Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи

Петров Никита Константинович

Изучение многокварковых состояний в эксперименте CMS

Специальность 1.3.15 —
«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Чистов Руслан Николаевич

Москва — 2026

Оглавление

Стр.

Глава 1. Общая характеристика работы 4
1.1 Актуальность исследования 4
1.2 Цели и задачи исследования 6
1.3 Положения, выносимые на защиту 6
1.4 Научная новизна работы 7
1.5 Теоретическая и практическая значимость работы 8
1.6 Достоверность полученных результатов 8
1.7 Личный вклад 9
1.8 Апробация работы 10
1.9 Структура и объём диссертации 11

Глава 2. Экспериментальная установка CMS 12
2.1 Большой адронный коллайдер 12
2.2 Детектор CMS 13
2.3 Трековая система 15
2.4 Электромагнитный калориметр 19
2.5 Адронный калориметр 22
2.6 Мюонная система 24
2.7 Триггерная система 26

Глава 3. Обнаружение распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ 28
3.1 Экспериментальный обзор экзотических адронов 28
3.1.1 История чармония 28
3.1.2 X(3872): первое экзотическое состояние 29
3.1.3 Расширение спектроскопии экзотических адронов 32
3.1.4 Нотация экзотических адронов 35
3.2 Содержание представляемого исследования 36
3.3 Реконструкция и отбор событий 37
3.4 Аппроксимация распределений 40
3.5 Исследование Монте-Карло симуляций 44
3.6 Изучение данных 47
3.7 Оценка систематических погрешностей 50
3.8 Обсуждение результатов 54

Стр.

Глава 4. Обнаружение новых состояний в спектре M(J/ψJ/ψ) . . 58
4.1 Исследование парного рождения кваркония 58
4.1.1 Двойное рождение J/ψ 58
4.1.2 Обнаружение X(6900) 63
4.2 Содержание представляемого исследования 65
4.3 Реконструкция и отбор событий 66
4.4 Изучение Монте-Карло симуляций 68
4.4.1 Изучение сигнальных симуляций 68
4.4.2 Изучение отражений 73
4.4.3 Изучение фоновых Монте-Карло симуляций 75
4.5 Анализ нескрытых данных 80
4.6 Изучение данных 82
4.6.1 Модели без интерференции 83
4.6.2 Модели с интерференцией 86
4.6.3 Альтернативные модели аппроксимации 90
4.7 Оценка систематических погрешностей 93
4.7.1 Сигнальная форма 93
4.7.2 Форма NRSPS 97
4.7.3 Форма DPS 97
4.7.4 Разрешение детектора 98
4.7.5 Комбинаторный фон 99
4.7.6 Вклады сигнальных отражений 103
4.7.7 Учет смещения массы J/ψ 103
4.7.8 Коррекция на эффективность 104
4.7.9 Значимости с учетом систематик 105
4.8 Обсуждение результатов 105

Глава 5. Заключение 110

Список литературы 113

Глава 1. Общая характеристика работы

1.1 Актуальность исследования

Большой адронный коллайдер (БАК) [1] проектировался как комплекс из экспериментов, нацеленных на самый широкий спектр задач в физике элементарных частиц. Одним из самых значимых открытий является обнаружение бозона Хиггса коллаборациями CMS и ATLAS в 2012 году [2;3]. В настоящее время основными направлениями исследований на БАКе являются прецизионное измерение параметров Стандартной модели (СМ), поиск ее расширений (так называемой Новой физики), изучение физики столкновений тяжелых ионов, а также спектроскопия тяжелых адронов (частиц, в составе которых есть очарованный c-кварк или прелестный b-кварк). Последнее включает в себя поиски новых элементарных частиц, а также изучение интересных распадов уже существующих. За время работы БАКа было открыто более 70 тяжелых адронов [4; 5]. Измерение физических параметров частиц и их распадов позволяет проверять и уточнять теоретические модели квантовой хромодинамики (КХД), описывающие сильное межкварковое взаимодействие и механизм конфайнмента. Такие исследования возможны благодаря огромной энергии столкновения протонов в системе центра масс, что способствует более интенсивному рождению очарованных и прелестных адронов, в том числе частиц, состоящих из более чем двух тяжелых кварков. Последнее невозможно на B-фабриках.

Особый интерес представляют экзотические адроны. Кварковая модель [6] достаточно успешно описывает структуру обнаруженных мезонов ($q\overline{q}$) и барионов (qqq и $\overline{qqq}$). Она группирует частицы в мультиплеты, что позволяет лучше понимать природу симметрий, которым подчиняются адроны. Однако кварковая модель допускает существование и 4-(тетракварки), 5-(пентакварки) и даже 6-кварковых состояний [7]. Помимо так называемых компактных мультикварков, существует также ряд моделей, предлагающих альтернативные внутренние конфигурации экзотических состояний, например, мезон-антимезонные молекулы, адрочармоний, гибриды и так далее [8–10].

Эпоха открытия и активного исследования экзотических частиц началась в 2003 году с обнаружения чармониеподобного состояния X(3872) коллаборацией Belle [11]. С тех пор экспериментами BESII, BESIII, BaBar, Belle, LHCb,

ATLAS и CMS было обнаружено множество экзотических состояний [4]. Только на БАКе было открыто более двадцати новых частиц [5], см. Рис. 1.1. Однако, несмотря на интенсивное изучение данного направления физики на протяжении двух десятилетий, внутренняя структура X(3872) до сих пор остаётся предметом дискуссий и исследований.

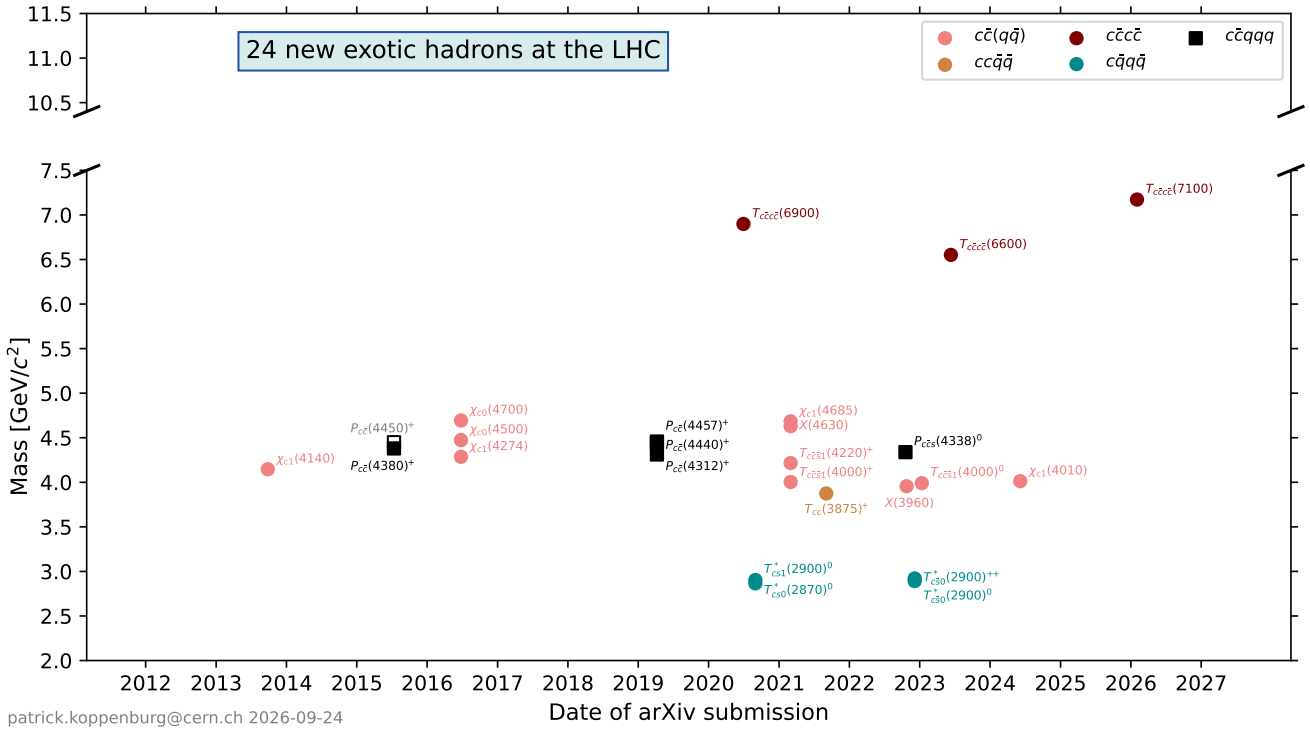


Рисунок 1.1 — Экзотические адроны, открытые на БАКе [5]. Точки различной формы и цвета обозначают отдельные состояния и отражают их кварковый состав. По оси абсцисс показаны даты публикаций, в которых сообщалось об открытии, а по оси ординат — соответствующие массы.

За последние 6 лет коллаборациями LHCb, CMS и ATLAS были открыты экзотические частицы, состоящие полностью из тяжелых кварков, что еще сильнее подогрело интерес научного сообщества к данной теме [12–14]. Также данные открытия стали триумфом теоретических предсказаний, так как существование подобных состояний предсказывалось еще в начале 80-х годов [15–18].

Подытоживая вышесказанное, исследование многокварковых состояний является горячей и бурно развивающейся темой современной физики элементарных частиц. Поиск и изучение экзотических состояний представляют собой актуальное направление исследований.

1.2 Цели и задачи исследования

Целями диссертационной работы являлись поиск ранее не наблюдавшегося распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ и экзотических состояний в спектре инвариантной массы $\mathrm{J}/\psi\mathrm{J}/\psi$, а также, в случае их наблюдения, измерение физических параметров с использованием экспериментальных данных, набранных детектором CMS на Большом адронном коллайдере в 2016–2018 годах в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие задачи:

— Разработать процедуры реконструкции и отбора кандидатов в распады $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ и $\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda$, а также пар J/ψ-мезонов.

— Исследовать сигнальные и фоновые процессы с использованием моделирования методами Монте-Карло. Определить эффективности реконструкции и отбора, а также характеристики массового разрешения в исследуемых каналах.

— Выполнить поиск распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ на данных 2018 года. В случае его наблюдения измерить отношение вероятностей исследуемого распада и нормировочного канала $\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda$.

— Разработать программное обеспечение для описания спектра инвариантной массы $\mathrm{J}/\psi\mathrm{J}/\psi$ с учётом возможной интерференции.

— Провести поиск экзотических состояний в спектре инвариантной массы $\mathrm{J}/\psi\mathrm{J}/\psi$ на данных 2016–2018 годов. В случае выявления сигналов оценить их статистическую значимость и измерить массы и натуральные ширины соответствующих состояний в моделях с интерференцией и без неё.

1.3 Положения, выносимые на защиту

— Разработаны алгоритмы реконструкции и отбора кандидатов для распадов $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$, $\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda$ и пар J/ψ-мезонов, а также методы описания спектра инвариантной массы $\mathrm{J}/\psi\mathrm{J}/\psi$ в моделях с интерференцией и без неё, предназначенные для анализа данных эксперимента

CMS, набранных на Большом адронном коллайдере в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

— Впервые в мире обнаружен распад $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и с относительной точностью 14 % измерено отношение вероятности этого распада к вероятности распада в нормировочном канале $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$.

— В спектре инвариантной массы $J/\psi J/\psi$ впервые обнаружено состояние X(6600) и подтверждено существование X(6900) со статистической значимостью каждого сигнала, превышающей 5σ, и получено первое экспериментальное указание на существование X(7100) со статистической значимостью, превышающей 3σ, а также измерены массы и натуральные ширины всех трёх состояний.

1.4 Научная новизна работы

Впервые в мире обнаружен распад $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ [19]. Данный канал является барионным аналогом хорошо изученного распада $B^+ \to J/\psi\phi K^+$, где была найдена богатая резонансная структура в спектре промежуточной инвариантной массы $J/\psi\phi$ [20–22]. Также впервые измерена вероятность распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ относительно вероятности нормировочного канала $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$.

В результате детального исследования спектра инвариантной массы $J/\psi J/\psi$ [13] подтверждено существование состояния X(6900), ранее заявленного коллаборацией LHCb. Подтверждение наличия данного состояния, а также измерение его параметров на данных CMS, предоставляет дополнительные сведения о спектроскопии полностью тяжёлых тетракварков.

Обнаружено новое экзотическое состояние X(6600) и найдено первое экспериментальное указание на существование состояния X(7100). Обе частицы распадаются на пару J/ψ-мезонов и состоят из четырёх очарованных кварков ($c\bar{c}c\bar{c}$). Для каждого состояния измерены массы и натуральные ширины. Кроме того, для описания спектра инвариантной массы $J/\psi J/\psi$ впервые предложена модель, учитывающая интерференцию между всеми тремя найденными состояниями, что позволило достичь согласия с данными без необходимости введения дополнительных структур.

1.5 Теоретическая и практическая значимость работы

В ходе настоящего исследования впервые обнаружен распад Λ_b^0-бариона в конечное состояние $J/\psi\Lambda\phi$. Данный канал представляет большой интерес для поиска тетра и пентакварков, так как содержит промежуточные подсистемы $J/\psi\Lambda$, $J/\psi\phi$ и $\Lambda\phi$. Дальнейшее изучение распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ на большем наборе данных позволит детально исследовать спектры двухчастичных инвариантных масс на предмет наличия экзотических структур. Также измеренное отношение вероятностей распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ к нормировочному каналу $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$ может быть использовано для проверки и уточнения теоретических моделей, описывающих слабые распады прелестных адронов.

В ходе исследования спектра инвариантной массы $J/\psi J/\psi$ подтверждено существование экзотического состояния X(6900), впервые обнаружено состояние X(6600) со статистической значимостью, превышающей 5 стандартных отклонений, а также получено первое экспериментальное указание на существование X(7100). Для всех состояний измерены массы и натуральные ширины в гипотезах без интерференции и с интерференцией между тремя частицами. Измерение свойств данных состояний является очень важной информацией для теоретических моделей КХД. Полученные результаты легли в основу публикации [13], вызвавшей значительный интерес научного сообщества: за два года с момента выхода работа была процитирована более 100 раз, что подтверждает научную значимость и актуальность представленных в диссертации исследований.

Наконец, полученные результаты демонстрируют высокий потенциал эксперимента CMS для проведения передовых исследований в области спектроскопии экзотических состояний и тяжёлых адронов, а также намечают направления дальнейших работ в данной области.

1.6 Достоверность полученных результатов

Достоверность обнаружения распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ обеспечивается соответствием измеренной относительной вероятности распада аналогичным значениям, полученным для B^+ и B^0-мезонов [4] (см. Раздел 3.8). Масса Λ_b^0-бариона, восстановленная в каналах $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$, согласуется с мировым средним значением.

Достоверность наблюдения новых экзотических частиц в спектре $M(J/\psi J/\psi)$ подтверждается согласованностью массы и натуральной ширины X(6900), измеренных коллаборациями CMS, LHCb и ATLAS. Позже, используя данные Run-3, коллаборация CMS подтвердила существование X(6600), X(6900) и сообщила об обнаружении состояния X(7100) со статистической значимостью, превышающей 5 стандартных отклонений [23]. Дополнительно были установлены квантовые числа найденных экзотических адронов [24].

1.7 Личный вклад

Автор является членом международной коллаборации CMS и принимает активное участие в работе группы физики тяжёлых кварков. Представленные в диссертации результаты, выносимые на защиту, получены лично автором либо при его определяющем участии.

В исследовании распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$, результаты которого опубликованы в работе [19], автор самостоятельно выполнил все этапы физического анализа: разработал и реализовал процедуры реконструкции и отбора кандидатов в исследуемом и нормировочном каналах, провёл моделирование методами Монте-Карло и определил отношение эффективностей. Автор детально исследовал экспериментальные распределения, измерил отношение вероятностей распадов $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi)/\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda)$, оценил систематические неопределённости и выполнил проверку устойчивости результата.

В исследовании спектра инвариантной массы $J/\psi J/\psi$, представленном в публикации [13], автор возглавлял одну из двух групп, работавших над этой задачей, и самостоятельно реализовал полный цикл обработки и анализа данных. Его вклад включал разработку процедур реконструкции и отбора пар J/ψ-мезонов, моделирование сигнальных и фоновых процессов методами Монте-Карло, определение характеристик массового разрешения и эффективности. Автор разработал программное обеспечение для описания массового спектра с учётом возможной интерференции, измерил массы и натуральные ширины состояний, оценил статистическую значимость сигналов и систематические неопределённости.

Автор непосредственно участвовал в написании статей [13; 19] и подготовке публикаций по материалам докладов [25–27], включая подготовку

иллюстраций и таблиц, обсуждение и доработку текстов. Кроме того, автор принимал участие в дежурствах по набору данных эксперимента CMS.

1.8 Апробация работы

Результаты, представленные в настоящей диссертации, опубликованы в 5 научных статьях [13; 19; 25–27], которые полностью соответствуют требованиям ВАК. Работы [13; 19] являются коллаборационными статьями CMS, опубликованными в ведущих международных рецензируемых журналах, а [25–27] – тезисами докладов с конференций, изданными в журналах, индексируемых в Web of Science и Scopus. Также результаты регулярно докладывались автором на всероссийских и международных конференциях, в том числе самого высокого уровня:

- 62-я Всероссийская научная конференция МФТИ (г. Долгопрудный, Россия, ноябрь 2019).
- 3rd EMMI Workshop: Anti-matter, hyper-matter and exotica production at the LHC (г. Вроцлав, Польша, декабрь 2019).
- Moscow International School of Physics 2020 (г. Вороново, Россия, март 2020).
- ICHEP2020: 40th International Conference on High Energy Physics (г. Прага, Чехия, июль 2020).
- Физика элементарных частиц и космология 2020 (г. Москва, Россия, ноябрь 2020).
- 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ (г. Долгопрудный, Россия, апрель 2023).
- Lomonosov 2023: XXI Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (г. Москва, Россия, август 2023).

