hep-ph/0104208.
- [94] *UKQCD Collaboration, Green A. M. et al.* Excited B mesons from the lattice // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. **69**. — P. 094505, arXiv:hep-lat/0312007.
- [95] *P. Colangelo, F. De Fazio, R. Ferrandes.* Two topics for a discussion on the bs and bq systems // Nucl. Phys. B. - Proc. Suppl. — 2007. — Vol. **163**. — Pp. 177–182.
- [96] *Matsuki T., Morii T., Sudoh K.* New heavy-light mesons Q anti-q // Prog. Theor. Phys. — 2007. — Vol. **117**. — Pp. 1077–1098, arXiv:hep-ph/0605019.
- [97] *Zhong X.-H., Zhao Q.* Strong decays of heavy-light mesons in a chiral quark model // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. **78**. — P. 014029, arXiv:0803.2102.
- [98] *Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O.* Heavy-light meson spectroscopy and Regge trajectories in the relativistic quark model // Eur. Phys. J. C. — 2010. — Vol. **66**. — Pp. 197–206, arXiv:0910.5612.
- [99] *Colangelo P. et al.* New meson spectroscopy with open charm and beauty // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. **86**. — P. 054024, arXiv:1207.6940.
- [100] *Wang Z.-H. et al.* The strong decays of orbitally excited B_{sJ}^* mesons by improved Bethe-Salpeter method // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. **706**. — Pp. 389–397, arXiv:1202.1224.
- [101] *Devlani N., Rai A. K.* Spectroscopy and decay properties of B and B/s mesons // Eur. Phys. J. A. — 2012. — Vol. **48**. — P. 104.
- [102] *Sun Y. et al.* Higher bottom and bottom-strange mesons // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. **89**. — no. 5. — P. 054026, arXiv:1401.1595.
- [103] *Wang Z.-G.* Strong decays of the bottom mesons $B_1(5721)$, $B_2(5747)$, $B_{s1}(5830)$, $B_{s2}(5840)$ and $B(5970)$ // Eur. Phys. J. Plus. — 2014. — Vol. **129**. — P. 186, arXiv:1401.7580.
- [104] *Godfrey S., Moats K., Swanson E. S.* B and B_s Meson Spectroscopy // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. **94**. — no. 5. — P. 054025, arXiv:1607.02169.

- [105] *Shah M., Patel B., Vinodkumar P. C.* Spectroscopy and flavor changing decays of B, B_s mesons in a Dirac formalism // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. **93**. — no. 9. — P. 094028.
- [106] *Lu Q.-F. et al.* Excited bottom and bottom-strange mesons in the quark model // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. **94**. — no. 7. — P. 074012, arXiv:1607.02812.
- [107] *Liu J.-B., Lu C.-D.* Spectra of heavy-light mesons in a relativistic model // *Eur. Phys. J. C.* — 2017. — Vol. **77**. — no. 5. — P. 312, arXiv:1605.05550.
- [108] *Kher V., Devlani N., Rai A. K.* Spectroscopy, decay properties and Regge trajectories of the B and B_s mesons // *Chin. Phys. C.* — 2017. — Vol. **41**. — no. 9. — P. 093101, arXiv:1705.08248.
- [109] *CDF Collaboration, Aaltonen T. et al.* Observation of orbitally excited B_s mesons // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. **100**. — P. 082001, arXiv:0710.4199.
- [110] *D0 Collaboration, Abazov V. M. et al.* Observation and properties of the orbitally excited $B^*(s_2)$ meson // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. **100**. — P. 082002, arXiv:0711.0319.
- [111] *LHCb Collaboration, Aaij R et al.* First observation of the decay $B_{s_2}^*(5840)^0 \rightarrow B^{*+}K^-$ and studies of excited B_s^0 mesons // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. **110**. — no. 15. — P. 151803, arXiv:1211.5994.
- [112] *CDF Collaboration, Aaltonen T. A. et al.* Study of orbitally excited B mesons and evidence for a new $B\pi$ resonance // *Phys. Rev. D.* — 2014. — Vol. **90**. — no. 1. — P. 012013, arXiv:1309.5961.
- [113] *CMS Collaboration, Sirunyan A. M. et al.* Measurement of angular parameters from the decay $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Phys. Lett. B.* — 2018. — Vol. **781**. — Pp. 517–541, arXiv:1710.02846.
- [114] *CMS Collaboration, Sirunyan A. M. et al.* Measurement of b hadron lifetimes in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* — 2018. — Vol. **78**. — no. 6. — P. 457, arXiv:1710.08949.
- [115] *CMS Collaboration, Khachatryan V. et al.* CMS tracking performance results from early LHC operation // *Eur. Phys. J. C.* — 2010. — Vol. **70**. — P. 1165, arXiv:1007.1988.
- [116] *CMS Collaboration, Khachatryan V. et al.* Measurement of the ratio $B(B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)) / B(B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi(1020))$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Phys. Lett. B.* — 2016. — Vol. **756**. — Pp. 84–102, arXiv:1501.06089.

- [117] *CMS Collaboration, Khachatryan V. et al.* Observation of the decay $B^+ \rightarrow \psi(2S)\phi(1020)K^+$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Phys. Lett. B.* — 2017. — Vol. **764**. — Pp. 66–86, arXiv:1607.02638.
- [118] *Pivk M., Le Diberder F. R.* \mathcal{s} Plot: A Statistical tool to unfold data distributions // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2005. — Vol. **555**. — Pp. 356–369, arXiv:physics/0402083.
- [119] *CMS Collaboration, Chatrchyan S. et al.* Alignment of the CMS tracker with LHC and cosmic ray data // *JINST.* — 2014. — Vol. **9**. — P. P06009, arXiv:1403.2286.