Кроме того, материалы исследований многократно представлялись и обсуждались на внутренних совещаниях коллаборации CMS и семинарах в ФИАН.

1.9 Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из пяти глав: общей характеристики работы, трёх основных глав и заключения. Полный объём работы составляет 128 страниц, включая 57 рисунков и 16 таблиц. Список литературы содержит 165 наименований.

Во второй главе представлено описание экспериментальной установки CMS, с помощью которой были набраны данные для исследований, изложенных в настоящей работе.

Третья глава посвящена обнаружению распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$. В ней приведены обзор экспериментальной картины в спектроскопии экзотических адронов, описание процедуры реконструкции и отбора событий, методы аппроксимации распределений, результаты моделирования методами Монте-Карло и анализа экспериментальных данных. Также представлены измерение отношения вероятностей распадов с учётом систематических погрешностей и обсуждение полученных результатов.

Четвёртая глава содержит исследование спектра инвариантной массы $J/\psi J/\psi$ вблизи порога. В ней рассмотрены теоретические и экспериментальные результаты, связанные с поиском экзотических состояний, полностью состоящих из тяжёлых кварков. Описаны процедуры реконструкции и отбора событий, моделирование методами Монте-Карло и анализ экспериментальных данных. Существенное внимание уделено оценке систематических неопределенностей и обсуждению полученных результатов.

В заключении подведены итоги работы и выражены благодарности всем сопричастным к данному труду.

Глава 2. Экспериментальная установка CMS

В этой главе представлено описание установки CMS и её основных подсистем, актуальное для периода Run-2 (2015-2018 гг.).

2.1 Большой адронный коллайдер

В диссертации были использованы данные протон-протонных столкновений, набранные экспериментом CMS на Большом адронном коллайдере (БАК), расположенном в исследовательском центре ЦЕРН (Женева, Швейцария). Коллайдер предназначен для изучения физических процессов при экстремально высоких энергиях и является крупнейшим ускорителем частиц в мире. Ускорительный комплекс ЦЕРНа (см. подробную схему на Рис. 2.1) включает в себя каскад из нескольких установок, каждая из которых последовательно увеличивает энергию протонного пучка перед его инжекцией в основной кольцевой тоннель БАКа. Основные этапы ускорения частиц можно представить следующим образом:

- **Источник протонов:** ионизация атомов водорода с помощью электрического поля;
- **LINAC2:** линейный ускоритель, разгоняющий протоны до 50 МэВ;
- **PSB (Proton Synchrotron Booster):** ускоряет частицы до 1.4 ГэВ и формирует пачки из 12 сгустков (англ. bunch, банч), каждый из которых содержит $\sim 10^{11}$ протонов;
- **PS (Proton Synchrotron):** доводит энергию до 25 ГэВ;
- **SPS (Super Proton Synchrotron):** ускоряет протоны до 450 ГэВ;
- **LHC:** основной кольцевой ускоритель длиной 26.7 км, в котором пучки разгоняются до энергии 6.5 ТэВ на протон в СЦИ (система центра инерции).

Пучки движутся в противоположных направлениях по двум отдельным вакуумным трубам и удерживаются на орбите системой сверхпроводящих магнитов. Встречные пучки пересекаются в четырёх точках взаимодействия, где размещены основные детекторы БАКа: CMS, ATLAS, LHCb и ALICE. Частота пересечения банчей составляет 40 МГц, то есть одно столкновение каждые 25 нс.

Хронология работы БАК делится на сеансы по набору данных, называемые Run. Ниже приведены основные параметры для эксперимента CMS:

- **Run-1 (2010–2012):** энергия в СЦИ ($\sqrt{s}$) до 8 ТэВ, интегральная светимость порядка 25 фб$^{-1}$;
- **Run-2 (2015–2018):** энергия увеличена до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, за три года собрано более 140 фб$^{-1}$;
- **Run-3 (2022-2026):** при энергии $\sqrt{s} = 13.6$ ТэВ экспериментом CMS набраны данные, соответствующие интегральной светимости около 326 фб$^{-1}$;
- **HL-LHC (начиная с ∼2030):** планируется накопить до 3000 фб$^{-1}$ для высокоточных измерений и поиска редких процессов, в том числе Новой физики.

Помимо протон-протонных столкновений, БАК также проводит сеансы столкновений тяжёлых ионов, в частности свинца. Эти столкновения происходят при пониженной частоте, но достигают колоссальной плотности энергии, что позволяет изучать состояние кварк-глюонной плазмы — формы материи, существовавшей в первые микросекунды после Большого взрыва. Эксперимент CMS принимает участие в таких сеансах наряду с другими детекторами БАКа, однако данное направление не является предметом настоящей диссертации.

2.2 Детектор CMS

Compact Muon Solenoid (CMS) [28] — это многоцелевой детектор, предназначенный для регистрации и анализа продуктов протон-протонных, протон-ионных и ион-ионных столкновений в Большом адронном коллайдере. Установка расположена на глубине около 100 метров под землей между Женевским озером и горами Юра. Основными задачами эксперимента являются тестирование предсказаний Стандартной модели, включая исследование бозона Хиггса, а также поиск эффектов Новой физики. CMS представляет собой цилиндрическую конструкцию длиной 28,7 м, диаметром 15 м и массой порядка 14 тысяч тонн. Центральным элементом является сверхпроводящий соленоид длиной 12.5 м и внутренним диаметром 6 м, создающий аксиально направленное поле напряжённостью 3.8 Тл. Это обеспечивает изгибающую силу порядка 12 Тл·м, достаточную для точного измерения импульсов заряженных частиц.

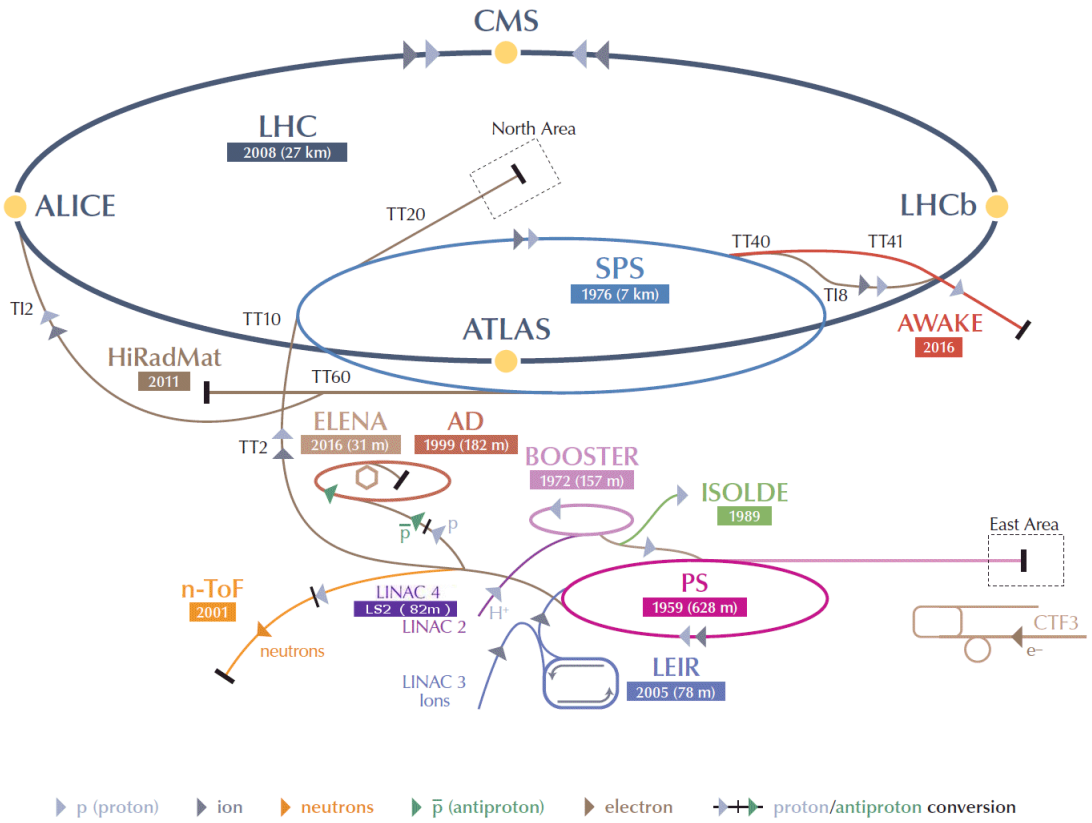


Рисунок 2.1 — Ускорительный комплекс Большого адронного коллайдера

Благодаря большому внутреннему объёму соленоида, трековая система и калориметры размещены внутри магнитного поля, что обеспечивает компактность конструкции CMS. Мюонная система, расположенная за пределами соленоида и встроенная в возвратное ярмо, позволяет эффективно восстанавливать мюоны и является отличительной особенностью детектора. Схематическое изображение установки CMS приведено на Рис. 2.2. При светимости порядка 10^{34} см$^{-2}$с$^{-1}$ среднее число pp-взаимодействий на одно пересечение пучков (pileup) в условиях Run-2 составляло ∼30–35, при этом в наиболее интенсивные периоды среднее значение достигало 40–50. Триггерная система CMS синхронизирована с ритмом столкновения батчей (раз в 25 нс) и принимает решения для каждого из них целиком. Высокое пространственное и временное разрешение детекторов позволяет разделять перекрывающиеся взаимодействия в пределах одного события.

Для описания траекторий частиц и геометрии столкновений в эксперименте используется правая декартова система координат. Начало координат располагается в номинальной точке взаимодействия пучков. Ось x направлена радиально к центру кольца БАКа, ось y — вертикально вверх, а ось z совпадает с направлением движения пучка и ориентирована в сторону гор Юра.

Дополнительные используемые переменные:

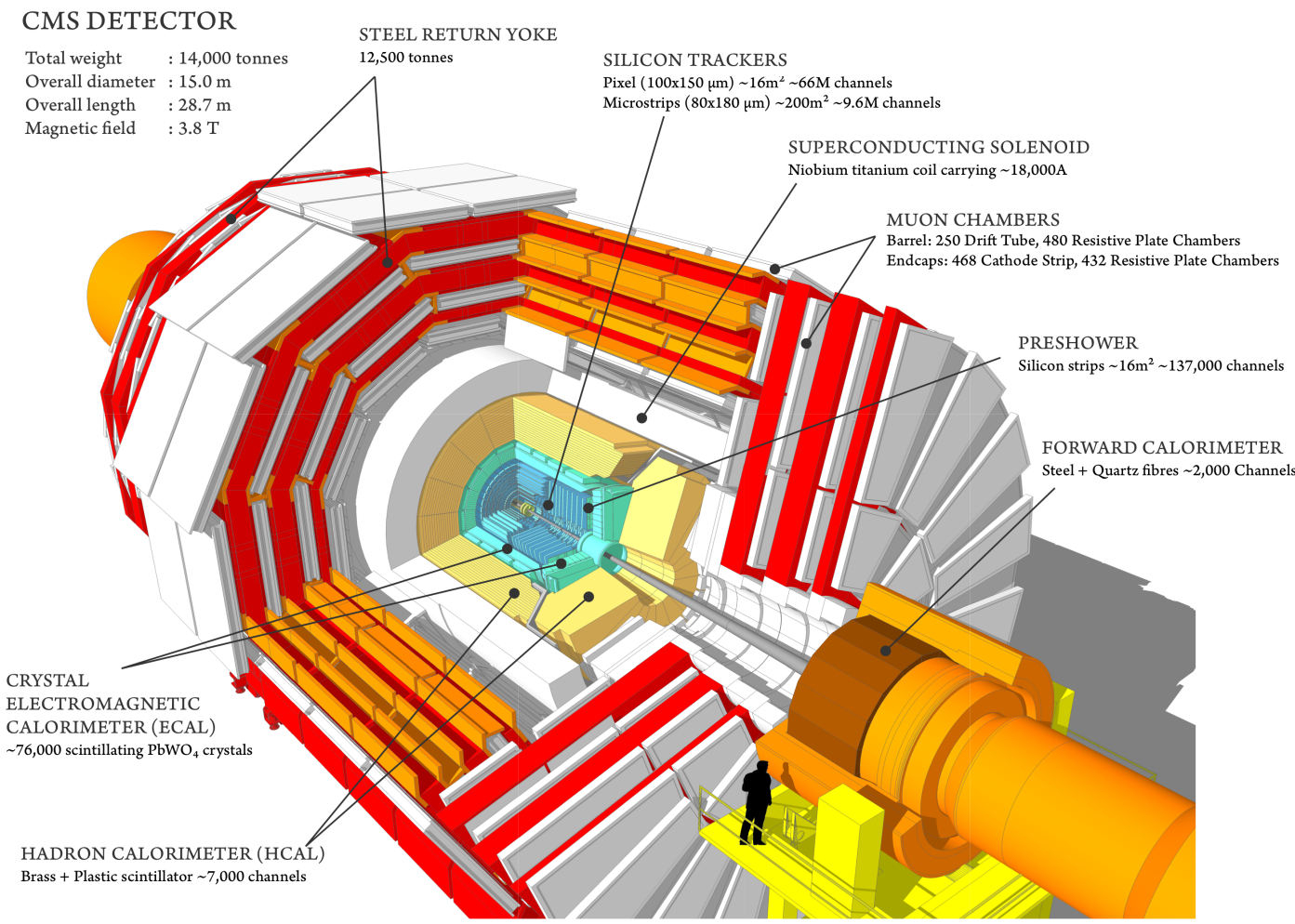


Рисунок 2.2 — Схематическое изображение детектора CMS

– азимутальный угол ϕ — измеряется от оси x в плоскости xy;
– полярный угол θ — отсчитывается от оси z;
– псевдобыстрота: $\eta = -\ln \mathrm{tg}(\theta/2)$ — удобна тем, что разности по η лоренц-инвариантны вдоль оси z;
– угловое расстояние: $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ — мера близости в (η,ϕ)-пространстве;
– поперечный импульс $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ — одна из ключевых величин для анализа событий;
– поперечная энергия $E_T = E \cdot \sin\theta = \frac{E}{\cosh\eta}$

2.3 Трековая система

Трековая система (трекер) [29] — одна из ключевых составляющих детектора CMS, предназначенная для регистрации траекторий заряженных частиц (треков) и измерения их импульсов за счет отклонения в магнитном поле. Систе-

ма установлена непосредственно вблизи точки пересечения пучков и охватывает область по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$, позволяя эффективно восстанавливать как первичные вершины (места pp-столкновений), так и вторичные вершины (возникающие, например, при распаде долгоживущих частиц). Учитывая высокую частоту наложенных взаимодействий, трекер должен обладать высокой пространственной гранулярностью, быстрой электроникой считывания, а также устойчивостью к радиационному воздействию. Кроме того, минимизация количества материала в системе критична для снижения эффекта множественного рассеяния и вероятности конверсии фотонов. Трековая система CMS построена на кремниевых полупроводниковых детекторах двух типов:

- **Пиксельные детекторы** — используются во внутренних слоях, обеспечивают высокоточное измерение координат треков вблизи точки взаимодействия;
- **Полосковые детекторы** (стрипы) — покрывают внешнюю область и предназначены для регистрации следов прохождения частиц с меньшей точностью, но на большем радиусе.

Длина трекера составляет 5.8 м, а диаметр — 2.5 м. Он содержит более 66 миллионов пикселей и ∼15 тысяч стриповых модулей. Активная площадь системы превышает 200 м^2, что делает её крупнейшим кремниевым детектором, построенным на сегодняшний день. В 2017 году пиксельная часть трекера была полностью заменёна в рамках проекта *Phase-1 Upgrade* [30]. Основными целями апгрейда стали повышение радиационной стойкости, улучшение разрешающей способности и увеличение числа слоёв пиксельной системы для более надёжного восстановления треков при возросшем числе наложенных pp-взаимодействий. Сравнение исходного и обновлённого макета пиксельного детектора показано на Рис. 2.3. Схематическая конструкция всего трекера приведена на Рис. 2.4. Трековая система состоит из следующих подсистем:

- **BPIX** (Barrel Pixel Detector) — три цилиндрических слоя пиксельных детекторов, расположенных на радиусах 4.4–10.2 см (четыре слоя после апгрейда 2017 года на радиусах 2.9–16.0 см);
- **FPIX** (Forward Pixel Detector) — по два диска пиксельных детекторов на каждом торце при $|z| \approx 34.5$ и 46.5 см (по три диска после апгрейда, $|z| \approx 29$–51 см);
- **TIB** (Tracker Inner Barrel) — четыре слоя стриповых детекторов в диапазоне радиусов 20–55 см;

– **TOB** (Tracker Outer Barrel) — шесть внешних цилиндрических слоёв стриповых детекторов на радиусах до 116 см;
– **TID** (Tracker Inner Disks) — по три диска стриповых детекторов с каждой стороны, покрывающие область $|z| \approx 58$–124 см;
– **TEC** (Tracker EndCaps) — по девять дисков с каждой стороны, простирающихся до $|z| \approx 282$ см.

Пиксельный детектор обеспечивает разрешение порядка 10 мкм по координате $r\phi$ и 20–40 мкм по координате вдоль оси z. В стриповых подсистемах разрешение зависит от расстояния до оси пучка и варьируется от 13 до 47 мкм.

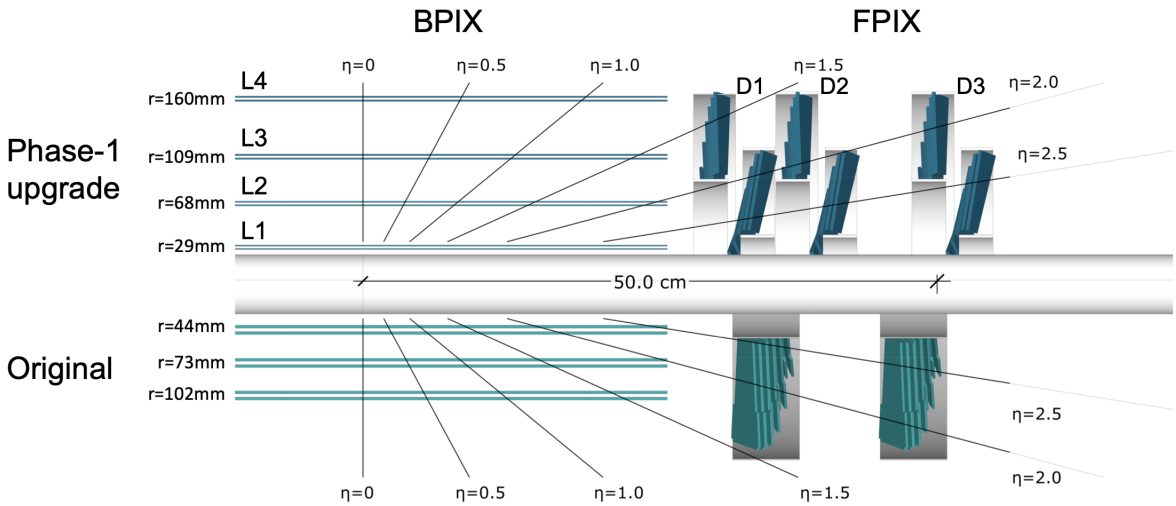


Рисунок 2.3 — Схематическое изображение пиксельного детектора CMS до и после *Phase-1* апгрейда в продольной проекции [30].

Взаимодействуя с кремниевыми слоями трекера, заряженные частицы оставляют следы (так называемые хиты), которые используются для восстановления их траекторий. Типичный трек содержит в среднем около 10 хитов — примерно 4 в пиксельной подсистеме и 6 в полосковой. Процесс реконструкции траекторий реализуется с помощью алгоритма *Combinatorial Track Finder*, основанного на фильтре Калмана и выполняющегося итеративно. На каждом шаге восстанавливаются сначала наиболее простые треки (например, высокоэнергетичные и близкие к первичной вершине), затем — всё более сложные (с меньшим p_T, удалённые от вершины и содержащие меньше хитов). После каждой итерации уже использованные хиты исключаются из последующих шагов, что позволяет существенно снизить комбинаторную сложность задачи. Каждая итерация состоит из четырёх этапов:

– грубая инициализация параметров трека на основе нескольких хитов;

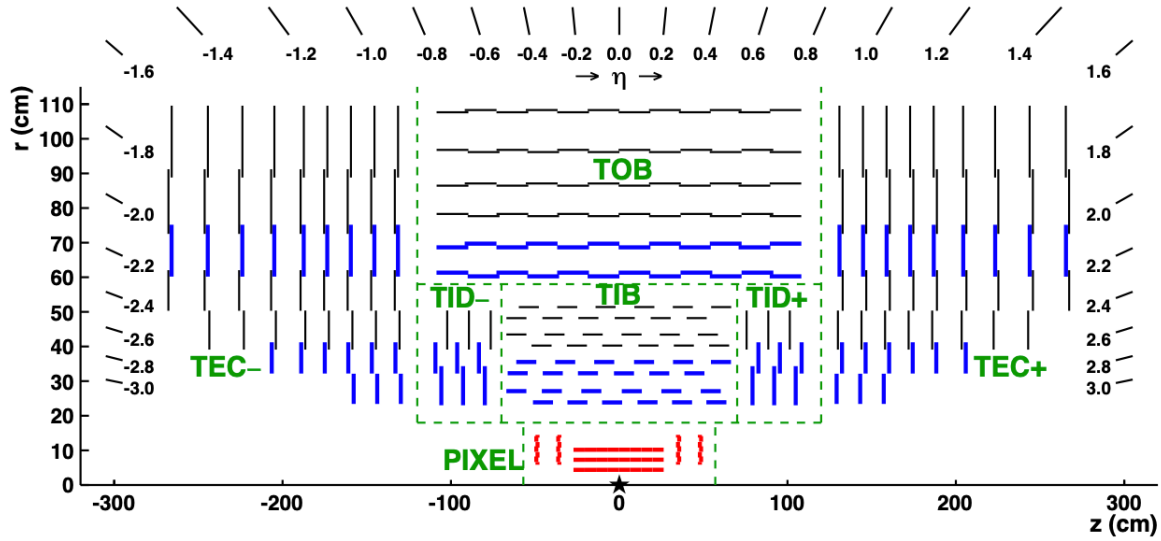


Рисунок 2.4 — Схематическое изображение половины трековой системы CMS в координатной плоскости r–z [29].

– последовательное присоединение хитов к трековым кандидатам с помощью фильтра Калмана;
– уточнение параметров траектории путем аппроксимации и сглаживание траекторий (с использованием алгоритма Рунге–Кутты);
– оценка качества трека и фильтрация на основе ряда критериев.

По завершении всех итераций, треки, восстановленные на разных этапах, объединяются в единую коллекцию. Каждому треку присваивается так называемый *флаг чистоты* (*purity flag*), характеризующий его достоверность. Принято выделять три уровня: *loose*, *tight* и *high-purity*. Треки с флагом *loose* соответствуют минимальным требованиям (по числу хитов, качеству аппроксимации и совместимости с первичной вершиной) и обладают высокой эффективностью восстановления, однако среди них возможна заметная доля фейковых треков, составленных из случайных комбинаций хитов. *Tight*) и особенно *high-purity* критерии обеспечивают значительно меньшую долю ложных реконструкций. В большинстве физических анализов CMS используется именно последний уровень, как наиболее надёжный. Для треков с поперечным импульсом $1 < p_T < 10$ ГэВ и псевдобыстротой $|\eta| < 1.4$ относительное разрешение по p_T составляет порядка 1.5 %.

Информация о траекториях треков позволяет восстанавливать первичные вершины столкновений — посредством кластеризации треков, близких по координате z, и аппроксимации их общей точки пересечения. Похожим образом восстанавливаются и вторичные вершины — через фит траекторий дочерних

частиц в общую вершину. Пространственное разрешение реконструкции первичных вершин достигает 10–25 мкм в зависимости от числа входящих треков. При высокой плотности наложенных взаимодействий в одном событии может быть реконструировано несколько десятков первичных вершин.

Важно отметить, что CMS не располагает специализированной системой для идентификации заряженных адронов (p, K, π). Поэтому трекам присваиваются массовые гипотезы на основании внешней информации, а дальнейший отбор кандидатов позволяет подавить фон от частиц с ошибочной гипотезой.

Отдельное внимание уделяется реконструкции нейтральных долгоживущих ($c\tau \gtrsim 1$ см) частиц [31] — таких, как K^0_s и Λ. Эти частицы распадаются на два противоположно заряженных трека, формируя так называемые V0-вершины, заметно удалённые от основной точки столкновения. Для их идентификации отбираются пары треков с нулевым суммарным зарядом, образующие отлетевшую вторичную вершину с хорошим качеством аппроксимации, и инвариантной массой совместимой с известными значениями $\mathrm{M}^{\mathrm{PDG}}_{\mathrm{K}^0_\mathrm{s}}$ или $\mathrm{M}^{\mathrm{PDG}}_{\Lambda}$. Для K^0_s обоим дочерним трекам присваивается массовая гипотеза пиона, тогда как для Λ трек с наибольшим импульсом интерпретируется как протон, а оставшийся — как пион.

Помимо основного назначения — высокоточной реконструкции траекторий заряженных частиц и измерения их импульсов, трековая система играет важную роль в работе триггерной системы. На программном уровне триггера информация от трекера используется для уточнения и подтверждения кандидатов, найденных в мюонной системе и калориметрах, а также для расчёта изоляции, топологических переменных и реконструкции вершин. Наличие треков, совпадающих по направлению с калориметрическими кластерами или мюонными сегментами, значительно повышает надёжность отбора событий и позволяет снижать пороги на энергии и импульсы без увеличения фоновой нагрузки.

2.4 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ECAL) CMS — это гомогенный герметичный калориметр, выполненный на основе кристаллов вольфрамата свинца ($PbWO_4$), расположенный внутри магнитного соленоида. В состав ECAL входят 61 200 кристаллов в баррельной части (ECAL Barrel, EB) и по 7 324 кристалла в

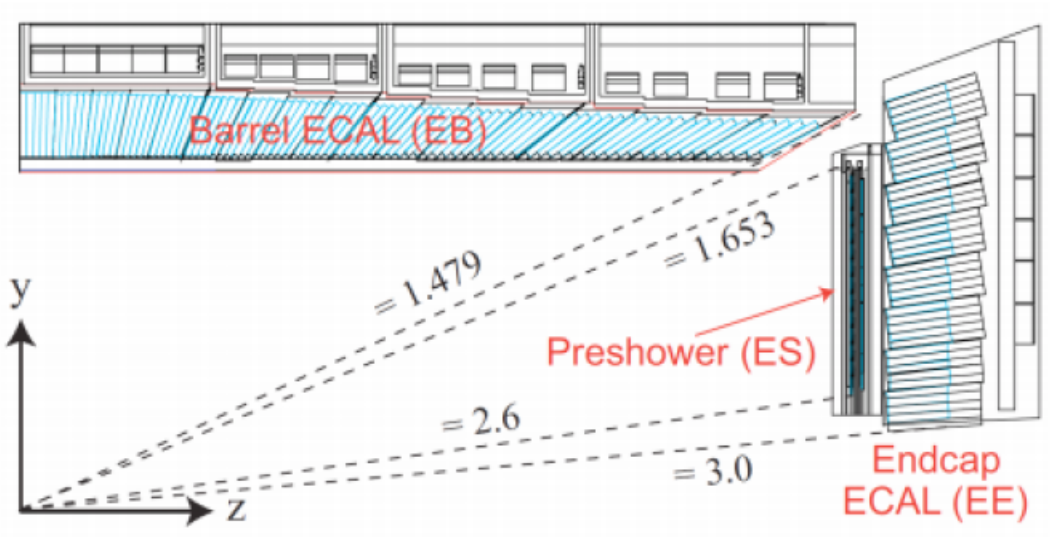


Рисунок 2.5 — Схематическое изображение четверти электромагнитного калориметра CMS

каждом из двух торцевых модулей (ECAL Endcap, EE), что обеспечивает покрытие по псевдобыстроте до $|\eta| < 3.0$. Баррель охватывает область $|\eta| < 1.479$, торцы — диапазон $1.479 < |\eta| < 3.0$.

В дополнение к торцевым частям калориметра расположен предливневый детектор (PreShower), состоящий из чередующихся слоёв свинца и кремниевых сенсоров. Он покрывает диапазон $1.65 < |\eta| < 2.6$ и помогает детектировать электромагнитные ливни, начинающиеся до основного калориметра. Структурная схема ECAL приведена на Рис. 2.5.

Высокая плотность кристаллов (8.28 г/см^3), короткая радиационная длина (0.89 см) и малый радиус Мольера (∼2.2 см) обеспечивают отличную сегментацию и компактность, позволяя калориметру размещаться внутри магнитного поля в 3.8 Тл. Эти параметры способствуют высокой точности измерения энергии и пространственному разрешению, необходимому для разделения близко расположенных фотонов, например, от распадов $\pi^0 \to \gamma\gamma$. В области эндкапов эта способность дополнительно усиливается за счёт PreShower, особенно в условиях высокой плотности частиц.

Кристаллы $PbWO_4$ обладают быстрым временем высвечивания: около 80 % света испускается в течение 25 нс, что соответствует временной структуре пучков БАКа. Излучение имеет максимум в диапазоне длин волн 420–430 нм. Несмотря на низкий световой выход (около 4.5 фотоэлектронов на МэВ при тем-

пературе 18 °C), высокая прозрачность и радиационная стойкость кристаллов позволяют достичь стабильной работы на протяжении длительного времени. Считывание света осуществляется при помощи лавинных фотодиодов (APD, *Avalanche Photodiodes*) в баррельной части и вакуумных фототриодов (VPT, *Vacuum Phototriodes*) в эндкапах.

Точный температурный контроль (до ±0.1 °C) и система лазерного мониторинга прозрачности кристаллов позволяют компенсировать деградацию характеристик, сохраняя вклад систематических погрешностей на уровне менее 0.5 %.

Энергетическое разрешение калориметра описывается следующим выражением:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E/\text{ГэВ}}}\right)^2 + \left(\frac{12\%}{E/\text{ГэВ}}\right)^2 + (0.3\%)^2}. \tag{2.1}$$

где первый член отражает стохастическую природу электромагнитного ливня, второй — вклад шумов электроники, а третий — постоянный член, обусловленный систематической неопределённостью, связанной с калибровкой.

Разрешение по энергии на Run-2 составило:

- для электронов из распадов $Z \to e^+e^-$ — менее 1.8 % в центральной области ($|\eta| < 0.8$), и до 4.5 % в других регионах по псевдобыстроте [32];
- для фотонов из $H \to \gamma\gamma$ — от 1.1 до 2.6 % в барреле, и от 2.2 до 5 % в эндкапах [33].

Помимо основной задачи — измерения энергии фотонов и электронов — калориметр выполняет также функции идентификации частиц и формирования триггерных объектов. Идентификация основана на характеристиках электромагнитного кластера: его форме, степени изоляции, энергии и соотношении энергии к импульсу трека (E/p). Эти признаки позволяют различать фотоны, электроны, а также отделять их от остальных частиц — в первую очередь адронов и мюонов. На триггерном уровне (как аппаратном, так и программном) ECAL играет ключевую роль в отборе событий с электромагнитной активностью, включая распады бозона Хиггса и потенциальные процессы Новой физики.

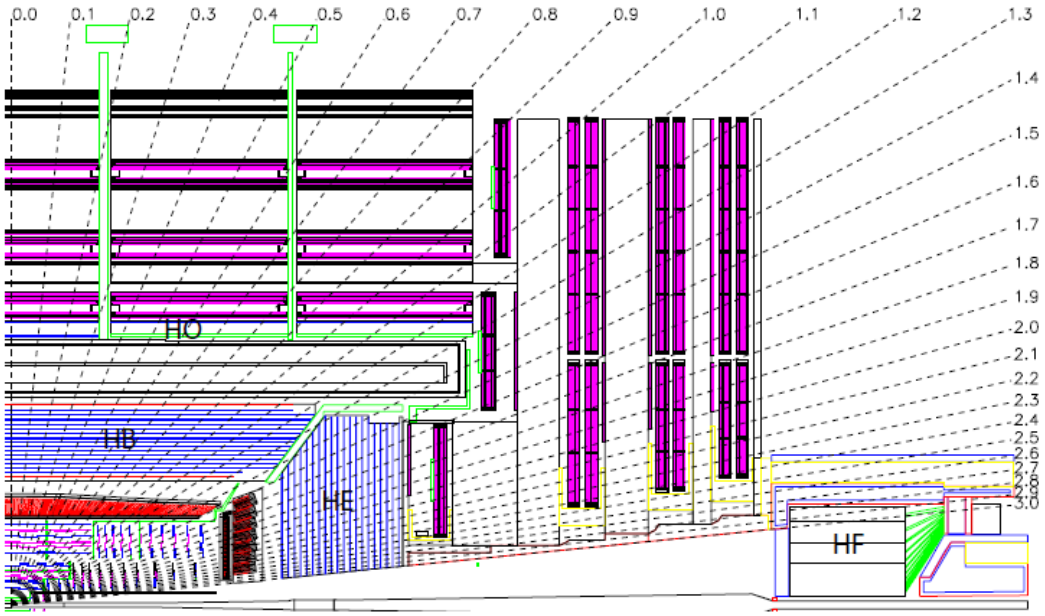


Рисунок 2.6 — Схематическое изображение четверти адронного калориметра CMS [28]

2.5 Адронный калориметр

Адронный калориметр (HCAL) CMS предназначен для измерения энергии адронов (включая струи, или джеты), а также для оценки недостающей поперечной энергии, возникающей в событиях с нейтрино или другой слабовзаимодействующей частицей. В отличие от гомогенного ECAL, адронный калориметр реализован как гетерогенный (sampling) детектор: чередующиеся слои поглотителя и активного вещества формируют структуру типа «сэндвич». В роли поглотителя выступают латунь и сталь, а в качестве активного материала — пластиковые сцинтилляторы, из которых световые сигналы передаются к фотодетекторам с помощью оптоволокна.

HCAL размещён сразу за электромагнитным калориметром, при этом его основные части (баррель и торцы) находятся внутри сверхпроводящего соленоида. Он обеспечивает эффективное поглощение адронных ливней, снижая фоновую нагрузку на последующие системы, в первую очередь мюонную. Схематическое изображение адронного калориметра представлено на Рис. 2.6.

Адронный калориметр охватывает широкую область псевдобыстроты до $|\eta| < 5.2$ и включает четыре основные подсистемы:

– **Hadron Barrel (HB)** — центральная цилиндрическая часть, покрывающая $|\eta| < 1.3$;

– **Hadron Endcap (HE)** — торцевые модули, размещённые в диапазоне $1.3 < |\eta| < 3.0$;
– **Hadron Outer (HO)** — дополнительные детекторы, расположенные за соленоидом, регистрируют оставшуюся часть адронных ливней, не поглощённых HB;
– **Hadron Forward (HF)** — передние калориметры, размещённые вдоль пучковой оси за пределами HE, расширяют покрытие до $|\eta| < 5.2$ и предназначены для регистрации частиц, рождающихся под малыми углами. В качестве активного материала используются кварцевые волокна, чувствительные к черенковскому излучению, что обеспечивает устойчивость к высокой радиационной нагрузке и быстрый отклик системы.

В баррельной, торцевой и внешней частях HCAL фотосчитывание изначально выполнялось гибридными фотодиодами (HPD, *Hybrid Photodiode*), позднее заменёнными на кремниевые фотоумножители (SiPM, *Silicon Photomultiplier*). В передних калориметрах применяются вакуумные фотоумножители (PMT, *Photomultiplier Tube*). Гранулярность системы составляет $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.087 \times 0.087$ в центральной области ($|\eta| < 1.6$) и понижается до 0.17×0.17 при $|\eta| > 1.6$.

Толщина HCAL варьируется в зависимости от угла выхода частицы (η) и составляет от 9 до 12 длин ядерного взаимодействия ($\lambda \approx 16.4$ см), включая HO. Такая глубина необходима для эффективного поглощения высокоэнергичных адронов. Совокупное разрешение калориметрической системы ECAL+HCAL описывается следующим выражением [34]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{84.7\%}{\sqrt{E/\text{ГэВ}}}\right)^2 + (7.4\%)^2}. \tag{2.2}$$

где первое слагаемое отражает стохастическую природу развития ливня, а второе — постоянную составляющую, обусловленную калибровкой детектора и неоднородностью материала.

HCAL также измеряет время прихода сигнала для высокоэнергичных адронных ливней с разрешением около 1.2 нс, что обеспечивает подавление фона, не связанного с pp-столкновениями, например от космических мюонов.

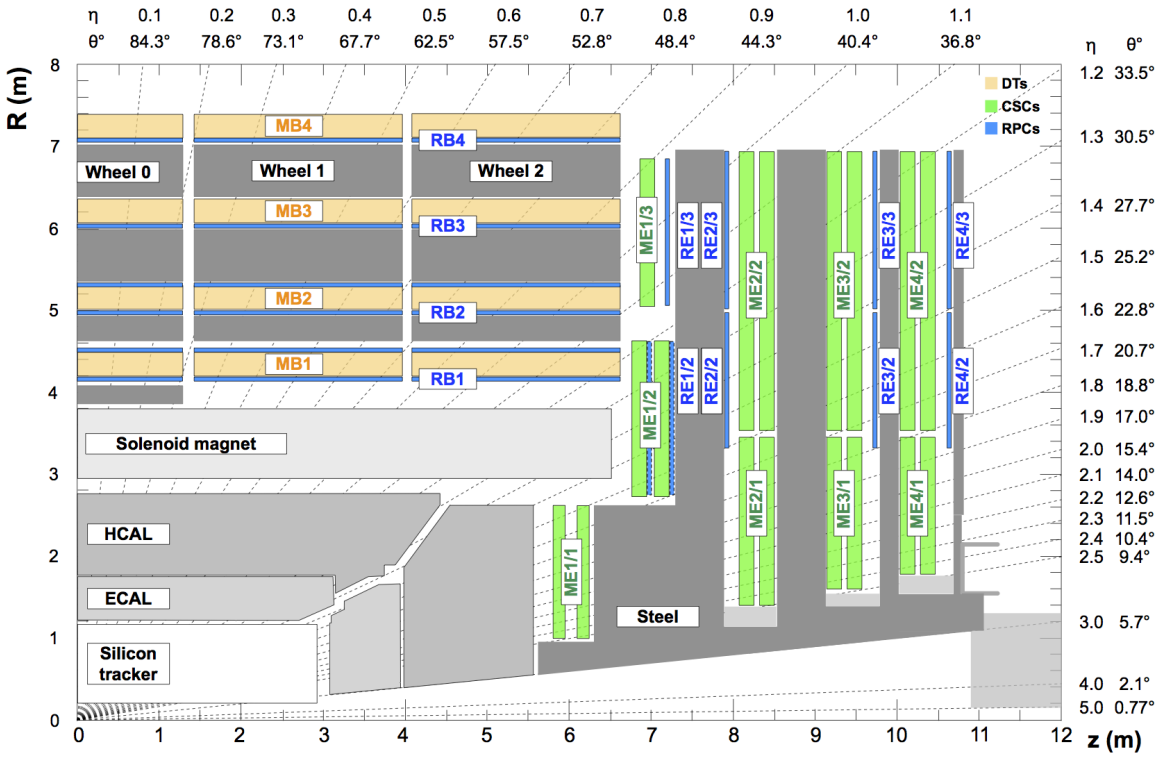


Рисунок 2.7 — Схематическое изображение четверти мюонной системы CMS в плоскости r–z.

2.6 Мюонная система

Мюонная система [35] — неотъемлемая часть детектора CMS, обеспечивающая идентификацию мюонов, измерение их траекторий и работу триггера. Она встроена в стальное возвратное ярмо — массивную многослойную конструкцию, окружающую соленоид и формирующую устойчивую механическую структуру всего детектора. Ярмо возвращает линии магнитного поля, исходящие из соленоида, замыкая их контур. При этом создаваемое в нём магнитное поле направлено противоположно полю внутри соленоида, что вызывает дополнительное отклонение вылетевших из него мюонов в обратную сторону. Между слоями ярма размещены газовые ионизационные детекторы, образующие мюонную систему. Она охватывает область по псевдобыстроте до $|\eta| < 2.4$. Благодаря высокой проникающей способности мюоны являются практически единственными заряженными частицами, достигающими этих внешних слоёв, тогда как массивное железо ярма эффективно поглощает остатки ливней. Такая конфигурация делает мюонную систему критически важной для анализа множества физических процессов, особенно в условиях высокой загруженности детектора. Схематическое изображение мюонной системы CMS представлено на Рис. 2.7.

Мюонная система включает три типа газовых детекторов:

– **Drift Tubes (DT)** — размещены в баррельной части ($|\eta| < 1.2$) и сгруппированы в четыре станции (MB1–MB4), каждая из которых включает по 12-14 камер. Вдоль оси z стации формируют пять колес (W^{-2} — W^{+2}), что в сумме дает 250 DT-камер. Камера содержит три суперслоя, каждый из которых состоит из четырёх слоёв дрейфовых ячеек. Два суперслоя измеряют координату в плоскости изгиба ($r\phi$), третий — вдоль оси z. Пространственное разрешение хита составляет порядка 200–300 мкм.

– **Cathode Strip Chambers (CSC)** — катодные стриповые камеры, используемые в торцевых областях при $0.9 < |\eta| < 2.4$. На каждом торце размещены четыре станции (ME1–ME4), которые подразделяются на 2–3 кольца (например, ME1/1, ME1/2, ME1/3); число камер в кольце — 18-36. Камера содержит шесть слоёв, обеспечивающих двухкоординатное измерение: координата в плоскости изгиба восстанавливается по радиальным катодным стрипам, а анодные провода дают грубое измерение по радиусу. Пространственное разрешение хита достигает 75–150 мкм.

– **Resistive Plate Chambers (RPC)** — резистивные плоские камеры, дополняющие DT и CSC в диапазоне $|\eta| < 1.9$. Расположены как в баррельной (RB1–RB4), так и в торцевой (RE1–RE4) частях. Камеры работают в лавинном режиме, имеют двойной газовый зазор и предназначены в первую очередь для быстрого формирования сигнала в триггерной системе. Обеспечивают временное разрешение порядка 1 нс и пространственное около 1–2 мм.

Геометрически мюонная система делится на три области: баррель ($|\eta| < 0.9$), где используются DT, зона перекрытия ($0.9 < |\eta| < 1.2$), где одновременно работают DT и CSC, и торцы ($1.2 < |\eta| < 2.4$), где установлены CSC. Выбор технологии в каждой из областей обусловлен различиями в условиях работы: в баррельной части уровень фоновых частиц относительно низок, магнитное поле — достаточно однородно, а траектории мюонов пересекают дрейфовые ячейки преимущественно поперечно. Эти факторы делают дрейфовые трубки оптимальным решением, позволяющим достичь высокого пространственного разрешения. В то же время в торцевых зонах поток мюонов и фоновые условия значительно более жёсткие, а поле неоднородно, поэтому здесь применяются

катодные стриповые камеры с быстрым откликом и устойчивостью к высоким скоростям счёта. Для повышения эффективности и точности триггера на всём диапазоне $|\eta| < 1.9$ к системе добавлены резистивные плоские камеры. В целом мюонная система играет ключевую роль в архитектуре триггера CMS: с её помощью формируются объекты L1 Trigger (см. Раздел 2.7), что позволяет выделять события с мюонами ещё на раннем этапе обработки и существенно сокращать поток данных для последующего анализа.

Мюоны могут быть реконструированы двумя независимыми способами. Во-первых, трек из трековой системы с $p_T > 0.5$ ГэВ и полным импульсом $p > 2.5$ ГэВ может быть экстраполирован в мюонную систему. Если хотя бы один сегмент в мюонных камерах совпадает с такой экстраполяцией, трек классифицируется как *трекерный мюон* (*tracker muon*). Во-вторых, наоборот, трек, восстановленный в мюонной системе, может быть сопоставлен с треком из трекера. Если параметры согласуются, такой кандидат считается *глобальным мюоном* (*global muon*). В обоих случаях используется алгоритм фильтра Калмана для объединения информации и уточнения параметров. Эффективность реконструкции в пределах $|\eta| < 2.4$ превышает 99 %, и большинство мюонов восстанавливаются в обеих коллекциях одновременно.

Для анализа событий с тяжелыми ароматами часто используется *мягкая* идентификация (*soft-muon ID*), адаптированная к мюонам с умеренными поперечными импульсами (5–10 ГэВ), характерными для распадов b- и c-адронов. Она требует, чтобы трек имел не менее 6 хитов в трековой системе, включая хотя бы один в пиксельной, соответствовал критерию *high-purity* и имел не менее трёх соответствующих хитов в различных мюонных камерах. Такой подход обеспечивает высокую эффективность реконструкции и надёжную идентификацию при минимизации вероятности ложного совпадения с остатками адронного ливня. Относительное разрешение по поперечному имульсу для мюонов с $p_T < 10$ ГэВ находится в диапазоне $\sim 0.8 - 3.0$ % в зависимости от псевдобыстроты.

2.7 Триггерная система

На Большом адронном коллайдере пучки протонов сталкиваются каждые 25 нс, что соответствует частоте 40 МГц. При этом в одном пересечении банчей может происходить до нескольких десятков pp-взаимодействий. Объём данных,

получаемых при такой частоте, значительно превышает возможности хранения и обработки, поэтому необходимо оперативно отбирать только потенциально интересные события. Эту задачу решает триггерная система CMS [36], снижающая частоту событий почти на пять порядков.

Система состоит из двух уровней. Первый — Level-1 Trigger (L1) — реализован с использованием специально разработанной программируемой электроники и обрабатывает грубую информацию от калориметров и мюонной системы. На этом этапе выполняется быстрая идентификация объектов (мюонов, электронов/фотонов, джетов), с приблизительной оценкой их импульсов и положений. Решение о сохранении события должно быть принято не позднее чем через 4 мкс после момента столкновения протонов. Работа L1 триггера позволяет снизить частоту обрабатываемых событий до примерно 100 кГц.

Затем отобранные кандидаты передаются в High-Level Trigger (HLT) — программный комплекс, работающий на вычислительном кластере и выполняющий полную реконструкцию события в онлайн-режиме. Данный этап включает процедуры восстановления треков и вершин, идентификации частиц, вычисления кинематических и топологических переменных. HLT существенно сокращает поток данных, оставляя лишь события, потенциально интересные с точки зрения физики, и снижает итоговую частоту записи до $\sim$1 кГц. Это значение соответствует техническим ограничениям на скорость записи и доступный объём хранения.

Работа HLT организована через множество параллельно действующих алгоритмов, называемых триггерными путями (HLT paths), каждый из которых отвечает за отбор событий определённого типа. Если событие удовлетворяет хотя бы одному из них, оно сохраняется для последующего оффлайн-анализа. Подробности об используемых триггерах в данной диссертации приведены в Разделах 3.3 и 4.3.

Глава 3. Обнаружение распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$

Распад $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ представляет особый интерес благодаря возможности исследования спектров инвариантных масс $J/\psi\Lambda$ и $J/\psi\phi$, где могут проявляться экзотические состояния. Для понимания контекста и мотивации анализа начнём с краткого экспериментального обзора этой области.

3.1 Экспериментальный обзор экзотических адронов

В настоящем обзоре основное внимание уделяется экзотическим адронам, содержащим хотя бы один очарованный или прелестный кварк. Такой выбор обсуловлен тематикой диссертации, связанной с поиском и исследованием многокварковых состояний в системах с тяжелыми кварками. Обсуждение экзотических частиц, состоящих только из легких кварков (light unflavored), а также гипотетических гибридов и глюболов остается за рамками данного обзора. Присутствие зарядово-сопряженных состояний подразумевается во всем тексте настоящей работы, если только явно не сказано иное — например, под символом Λ_b^0 имеется ввиду как Λ_b^0-барион из кварков, так и его анти-партнер $\bar{\Lambda}_b^0$ с кварковым составом $\overline{u}\overline{db}$.

3.1.1 История чармония

В ноябре 1974 года сразу две группы учёных — под руководством Рихтера (SLAC) [37] и Тинга (BNL) [38] — сообщили об открытии новой тяжёлой частицы J/ψ. Это событие положило начало изучению целого семейства частиц, состоящих из $c\bar{c}$-кварков. Своё название чармоний получил не только благодаря формальному сходству с позитронием — как связанное состояние фермион–антифермионной пары, но и в силу близкой спектроскопии и динамики распадов.

В течение пяти лет после наблюдения J/ψ было обнаружено десять состояний чармония, причём первое радиальное возбуждение $\psi(2S)$ зарегистрировано всего двумя неделями позже [39]. К 1980 году спектр чармония включал следующие частицы: η_c, J/ψ, χ_{c0}, χ_{c1}, χ_{c2}, $\psi(2S)$, $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$ [37–47]. Большинство этих состояний было открыто в

e^+e^-—аннигиляции. Современный спектр чармония и переходы между уровнями представлены на Рис. 3.1.

Стандартная кварковая модель достаточно хорошо описывает спектр чармония, рассматривая его как связанное состояние c- и $\bar{c}$-кварков. Поскольку спин каждого кварка равен $1/2$, суммарный спин системы S может принимать значения 0 или 1. Система также характеризуется орбитальным моментом L и радиальным квантовым числом n. Таким образом, различают три типа возбуждений: спиновые, орбитальные и радиальные. Кроме того, возможны их комбинации. Свойства чармония определяются пространственной (P) и зарядовой (C) чётностями, которые выражаются через L и S по формулам:

$$P = (-1)^{L+1}, \qquad C = (-1)^{L+S}. \tag{3.1}$$

Отдельно стоит отметить предсказательную силу теории. В 1977 году коллаборация DASP сообщила о наблюдении кандидатов в η_c-мезон с массой 2.83 ГэВ [48]. Однако уже в 1978 году М. А. Шифман, А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин и В. И. Захаров, используя правила сумм квантовой хромодинамики, предсказали массу η_c равную (3.00 ± 0.02) ГэВ [49]. Из этого они заключили, что либо экспериментальные результаты были ошибочными, либо простейшая модель чармония требует пересмотра. В 1979 году противоречие было снято: коллаборация Crystal Ball, используя существенно больший объём данных и лучшее разрешение по энергии фотонов, не нашла никаких следов ранее заявленных кандидатов в η_c. Немного позднее в том же эксперименте был зарегистрирован настоящий η_c-мезон с массой 2.98 ГэВ [40].

3.1.2 X(3872): первое экзотическое состояние

Кварковая модель и квантовая хромодинамика (КХД) успешно описывают феноменологию мезонов и барионов. Однако теория допускает существование и других цветонейтральных конфигураций: тетракварков ($qqqq$), пентакварков ($qqqqq$), гексакварков ($qqqqqq$), гибридных адронов (qqg или $qqgg$), а также глюболов (gg или ggg) [50–54]. Начиная с 1980 года наступило затишье: на протяжении более двадцати лет не было зарегистрировано ни одного нового состояния чармония или экзотического адрона. Поэтому сама возможность существования экзотических частиц оставалась предметом дискуссий. Ситуация изменилась в начале 2000-х годов, когда эксперименты BaBar

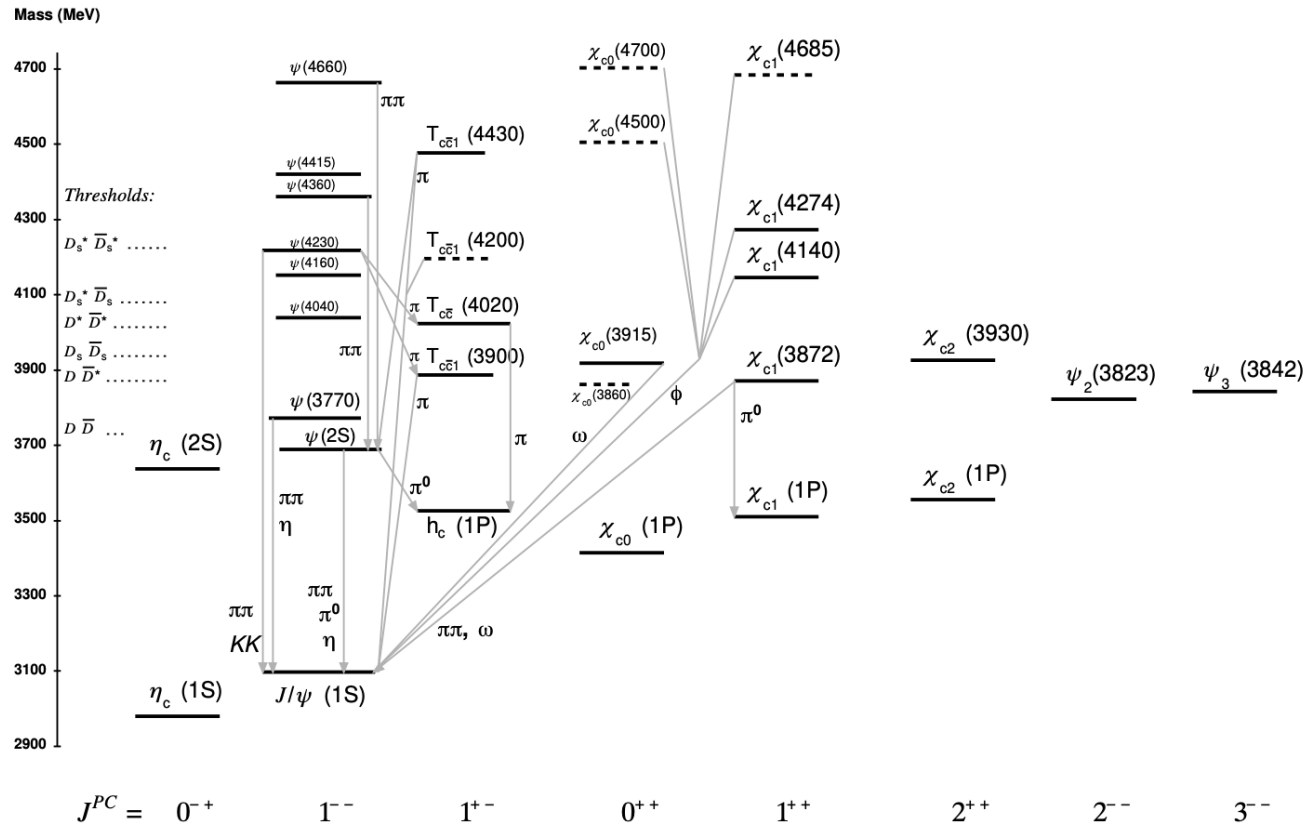


Рисунок 3.1 — Современный спектр состояний чармония [4]. Сплошные линии соответствуют подтверждённым состояниям, пунктирные — кандидатам с назначенными квантовыми числами, но пока не включённым в сводные таблицы PDG. Стрелками показаны основные адронные переходы; для ориентации отмечены пороги рождения пар открыто очарованных мезонов.

и Belle накопили высокую интегральную светимость и зарегиситрировали большое количество распадов B-мезонов с чармонием в конечном состоянии.

В 2003 году была открыта частица X(3872) [11], положившая начало эпохе изучения экзотических многокварковых адронов. Её обнаружила коллаборация Belle в распадах $B^+ \to J/\psi\pi^+\pi^-K^+$, причём статистическая значимость сигнала превысила десять стандартных отклонений (см. Рис. 3.2). Это состояние вызвало огромный интерес в научном сообществе. С одной стороны, наличие J/ψ в конечном состоянии указывало на возможную принадлежность X(3872) к семейству чармония. С другой — измеренные физические параметры ставили под сомнение такую интерпретацию.

Во-первых, масса частицы в пределах ошибок совпала с суммой масс D^0 и D^{*0}-мезонов. Во-вторых, X(3872) обладала крайне малой натуральной шириной и не распадалась на $D\overline{D}$ [55], хотя её масса превышала этот порог на 142 МэВ. В-третьих, распределение инвариантной массы системы $\pi^+\pi^-$ концен-

трировалось вблизи кинематического предела $M_{X(3872)} - M_{J/\psi} = 0.78$ ГэВ, что соответствовало распаду через ρ^0-мезон. Так как для чармония переход в $J/\psi\rho^0$ подавлен сохранением изотопической симметрии, наблюдаемая динамика указывала на нетрадиционную природу адрона.

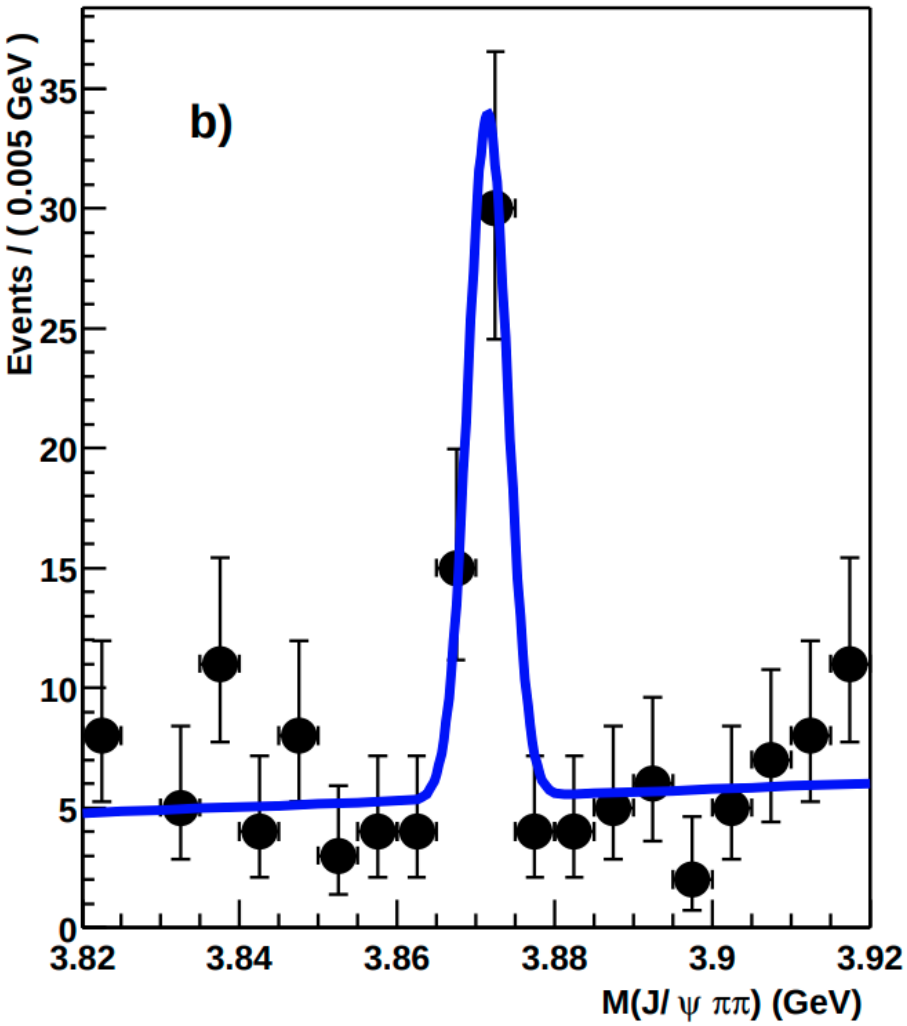


Рисунок 3.2 — Распределение инвариантной массы $J/\psi\pi^+\pi^-$ в эксперименте Belle при открытии X(3872) [11]. На рисунке отчётливо виден сигнал.

В настоящий момент существует несколько возможных интерпретаций состояния X(3872). Наиболее популярной является гипотеза слабосвязанного состояния D^0 и $\overline{D}^{*0}$ мезонов (так называемой $D^0\overline{D}^{*0}$-молекулы) [56–58]. Эта модель хорошо согласуется с тем фактом, что масса X(3872) расположена непосредственно у порога $D^0\overline{D}^{*0}$, а не посередине между нейтральным и заряженным ($D^{*+}D^-$) каналами, что подчеркивает нарушение изоспиновой симметрии. Кроме того, молекулярная интерпретация предсказывает сопоставимые вероятности распадов в $J/\psi\rho^0$ и $J/\psi\omega$, а также низкую вероятность

распада в $J/\psi\gamma$, что согласуется с экспериментальными данными [58; 59]. Проблемой молекулярной модели остаётся отсутствие механизма рождения столь слабосвязанного состояния в распадах B-мезонов и, особенно, в прямых pp-столкновениях. Чтобы объяснить это, предполагается, что X(3872) является смесью $D^0\overline{D}^{*0}$-молекулы и традиционного чармония с теми же квантовыми числами [59–61].

Альтернативную интерпретацию природы X(3872) дают тетракварковые модели. В простейшем варианте X(3872) должен быть одним из членов семейства $c\overline{q}cq'$, включающего также два заряженных партнёра [62]. Однако поиски заряженных X не увенчались успехом [63]. Модифицированная тетракварковая модель, в которой X(3872) трактуется как дикварк–антидикварк, предсказывает редкое рождение заряжённых партнёров, но при этом допускает существование ещё одного нейтрального состояния X(3872), масса которого должна отличаться примерно на 5-10 МэВ. Причём такой партнёр должен преимущественно рождаться в распадах заряженных B-мезонов [64]. Тем не менее поиски второго нейтрального X(3872) также не дали результата [65; 66].

На сегодняшний день среднемировые параметры X(3872) составляют: масса $M = 3871.64 \pm 0.06$ МэВ и натуральная ширина $\Gamma = 1.19 \pm 0.21$ МэВ. Квантовые числа определены как $J^{PC} = 1^{++}$. Спустя более двадцати лет после открытия считается, что X(3872) представляет собой смесь $D^0\overline{D}^{*0}$-молекулы и обычного чармония $\chi_{c1}(2P)$. Последние прецизионные измерения формы сигнала X(3872) в распадах на $J/\psi\pi^+\pi^-$ коллаборацией LHCb свидетельствуют об этом [67], однако окончательного ответа пока не получено.

3.1.3 Расширение спектроскопии экзотических адронов

Вскоре после открытия X(3872) коллаборация Belle сообщила об обнаружении заряженного состояния $Z_c(4430)^+$ [68]. Оно было найдено в распадах

$$B^0 \to Z_c(4430)^+K^- \to \psi(2S)\pi^+K^-,$$

что однозначно указывает на присутствие $c\overline{c}$ в его составе. При этом ненулевой электрический заряд исключал возможность интерпретации как простого мезона из кварка и антикварка. Для объяснения требовалось наличие как минимум двух дополнительных лёгких кварков. Таким образом, $Z_c(4430)^+$ стало первым убедительным кандидатом в заряженные экзотические адроны.

Помимо X(3872) и $Z_c(4430)^+$, на B-фабриках Belle и BaBar было зарегистрировано множество других состояний, получивших обозначения X, Y и Z. В частности, в процессах электрон-позитронной аннигиляции с излучением начального фотона (Initial State Radiation, ISR) были открыты несколько векторных резонансов [69; 70]:

$$e^+e^- \to \gamma_{\rm ISR} Y \to \begin{cases} \gamma_{\rm ISR} J/\psi\pi^+\pi^-, & Y = Y(4260), \\ \gamma_{\rm ISR}\psi(2S)\pi^+\pi^-, & Y = Y(4360), Y(4660). \end{cases}$$

Обнаруженные состояния не укладывались в предсказания кварковой модели для чармония. Кроме того, Belle сообщила об открытии X(3940) и X(4160) [71; 72] в процессах

$$e^+e^- \to J/\psi X, \quad X(3940) \to D\overline{D}^*, \quad X(4160) \to D^*\overline{D}^*,$$

где под $D\overline{D}^*$ подразумеваются как нейтральные, так и заряженные комбинации.

В распадах B-мезонов было обнаружено состояние $B \to Y(3940)K \to J/\psi\omega K$ [73]. А отдельно в двухфотонных процессах была зарегистрирована частица $\gamma\gamma \to X(3915) \to J/\psi\omega$ [74]. В настоящее время Y(3940) и X(3915) интерпретируются как одно и то же состояние, обозначаемое $\chi_{c0}(3915)$.

Особый интерес вызвало открытие семейства $Z_c(3900)$ [75; 76], включая заряженные

$$e^+e^- \to Y(4260) \to Z_c(3900)^\pm\pi^\mp \to J/\psi\pi^+\pi^-,$$

и нейтрального партнёра $Z_c(3900)^0$ в распадах $Z_c(3900)^0 \to J/\psi\pi^0$ [77; 78]. В отличие от $Z_c(4430)^+$, наблюдавшегося в распадах B-мезонов, частицы семейства $Z_c(3900)$ были открыты в распадах Y(4260), что сделало их принципиально новым классом экзотических адронов. Помимо Z_c-состояний, в b-секторе были открыты заряженные $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$, наблюдавшиеся коллаборацией Belle в распадах $\Upsilon(5S) \to \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ (n = 1, 2, 3) и $h_b(mP)\pi^+\pi^-$ (m = 1, 2) [79]. Их массы располагаются вблизи порогов $B\overline{B}^*$ и $B^*\overline{B}^*$, что делает молекулярную интерпретацию особенно привлекательной. Таким образом, экзотические Z-состояния проявляются как в очарованном, так и в прелестном секторе.

Значительный вклад в исследование XYZ-частиц внёс эксперимент BESIII. Он подтвердил существование Y(4260) и детально исследовал процессы $e^+e^- \to J/\psi\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \to \psi(2S)\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \to h_c\pi^+\pi^-$, где были обнаружены дополнительные резонансные структуры в области 4.2–4.4 ГэВ [80; 81]. Кроме

того, BESIII впервые зарегистрировал заряженные Z_c-состояния: $Z_c(3900)$ в распадах $J/\psi\pi$ [75], $Z_c(4020)$ в канале $h_c\pi$ [82], а также структуру $Z_c(3885)$ в $D\overline{D}^*$ [83]. Эти открытия показали, что спектроскопия экзотических адронов значительно богаче, чем предполагала кварковая модель, и что XYZ-состояния образуют целое семейство частиц с различными внутренними структурами.

Следующим важным витком в развитии наших знаний об экзотических адронах послужило начало работы Большого адронного коллайдера. Урожай новых состояний начался осенью 2013 года, когда эксперимент CMS сообщил об обнаружении X(4140) в спектре инвариантной массы $J/\psi\phi$ в распадах $B^+ \to J/\psi\phi K^+$ [21], подтвердив намёк эксперимента CDF в Фермилабе [20]. Данная частица имеет минимальный кварковый состав $c\bar{c}s\bar{s}$. Также CMS сообщил об указании на существование ещё одного экзотического адрона X(4274) в том же спектре $M(J/\psi\phi)$. Наконец, в 2016 году коллаборация LHCb, проведя полный амплитудный анализ распада $B^+ \to J/\psi\phi K^+$, обнаружила четыре многокварковых состояния: X(4140), X(4274), X(4500) и X(4700) [22]. Распределение инвариантной массы $J/\psi\phi$ из распадов B-мезонов представлено на Рис. 3.3 (слева). Эта работа вызвала огромный интерес у научного сообщества, о чём свидетельствуют более 200 цитирований на данный момент. Множество теоретиков до сих пор пытаются объяснить природу этих экзотических многокварковых частиц, а также предсказать новые. Наиболее популярной интерпретацией данных состояний является компактный тетракварк [84–86].

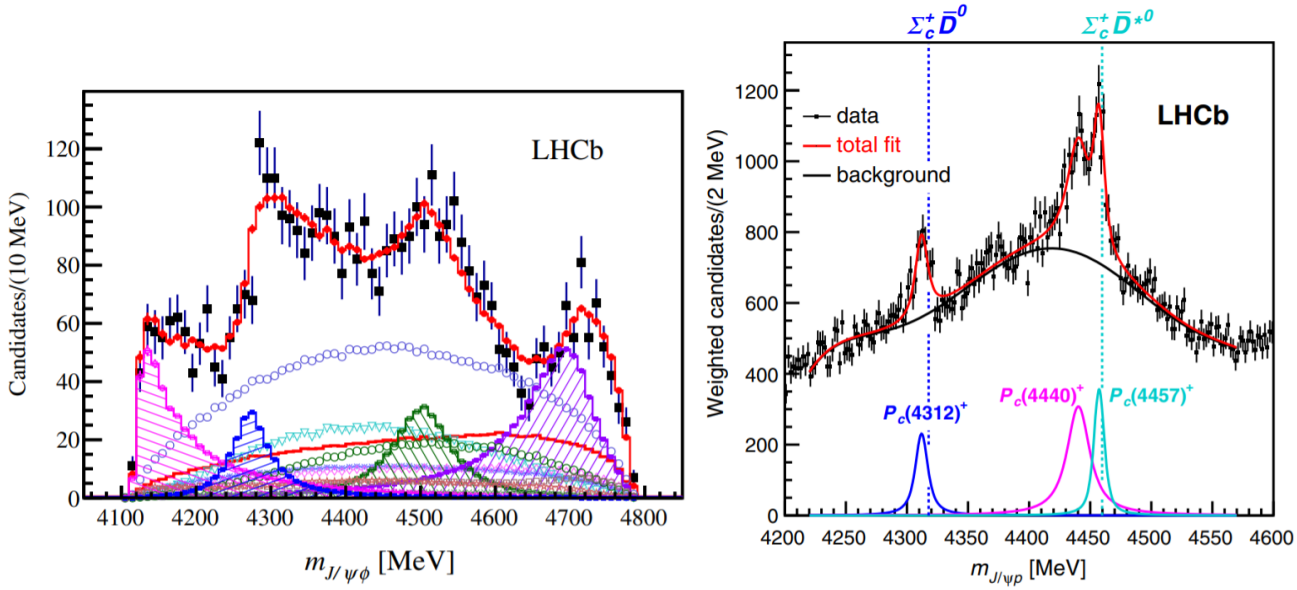


Рисунок 3.3 — Слева — распределение инвариантной массы $J/\psi\phi$ в распадах $B^+ \to J/\psi\phi K^+$ [22]. Справа — спектр $M(J/\psi p)$ в распадах $\Lambda_b^0 \to J/\psi p K^-$ [87].

Другим важным открытием стало обнаружение первых пентакварков коллаборацией LHCb. Изучая распады $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi pK^-}$, они зарегистрировали два резонанса $\mathrm{P}_c(4380)^+$ и $\mathrm{P}_c(4450)^+$ в спектре инвариантной массы $\mathrm{J/\psi p}$ [88]. Наблюдаемая мода распада подразумевает минимальный кварковый состав $c\bar{c}uud$, исключающий любую традиционную интерпретацию. В 2019 году LHCb сообщила о новом узком состоянии $\mathrm{P}_c(4312)^+$, а также разрешила структуру вблизи 4.45 ГэВ на два резонанса: $\mathrm{P}_c(4440)^+$ и $\mathrm{P}_c(4457)^+$ [87]. Распределение инвариантной массы $\mathrm{J/\psi p}$ изображено на Рис. 3.3 (справа). Среди возможных объяснений данных частиц особое место занимает гипотеза молекулярной природы, согласно которой они представляют собой связанные системы Σ_c^+-бариона и $\overline{\mathrm{D}}^{(*)0}$-мезона [89; 90]. Во многих случаях появление экзотических состояний связывают с кинематической доступностью нового массового порога.

3.1.4 Нотация экзотических адронов

На сегодняшний день среди экзотических состояний достоверно установлены лишь тетра- и пентакварки. Их внутренняя структура может реализовываться различным образом: от компактных многокварковых конфигураций до молекулярных систем, интерпретируемых как слабосвязанные состояния мезонов или барионов. При этом современная нотация для описания тетракварков (T) и пентакварков (P) использует систему индексов, отражающую только кварковый состав и квантовые числа [91]. В нижнем индексе указывается наличие тяжелых кварков в установленном порядке: $b \to \bar{b} \to c \to \bar{c} \to s \to \bar{s}$, а в верхнем фиксируется электрический заряд. В круглых скобках приводится примерная масса состояния в МэВ. Для тетракварков дополнительно в нижнем индексе указывается значение полного углового момента J; если квантовые числа состояния принадлежат ряду $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \ldots$, то добавляется символ «звездочка». Для пентакварков в обозначении отдельно приводятся квантовые числа J^P. Таким образом, запись $\mathrm{T}^*_{cs0}(2870)^0$ соответствует тетракварку с тяжелыми c- и s-кварками, $J^P = 0^+$, массой около 2870 МэВ и нулевым зарядом. В тех случаях, когда нейтральный тетракварк содержит одну $c\bar{c}$- или $b\bar{b}$-пару, обладает квантовыми числами, допустимыми для системы кваркония, и не является членом изомультиплета, он обозначается в спектроскопической нотации чармония или ботомония, несмотря на специфику внутренней структуры. Наиболее ярким примером такого состояния является $\chi_{c1}(3872)$.

Обозначения X, Y и Z изначально вводились для новых экспериментально открытых состояний, чья природа не установлена однозначно. Буква X обычно применялась для нейтральных резонансов без чёткой интерпретации. Символ Y закрепился за состояниями, наблюдавшимися в процессах электрон-позитронной аннигиляции, с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$. Запись Z использовалась для заряженных экзотических адронов, невозможных в рамках модели традиционного кваркония.

В настоящее время обозначения X, Y и Z во многом носят исторический характер. По мере накопления экспериментальных данных и уточнения квантовых чисел многие из ранее открытых экзотических адронов получили более определённую интерпретацию: часть состояний классифицируется как тетракварки или пентакварки ($\mathrm{Z}_c(3900) \to \mathrm{T}_{c\bar{c}1}(3900)$), а другие — как возбуждённые уровни кваркония ($\mathrm{X}(3872) \to \chi_{c1}(3872)$). Тем не менее, для ряда недавно обнаруженных состояний без чёткой идентификации по-прежнему используется символ X, подчёркивающий их неопределённый статус в современной спектроскопии.

3.2 Содержание представляемого исследования

В данной главе описано первое обнаружение распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ и измерение отношения вероятностей $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi)/\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)$ экспериментом CMS [19]. В представленном исследовании используются данные, набранные в 2018 году в протон-протонных столкновениях Run-2 с интегральной светимостью 60 фб^{-1}. Такое решение было связано с длительным производством Монте-Карло симуляций для конфигураций детектора CMS 2016–2017 годов. Задержка с анализом могла привести к опережению со стороны конкурирующих коллабораций; кроме того, объём данных 2018 года был более чем достаточен для наблюдения распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ и измерения отношения вероятностей. Кандидаты J/ψ, Λ, ϕ и $\psi(2\mathrm{S})$ восстанавливаются в каналах $\mu^+\mu^-$, $\mathrm{p}\pi^-$, $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$ и $\mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-$ соответственно. Распад $\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda \to \mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-\mathrm{p}\pi^- \to \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-\mathrm{p}\pi^-$ используется как нормировочный, благодаря схожей топологии.

Отношение вероятностей $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi)/\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)$ вычисляется по формуле:

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)} = \frac{N(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi)\ \epsilon(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)\ \mathcal{B}(\psi(2\mathrm{S}) \to \mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-)}{N(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)\ \epsilon(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi)\ \mathcal{B}(\phi \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-)}, \tag{3.2}$$

где $N(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi)$ и $N(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)$ — измеренные количества событий Λ_b^0 в основном и нормировочном каналах соответственно; $\epsilon(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi)$ и $\epsilon(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)$ — полные эффективности, включающие акцептанс детектора и эффективность реконструкции; $\mathcal{B}(\psi(2\mathrm{S}) \to \mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-)$ и $\mathcal{B}(\phi \to \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-)$ — общемировые значения вероятностей распадов, взятые из PDG [4].

Распад $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ является барионным аналогом распада $\mathrm{B}^+ \to \mathrm{J}/\psi\phi\mathrm{K}^+$, в котором была обнаружена богатая резонансная структура в спектре $\mathrm{M}(\mathrm{J}/\psi\phi)$. Детальное изучение этого спектра в барионных распадах может предоставить важную информацию о механизмах рождения экзотических состояний. Кроме того, данный канал открывает возможность поиска пентакварков с кварковым составом $c\bar{c}uds$ в спектре $\mathrm{M}(\mathrm{J}/\psi\Lambda)$. В рамках настоящего анализа количества событий в сигнале $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ оказалось недостаточно для детального изучения промежуточных инвариантных масс, однако сам факт открытия этого распада создаёт предпосылки для подобных исследований в будущем на большей статистике.

Распад $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ происходит через такой же слабый процесс $b \to c\bar{c}s$, что и $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda$, но дополнительно требует рождения пары $s\bar{s}$. Таким образом, измерение вышеупомянутого отношения вероятностей может способствовать более глубокому пониманию влияния сильных взаимодействий в конечных состояниях распадов b-барионов и предоставить полезную информацию для развития эффективной теории тяжёлого кварка [92].

3.3 Реконструкция и отбор событий

Данные для настоящего исследования собираются с помощью специализированного двухуровневого триггера, оптимизированного для восстановления b-адронов, распадающихся на J/ψ ($\mu^+\mu^-$) и два заряженных адрона. На первом уровне триггера (L1) требуется наличие двух противоположно заряженных мюонов, оба из которых либо имеют $p_T > 4$ ГэВ, либо зарегистрированы в баррельной части детектора ($|\eta| < 1.479$) без ограничений на p_T. На втором уровне триггера (HLT) накладываются дополнительные условия: требуется наличие

J/ψ-кандидата, отлетевшего от точки столкновения протонов и распадающегося на $\mu^+\mu^-$ (димюон), а также двух заряженных треков, совместимых с данной вторичной вершиной. Каждый мюон должен иметь $p_T > 4$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$, при этом поперечный импульс димюона — превышать 6.9 ГэВ. Масса димюона обязана находиться в интервале 2.9–3.3 ГэВ. Кратчайшее расстояние между треками мюонов не должно превышать 0.5 см. Вершина димюона обязана удовлетворять условию на поперечную значимость отлёта $L_{xy}(J/\psi)/\sigma_{L_{xy}(J/\psi)} > 3$, где $L_{xy}(J/\psi)$ — расстояние между вершиной распада димюона и осью пучка в поперечной плоскости, а $\sigma_{L_{xy}(J/\psi)}$ — его неопределенность. Вероятность вершинного фита (ВВФ), рассчитанная на основе значения χ^2 и числа степеней свободы, должна превышать 10%. Кроме того, накладывается требование на угол α между вектором $\vec{p_T}$ димюона и направлением, соединяющим ось пучка с вершиной димюона в поперечной плоскости: $\cos(\alpha) > 0.9$. Поскольку идентификация заряженных адронов отсутствует, двум дополнительным трекам присваивается массовая гипотеза каона. Для них требуется выполнение условий $p_T > 0.8$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$, а их инвариантная масса должна находиться в диапазоне 0.95–1.30 ГэВ.

Для восстановления основного распада ($\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$) в последующем оффлайн-анализе сохраняются требования на p_T мюонов и накладывается ограничение $|\eta(\mu^\pm)| < 2.4$. Кроме того каждый из них должен быть классифицирован как *мягкий*. Пара противоположно заряженных мюонов кинематически аппроксимируется в общую вершину, причём повторно проверяется выполнение условия HLT на ВВФ. Оба мюона должны соответствовать триггерным объектам, инициировавшим запись события. Масса димюона обязана находиться в окне шириной 100 МэВ вокруг $M_{J/\psi}^{PDG}$ (что соответствует примерно четырём эффективным ширинам восстановленного сигнала J/ψ), а поперечный импульс — превышать 7 ГэВ. Такой димюон принимается в качестве J/ψ.

Для построения Λ_b^0-кандидата J/ψ комбинируется с двумя противоположно заряженными треками с характеристикой *high-purity* и массовой гипотезой каона, а также с реконструированной Λ. Оба адронных трека должны иметь $p_T > 0.8$ ГэВ, а их инвариантная масса находиться в пределах $0.99 < M(K^+K^-) < 1.05$ ГэВ. Кандидаты в Λ-барион формируются как удалённая вершина распада с двумя противоположно заряжеными исходящими треками в форме буквы V (V0-коллекция), что соответствует распаду $\Lambda \to p\pi^-$. Массовая гипотеза протона присваивается дочерней частице с наибольшим импульсом.

Для отбора наиболее чистых Λ-кандидатов накладывается дополнительное требование на инвариантную массу дочерних частиц: $|\mathrm{M}(\mathrm{p}\pi^-) - \mathrm{M}_\Lambda^{\mathrm{PDG}}| < 7.5$ МэВ. Данное окно соответствует примерно трём эффективным ширинам восстановленного сигнала Λ. Затем дочерние частицы Λ-кандидата аппроксимируются в общую вершину с требованием равенства инвариантной массы $\mathrm{p}\pi^-$ табличному значению $\mathrm{M}_\Lambda^{\mathrm{PDG}}$, при этом ВВФ должна превышать 1%. Кроме того, поперечный импульс Λ ограничивается неравенством $p_T > 1$ ГэВ.

На заключительном шаге реконструкции выполняется аппроксимация двух мюонов, Λ-кандидата и двух каонов в общую вершину, с наложенным условием равенства массы димюона табличному значению массы J/ψ-мезона ($\mathrm{M}_{\mathrm{J/\psi}}^{\mathrm{PDG}}$). Полученная вершина считается вершиной распада Λ_b^0. ВВФ должна превышать 1%, а $p_T(\Lambda_b^0) > 10$ ГэВ.

Множественные протон-протонные столкновения в одном событии приводят к восстановлению целого набора первичных вершин. В качестве основной первичной вершины (main primary vertex, MPV) выбирается та, для которой угол между импульсом Λ_b^0 и вектором, соединяющим эту вершину с вершиной распада Λ_b^0, является наименьшим. Для подавления комбинаторного фона и обеспечения того, что Λ_b^0-кандидат вылетел из MPV, накладывается ограничение $\cos\alpha(\Lambda_b^0, \mathrm{MPV}) > 0.99$, где $\alpha(\Lambda_b^0, \mathrm{MPV})$ — двумерный угол в поперечной плоскости между импульсом Λ_b^0 и вектором из MPV в вершину распада Λ_b^0. Дополнительно накладывается требование на значимость отлёта вершины Λ_b^0 от MPV: $L_{xy}(\Lambda_b^0)/\sigma_{L_{xy}(\Lambda_b^0)} > 3$, где $L_{xy}(\Lambda_b^0)$ — это расстояние между первичной и Λ_b^0-вершинами в поперечной плоскости, а $\sigma_{L_{xy}(\Lambda_b^0)}$ — его неопределённость. Топология основного распада представлена на Рис. 3.4 (слева).

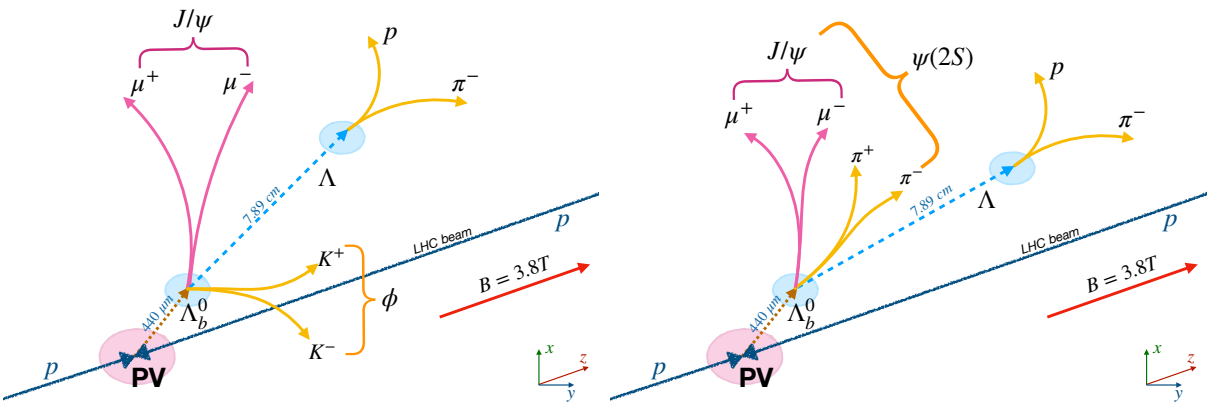


Рисунок 3.4 — Топологии распадов Λ_b^0: основной канал $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi\Lambda\phi}$ (слева) и нормировочный канал $\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda$ (справа).

Нормировочный распад Λ_b^0 восстанавливается с использованием аналогичной процедуры реконструкции. В оффлайн-анализе массовая гипотеза заряженных адронных треков заменяется с каонной на пионную. К кандидатам J/ψ, Λ, π^+ и π^- предъявляются идентичные требования. Вместо условия $0.99 < M(K^+K^-) < 1.05$ ГэВ накладывается ограничение на инвариантную массу $J/\psi\pi^+\pi^-$: $|M(J/\psi\pi^+\pi^-) - M^{PDG}_{\psi(2S)}| < 15$ МэВ. Данное окно соответствует примерно трём эффективным ширинам восстановленного сигнала $\psi(2S)$. Топология нормировочного канала показана на Рис. 3.4 (справа).

В случае наличия нескольких Λ_b^0-кандидатов в одном событии выбирается кандидат с наибольшей ВВФ для обоих рассматриваемых распадов. В основном канале 18.9% событий содержат два или более Λ_b^0-кандидатов, а в нормировочном — 7.4%. Исследование на основе Монте-Карло симуляций показало, что данная процедура выбора наилучшего кандидата имеет эффективность $84 \pm 5\%$ и $93 \pm 13\%$ для основной и нормировочной мод распада соответственно.

Следует отметить, что в настоящем анализе не проводилась дополнительная оптимизация критериев отбора событий. В оффлайн-реконструкции применена процедура, аналогичная использованной в предыдущем исследовании коллаборации CMS [93], при этом часть требований повторяет условия триггера.

3.4 Аппроксимация распределений

Основным экспериментальным инструментом анализа данных в настоящей работе является небинированная аппроксимация (фит) распределений инвариантных масс аналитическими функциями. Извлечение параметров функций осуществляется методом максимального правдоподобия с использованием python-библиотеки RooFit [94], широко применяемой в физике высоких энергий. В дальнейшем, если явно не указано иное, под аппроксимацией распределений подразумевается именно этот подход.

При описании распределений выделяются сигнальные и фоновые компоненты. Фон соответствует известным физическим и комбинаторным процессам, тогда как сигнал описывает избыток событий в определённой области фазового пространства. При аппроксимации расспределений инвариантных масс сигнал, как правило, проявляется в виде выраженного пика, свидетельствующего о распаде частицы в рассматриваемое конечное состояние.

Фон может иметь различную природу. Комбинаторный фон образуется за счёт случайных комбинаций частиц в процессе реконструкции. Физический фон связан с реальными механизмами рождения частиц конечного состояния. Он может проявляться как в форме прямого рождения (например, Дрелл–Ян или парное рождение J/ψ), так и в виде отражений. Последние возникают при неполном восстановлении события (например, потере мягкого фотона), ошибочной идентификации частиц или неверном назначении массовой гипотезы.

Ниже приведены описания распределений, использованных в настоящей работе. Ввиду того, что детектор обладает собственным конечным разрешением, наиболее частой функцией, используемой для описания сигнала, является функция Гаусса. Ее плотность вероятности $pdf_G(M, M_0, \sigma)$ задается формулой:

$$pdf_G(M; M_0, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}}, \tag{3.3}$$

где M - переменная (инвариантная масса), M_0 - математическое ожидание, а σ - среднеквадратичное отклонение.

Для описания разрешения также широко применяются функции двойного и тройного Гаусса с общим средним значением. В общем виде плотность вероятности N Гауссов с общим центром может быть записана как:

$$pdf_{NG}(M; M_0, \sigma_1, ..., \sigma_N, f_1, ..., f_N) = \sum_{i=1}^{N} f_i \cdot pdf_G(M, M_0, \sigma_i), \tag{3.4}$$

где M_0 - общее математическое ожидание, σ_i и f_i - среднеквадратичное отклонение и доля i-ого гауссового распределения соответственно. Все коэффициенты $f_i \in [0; 1]$ и удовлетворяют условию $\sum_i f_i = 1$. Таким образом, одна из долей не является независимой и может быть выражена через остальные (например, $f_1 = 1 - \sum_{i=2}^{N} f_i$). Эффективная ширина N-ого Гаусса определяется выражением $\sigma_{eff} = \sqrt{\sum_i f_i \cdot \sigma_i^2}$.

Альтернативным способом описания сигнала является использование функции Crystal Ball (CB) [95]. Она применяется для моделирования физических распределений с потерями энергии (например, излучение мягких фотонов в распадах J/ψ) и представляет собой комбинацию гауссового ядра и степенного хвоста ниже определённого порога. Данная функция может быть обобщена до асимметричной двусторонней формы (Asymmetric Double-Sided Crystal Ball).

Её плотность вероятности (с точностью до нормировочной константы) задаётся выражением:

$$f(M; M_0,\sigma_{\{L,R\}},\alpha_{\{L,R\}}, n_{\{L,R\}}) = \begin{cases} A_L \cdot (B_L - \frac{M-M_0}{\sigma_L})^{-n_L}, & \text{для } \frac{M-M_0}{\sigma_L} < -\alpha_L \\ \exp\left(-\frac{1}{2}\cdot\left[\frac{M-M_0}{\sigma_L}\right]^2\right), & \text{для } \frac{M-M_0}{\sigma_L} \leqslant 0 \\ \exp\left(-\frac{1}{2}\cdot\left[\frac{M-M_0}{\sigma_R}\right]^2\right), & \text{для } \frac{M-M_0}{\sigma_R} \leqslant \alpha_R \\ A_R \cdot (B_R + \frac{M-M_0}{\sigma_R})^{-n_R}, & \text{иначе,} \end{cases} \tag{3.5}$$

где $A_i = \left(\frac{n_i}{|\alpha_i|}\right)^{n_i} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha_i|^2}{2}\right)$, $B_i = \frac{n_i}{|\alpha_i|} - |\alpha_i|$, σ_i - среднеквадратичные отклонения ассиметричного ядра Гаусса, n_i - показатели степенных хвостов, а α_i - параметры, определяющие точку перехода от хвоста к гауссовой части. Индексы L и R обозначают левую (left) и правую (right) стороны соответственно. По аналогии с функцией Гаусса можно сделать сумму нескольких функций Crystall Ball с общим средним.

Для описания некоторых отражений используется распределение Ландау [96], которое характеризуется наличием тяжёлого хвоста. Его плотность вероятности задаётся формулой:

$$pdf_L(M; M_0, c) \;=\; \frac{1}{\pi\, c}\int_0^\infty e^{-t}\,\cos\!\left(\frac{M-M_0}{c}\,t + \frac{2t}{\pi}\ln\frac{t}{c}\right)\,dt, \tag{3.6}$$

где M_0 — положение максимума распределения, а c — параметр масштаба.

При описании резонансов необходимо учитывать их естественную ширину Γ. Для аппроксимации таких сигналов используется свёртка функции релятивистского Брейт–Вигнера (RBW), описывающей резонанс, с функцией детекторного разрешения. В случае двухчастичного распада комплексная амплитуда RBW [97] имеет вид:

$$A_{RBW}(M; M_0,\Gamma) = BW(M; M_0, \Gamma) = \frac{\sqrt{M_0\,\tilde{\Gamma}(M)}}{M_0^2 - M^2 - iM_0\tilde{\Gamma}(M)}, \tag{3.7}$$

$$\tilde{\Gamma}(M) = \Gamma \cdot \frac{q(M)}{q(M_0)} \cdot \frac{M_0}{M} \cdot \frac{B_L^2(q,d)}{B_L^2(q_0,d)},$$

где Γ – полная натуральная ширина резонанса, q – импульс дочерней частицы в системе покоя резонанса, L – орбитальный угловой момент, а B_L –

барьерный фактор Блатта–Вайскопфа [98], зависящий от барьерного радиуса d, принимающего значения порядка 3 ГэВ$^{-1}$ (~ 0.6 фм) [88]. Для двухчастичного распада импульсы определяются из релятивистской кинематики:

$$q(M) = \frac{1}{2M}\sqrt{\left[M^2 - (m_a + m_b)^2\right] \cdot \left[M^2 - (m_a - m_b)^2\right]}, \tag{3.8}$$

где m_a и m_b — массы дочерних частиц.

Барьерный фактор Блатта–Вайскопфа для различных значений орбитального момента имеет вид:

$$\begin{aligned} B_0(q,d) &= 1, \qquad B_1(q,d) = \sqrt{\frac{2z}{z+1}}, \\ B_2(q,d) &= \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2 + 9z}}, \qquad z = (|q|d)^2. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Плотность вероятности релятивистского Брейт–Вигнера на заданой области определения Ω определяется как

$$pdf_{RBW}(M) = \frac{|A_{RBW}(M)|^2}{\int_\Omega |A_{RBW}(M)|^2\, dM}, \tag{3.10}$$

где числитель задаёт функцию формы резонанса, а знаменатель обеспечивает нормировку на единицу.

Наконец, для описания фоновых вкладов применяются полиномиальные функции различных степеней $\mathrm{Pol}_N(M)$, а также экспоненциальные распределения. При аппроксимации спектра вблизи кинематического порога к выбранной функции часто добавляется пороговой множитель

$$(M - M_0)^\alpha\, \Theta(M - M_0), \tag{3.11}$$

где $\Theta(x)$ — тета-функция Хевисайда, равная нулю при $x \leqslant 0$ и единице при $x > 0$. В дальнейшем при использовании порогового множителя наличие тета-функции подразумевается, но для краткости записи она опускается.

Дополнительно вводится обозначение $pdf[f(M)]$, под которым понимается функция $f(M)$, нормированная на единицу и тем самым приведённая к виду плотности вероятности на заданной области определения Ω:

$$pdf[f(M)] \equiv \frac{f(M)}{\int_\Omega f(M)\, dM}. \tag{3.12}$$

Такое обозначение служит для компактной записи функций и моделей, используемых при аппроксимации распределений.

Таким образом, в рамках настоящего анализа используется широкий набор аналитических функций — от гауссовых и их комбинаций до релятивистского Брейт–Вигнера. Эта «библиотека» моделей обеспечивает гибкость при описании как сигнальных, так и фоновых вкладов.

3.5 Исследование Монте-Карло симуляций

Для исследования распадов и вычисления эффективностей их восстановления были подготовлены две Монте-Карло (МК) симуляции: $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ и $\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda$. События были сгенерированы при помощи пакета PYTHIA 8.230 [99], а распады Λ_b^0-барионов и J/ψ, $\psi(2\mathrm{S})$, ϕ-мезонов моделировались, используя EVTGEN v.1.3.0 [100]. Далее полученные события пропускались через детальное моделирование отклика детектора CMS в программе GEANT4 [101], где также учитывались распады долгоживущих гиперонов, такие как $\Lambda \to \mathrm{p}\pi^-$. Все использованные МК выборки соответствуют условиям работы детектора CMS в 2018 году.

Реконструкция событий в МК симуляциях выполнялась по той же процедуре, что и для данных (см. Раздел 3.3). Соответствие между реконструированными и сгенерированными кандидатами определялось по угловому расстоянию $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. Для мюонов требовалось выполнение условия $\Delta R < 0.002$, а для кандидатов в Λ, π и K — $\Delta R < 0.01$. Здесь $\Delta\eta$ и $\Delta\phi$ обозначают разности в псевдобыстроте и азимутальном угле (в радианах) между реконструированными и сгенерированными частицами.

Восстановленные распределения инвариантных масс, полученные из МК симуляций, представлены на Рис. 3.5. Они аппроксимируются суммой функции двойного Гаусса с общим средним и полинома второй степени. Последний вклад описывает небольшой комбинаторный фон, возникающий из-за восстановления кандидатов, не соответствующих истинному сгенерированному распаду. Параметры аппроксимации приведены в Таблице 1. Средние значения инвариантной массы, полученные из аппроксимаций, находятся в отличном согласии с общемировым значением массы Λ_b^0, заданным в генераторе. Это подтверждает, что процедура реконструкции не вносит систематического смещения в восстановленную массу.

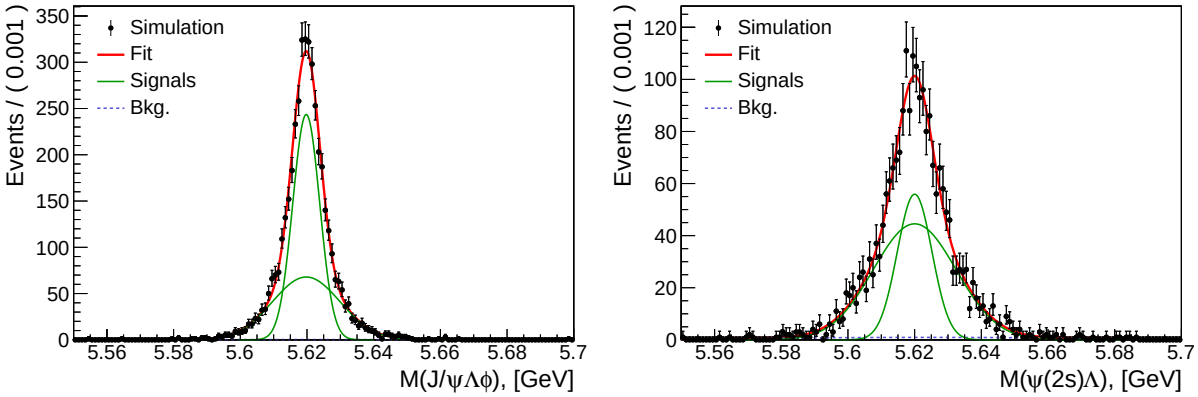


Рисунок 3.5 — Распределения инвариантной массы кандидатов $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ (слева) и $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$ (справа), полученные из МК симуляций. Точки показывают количество восстановленных кандидатов в бинах, линии представляют результаты аппроксимации. Детали используемых функций приведены в тексте.

Таблица 1 — Сигнальные параметры распадов $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$, полученные из МК симуляций. Здесь $M(\Lambda_b^0)$ — среднее значение инвариантной массы, $\sigma_{1,2}$ — ширины компонент двойного Гаусса, f_2 — доля второй компоненты, N^{reco} — число восстановленных сигнальных событий.

Распад	$M(\Lambda_b^0)$, [ГэВ]	σ_1, [МэВ]	σ_2, [МэВ]	f_2	N^{reco}
$\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$	5.6198 ± 0.0001	10.14 ± 0.44	4.04 ± 0.20	0.589 ± 0.041	4195 ± 66
$\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$	5.6200 ± 0.0002	5.19 ± 0.60	12.40 ± 0.67	0.656 ± 0.070	2111 ± 50

Используя наборы МК симуляций, были рассчитаны эффективности восстановления основного и нормировочного распадов. Полная эффективность определяется как $\epsilon = \epsilon_{gen} \cdot \epsilon_{reco}$, где ϵ_{gen} — эффективность генераторных фильтров, а ϵ_{reco} — эффективность реконструкции. Эффективность генераторных фильтров определяется как доля независимо сгенерированных событий, прошедших мягкие генераторные ограничения (фильтры). Эффективность реконструкции вычисляется как отношение числа событий, восстановленных после полной процедуры отбора, к числу сгенерированных событий, прошедших генераторные фильтры. Эффективности для обоих распадов приведены в Таблице 2. Их отношение составляет

$$R_\epsilon = \frac{\epsilon(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda)}{\epsilon(\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi)} = 0.3632 \pm 0.0107. \tag{3.13}$$

Таблица 2 — Эффективности для распадов $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$, полученные из МК симуляций. Здесь N^{reco} — число восстановленных сигнальных событий, N^{sim} — число сгенерированных событий (после генераторных фильтров), ϵ_{rec} — эффективность реконструкции, ϵ_{gen} — эффективность генераторных фильтров, ϵ — полная эффективность.

Распад	N^{reco}	N^{sim}	$\epsilon_{rec} \cdot 10^3$	$\epsilon_{gen} \cdot 10^3$	$\epsilon \cdot 10^4$
$\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$	4195 ± 66	901680	4.652 ± 0.073	32.48±0.19	1.511±0.025
$\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$	2111 ± 50	1027792	2.054±0.048	26.72±0.17	0.549±0.013

Дополнительно, МК симуляция $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ была использована для определения разрешения сигнала $\phi \to K^+K^-$. Для этого было построено распределение разности между восстановленной и сгенерированной массами ϕ-мезона, $M_\phi^{reco} - M_\phi^{gen}$. Данное распределение описывается функцией двойного Гаусса с общим средним: $\sigma_1 = 0.83 \pm 0.03$ МэВ, $\sigma_2 = 2.23 \pm 0.10$ МэВ, $f_2 = 0.37 \pm 0.03$. Эффективная ширина равна $\sigma_\phi^{eff} = 1.51 \pm 0.04$ МэВ. Аппроксимация распределения показана на Рис. 3.6.

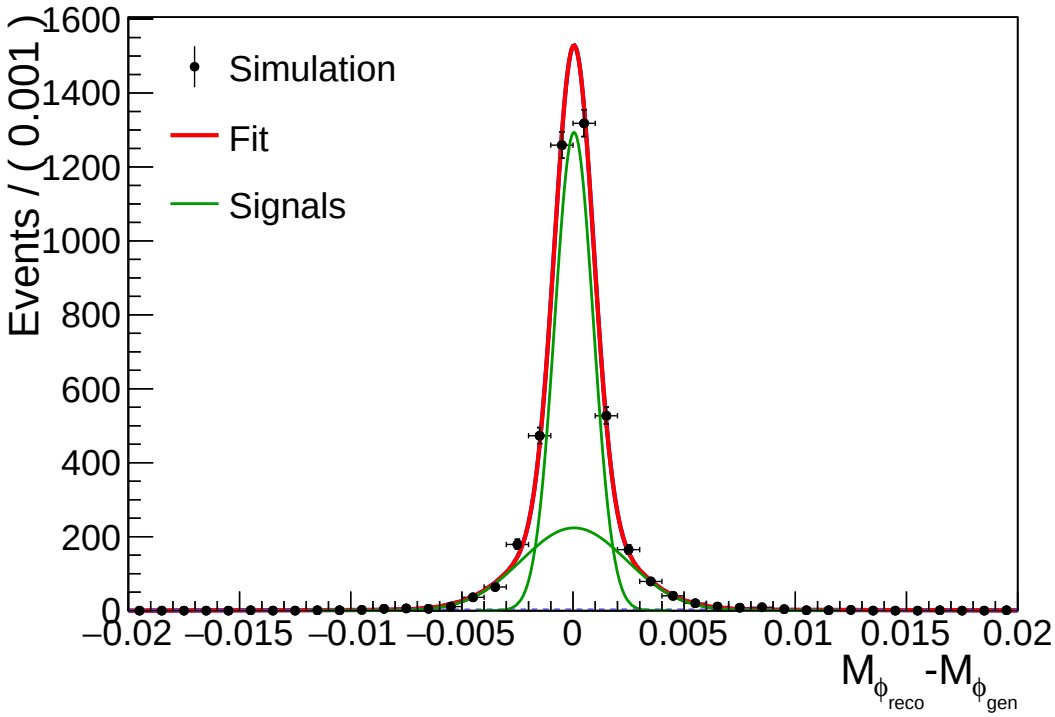


Рисунок 3.6 — Распределение разности между восстановленной и сгенерированной массами ϕ-мезона, аппроксимированное функцией двойного Гаусса с общим средним.

3.6 Изучение данных

К данным Run-2 2018 года была применена процедура реконструкции, описанная в Разделе 3.3. На Рис. 3.7 (слева) показано распределение инвариантной массы $J/\psi\Lambda K^+K^-$. Данные аппроксимированы суммой сигнального и фонового вкладов. Сигнальная часть описана двойной функцией Гаусса со свободными параметрами общего среднего M_0 и нормировки N_{sig}, при этом стандартные отклонения $\sigma_{1,2}$ и относительный вес второй компоненты f_2 зафиксированы из соответствующей МК симуляции. Фоновая часть параметризована полиномом третьей степени $\text{Pol}_3(M)$ со свободными коэффициентами, а число фоновых событий задается параметром N_{bkg}. Аппроксимирующая функция имеет следующий вид:

$$f(M) = N_{\text{sig}} \cdot pdf_{2G}(M; M_0, \sigma_1, \sigma_2, f_2) + N_{\text{bkg}} \cdot pdf[\text{Pol}_3(M)], \tag{3.14}$$

где запись $pdf[\ldots]$ означает нормировку выражения в скобках на единицу, то есть приведение к плотности вероятности (см. Раздел 3.4).

Из аппроксимации получено количество сигнальных событий $N_{\text{sig}} = 380 \pm 32$, а среднее значение массы пика составляет 5621.1 ± 0.6 МэВ, что отличается от общемирового значения $M^{\text{PDG}}_{\Lambda_b^0}$ на 1.5 ± 0.6 МэВ. Статистическая локальная значимость сигнала в асимптотическом приближении [102] равна 9.7 стандартным отклонениям. Данное приближение использует в качестве тестовой статистики отношение правдоподобий гипотезы, включающей сигнал и фон, и гипотезы, содержащей только фон. При учёте вариаций, связанных с систематическими неопределённостями сигнальной и фоновой моделей (см. Раздел 3.7), минимальное значение локальной значимости составило 9.4 стандартных отклонения.

В распределении также наблюдается отдельный бин, расположенный сразу под пиком Λ_b^0, уровень которого превышает средний фон. Его локальная значимость не превышает 3 стандартных отклонений. Для проверки этого эффекта были проведены дополнительные тесты. В частности, было наложено требование на инвариантную массу пары каонов $|M(K^+K^-) - M^{\text{PDG}}_{\phi}| < 10$ МэВ, что соответствует более жесткому отбору кандидатов в ϕ-мезон. При этом условии описанный выброс исчезает, а среднее значение сигнала Λ_b^0 из аппроксимации становится 5620.5 ± 0.6 МэВ. Соответствующее распределение показано на Рис. 3.8 (слева). Статистическая значимость сигнала при таком отборе достигает 10.3 стандартных отклонения в асимптотическом приближении.

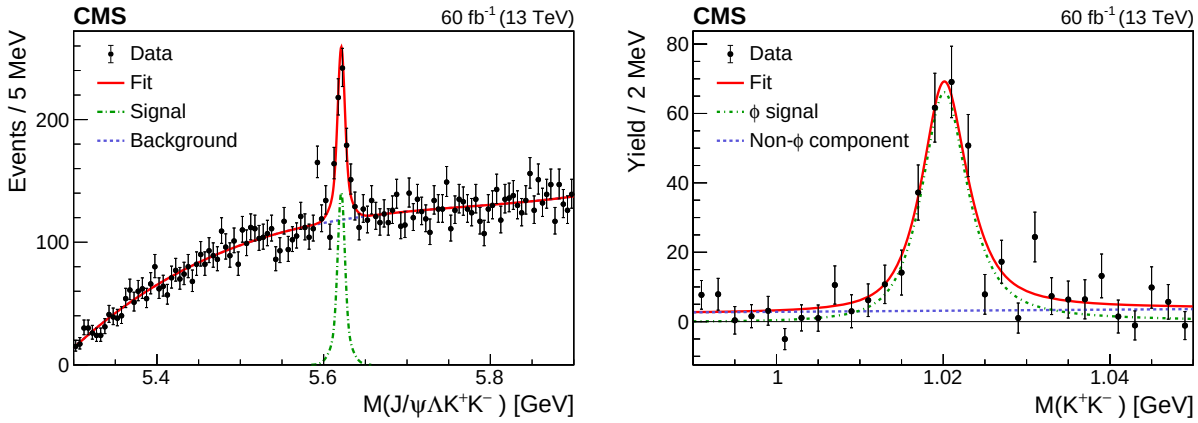


Рисунок 3.7 — Распределения инвариантной массы $J/\psi\Lambda K^+K^-$ (слева) и инвариантной массы K^+K^- из сигнала $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda K^+K^-$ (справа) [19]. Точки показывают данные, вертикальные полосы — статистические погрешности, линии — результаты аппроксимаций, описанных в тексте.

Дополнительно был проанализирован независимый набор данных 2017 года (см. Рис. 3.8, справа), в котором никаких аномалий слева от пика Λ_b^0 обнаружено не было. Таким образом, описанный избыток событий вблизи сигнала Λ_b^0 следует интерпретировать как статистическую флуктуацию.

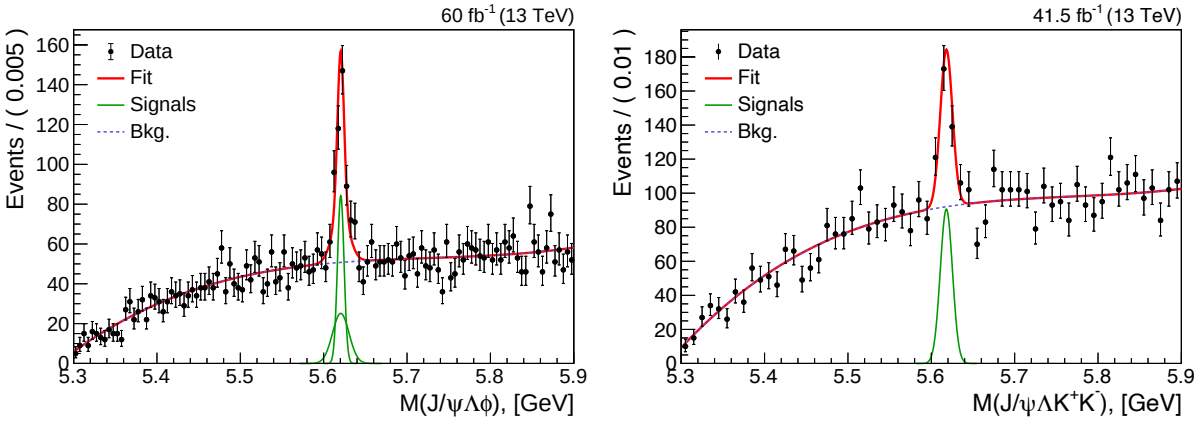


Рисунок 3.8 — Распределения инвариантной массы $J/\psi\Lambda K^+K^-$. Слева — данные 2018 года с дополнительным требованием $|M(K^+K^-) - M_\phi^{PDG}| < 10$ МэВ. Справа — данные 2017 года после стандартной процедуры отбора.

Апроксимация спектра $M(J/\psi\Lambda K^+K^-)$ была использована для статистического разделения сигнального и фонового вкладов с помощью метода *sPlot* [103]. Это позволило получить распределение $M(K^+K^-)$, соответствующее сигнальным распадам $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda K^+K^-$. Для извлечения вклада распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ распределение $M(K^+K^-)$ было аппроксимировано суммой сигнальной и фоновой функций. Сигнальная часть описывалась релятивистским Брейт–Вигнером, свёрнутым с функцией разрешения в виде двойного Гаусса с

общим средним. Параметры разрешения (σ_1, σ_2, f_2) фиксировались из аппроксимации распределения $\mathrm{M}_{\phi}^{reco} - \mathrm{M}_{\phi}^{gen}$ в МК симуляции, а натуральная ширина Γ_ϕ бралась равной значению из PDG. Нерезонансный вклад описывался полиномом первой степени. Аппроксимирующая функция имела вид:

$$f(M) = N_\phi \cdot pdf\left[\,|BW(M; M_\phi, \Gamma_\phi)|^2 \otimes pdf_{2G}(M; 0, \sigma_1, \sigma_2, f_2)\,\right] + N_{\mathrm{NR}} \cdot pdf[\mathrm{Pol}_1(M)], \tag{3.15}$$

где N_ϕ — число кандидатов, соответствующих сигналу ϕ-мезона, а N_{NR} — количество нерезонансного вклада. В результате аппроксимации было получено $N_\phi = 286 \pm 29$ сигнальных событий. Соответствующее распределение $\mathrm{M}(\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-)$ вместе с результатом аппроксимации показано на Рис. 3.7 (справа).

Для проверки устойчивости модели были протестированы дополнительные варианты аппроксимации. При свободном параметре Γ_ϕ из фита было получено значение $\Gamma_\phi = 3.8 \pm 0.4$ МэВ, что согласуется с общемировым значением $\Gamma_\phi^{\mathrm{PDG}} = 4.249 \pm 0.013$ МэВ. В случае, когда Γ_ϕ фиксировалась к значению из PDG, а параметры разрешения оставались свободными, эффективная ширина двойного Гаусса составила $\sigma_\phi^{\mathrm{eff}} = 1.29 \pm 0.21$ МэВ, что согласуется с результатом на МК симуляции (1.51 ± 0.04 МэВ). Таким образом, измеренное на данных разрешение ϕ-мезона находится в хорошем согласии с МК симуляцией, что подтверждает корректность моделирования.

Был восстановлен и спектр инвариантной массы $\psi(2\mathrm{S})\Lambda$. Для его описания использовалась та же модель, что и для основного канала (см. формулу 3.14): сигнальный вклад аппроксимировался функцией двойного Гаусса со свободными параметрами среднего значения и общей нормировки, при этом стандартные отклонения и относительные доли фиксировались к значениям, полученным из соответствующей МК симуляции. Фоновый вклад описывался полиномом третьей степени со всеми варьируемыми коэффициентами. Распределение с результатами фита показано на Рис. 3.9. В результате аппроксимации было получено 884 ± 37 событий, при этом среднее значение сигнальной компоненты составило 5619.2 ± 0.4 МэВ.

Для оценки количества нерезонансных событий ($\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-\Lambda$) в нормировочном канале применялась процедура, аналогичная использованной в основном распаде. Массовое окно по $\mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-$ расширялось до 3.6–3.8 ГэВ, после чего выполнялась аппроксимация распределения $\mathrm{M}(\mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-\Lambda)$ функцией 3.14. С помощью метода *sPlot* извлекалось распределение $\mathrm{M}(\mathrm{J}/\psi\pi^+\pi^-)$

из сигнальной Λ_b^0 компоненты, которое затем аппроксимировалось суммой резонансного и нерезонансного вкладов. Резонансная составляющая описывалась функцией двойного Гаусса, а нерезонансная – полиномом первой степени. По результатам этой аппроксимации вклад «не-$\psi(2S)$» событий в окне $|M(J/\psi\pi^+\pi^-) - M^{PDG}_{\psi(2S)}| < 15$ МэВ был оценён как пренебрежимо малый (<7 кандидатов).

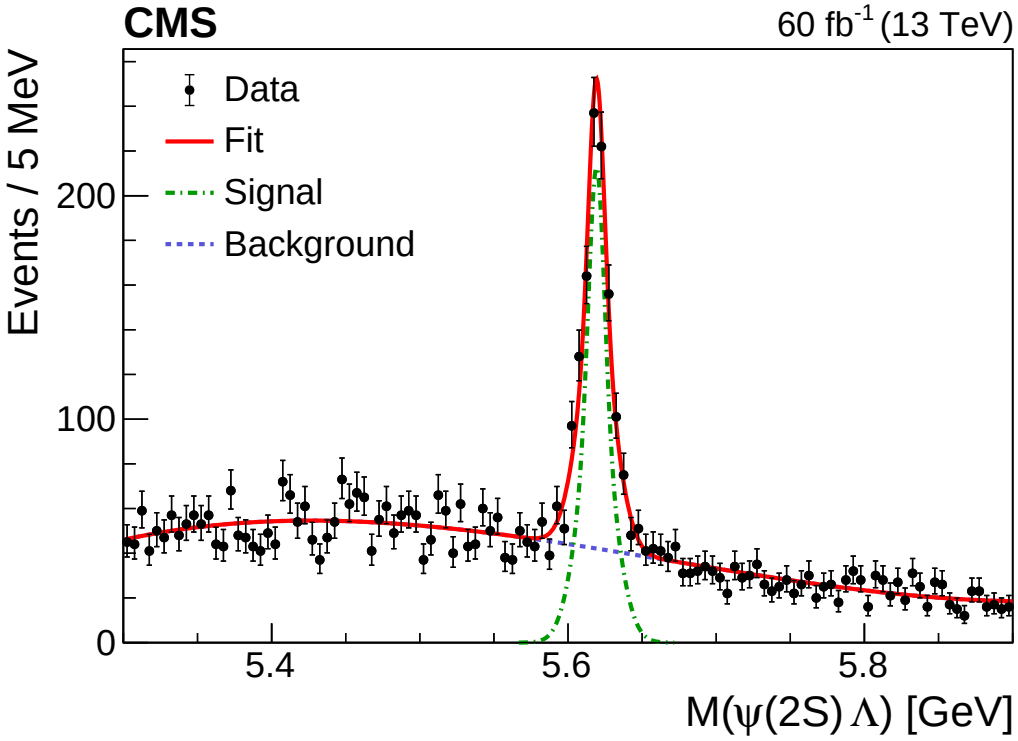


Рисунок 3.9 — Распределение инвариантной массы $\psi(2S)\Lambda$ [19]. Точки показывают данные, линии — результаты аппроксимации, описанной в тексте.

3.7 Оценка систематических погрешностей

В данном разделе обсуждаются основные источники систематических погрешностей при измерении отношения вероятностей распадов $\frac{B(\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi)}{B(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda)}$. Индивидуальные вклады систематик, а также их суммарное значение, вычисленное как корень из суммы квадратов, приведены в Таблице 3.

Так как оба анализируемых канала $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi \to \mu^+\mu^-\Lambda K^+K^-$ и $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda \to \mu^+\mu^-\Lambda\pi^+\pi^-$ имеют одинаковую топологию, систематические неопределённости, связанные с реконструкцией треков и мюонов, а также с триггерной эффективностью, в значительной степени сокращаются в отношении. При этом точность такого сокращения зависит от того, насколько

корректно симуляция воспроизводит кинематические распределения событий. Для проверки этого соответствия были сопоставлены данные (с вычитанием фона методом *sPlot*) и результаты МК симуляций. Примеры таких сравнений для распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$ представлены на Рис. 3.10.

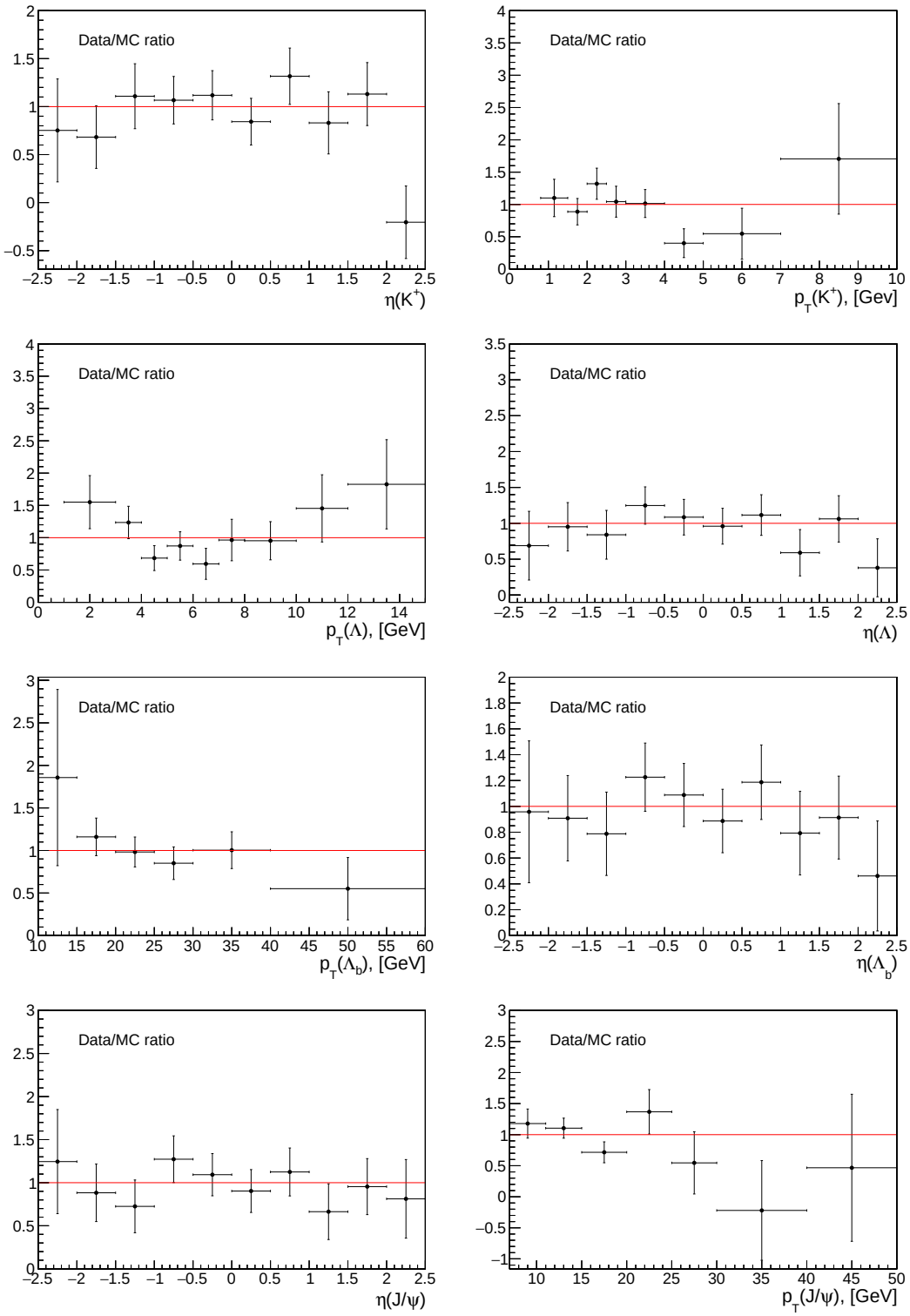


Рисунок 3.10 — Сравнение распределений различных кинематических переменных для распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J}/\psi\Lambda\phi$. Точки показывают отношение доли событий в каждом бине на данных к соответствующей доле в МК симуляции.

Результатом этого исследования стало введение систематической погрешности, учитывающей разницу между данными и МК симмуляциями в распределении по псевдобыстроте Λ_b^0 для нормировочного канала и в спектрах двухчастичных инвариантных масс $M(J/\psi\Lambda)$, $M(J/\psi\phi)$ и $M(\Lambda\phi)$ для основного канала (см. Рис. 3.11). Несоответствия в последних распределениях могут быть вызваны потенциальным наличием промежуточных резонансных состояний в данных, тогда как МК симмуляции были сгенерированы из предположения модели равномерного фазового пространства. Однако статистическая мощность текущего набора данных недостаточна для более детального исследования. Для оценки вышеописанной погрешности, МК симуляции были перевзвешены так, чтобы воспроизводить распределения, наблюдаемые на данных. Полученное отклонение отношения эффективностей до и после перевзвешивания принято в качестве значения соответствующей систематической неопределённости.

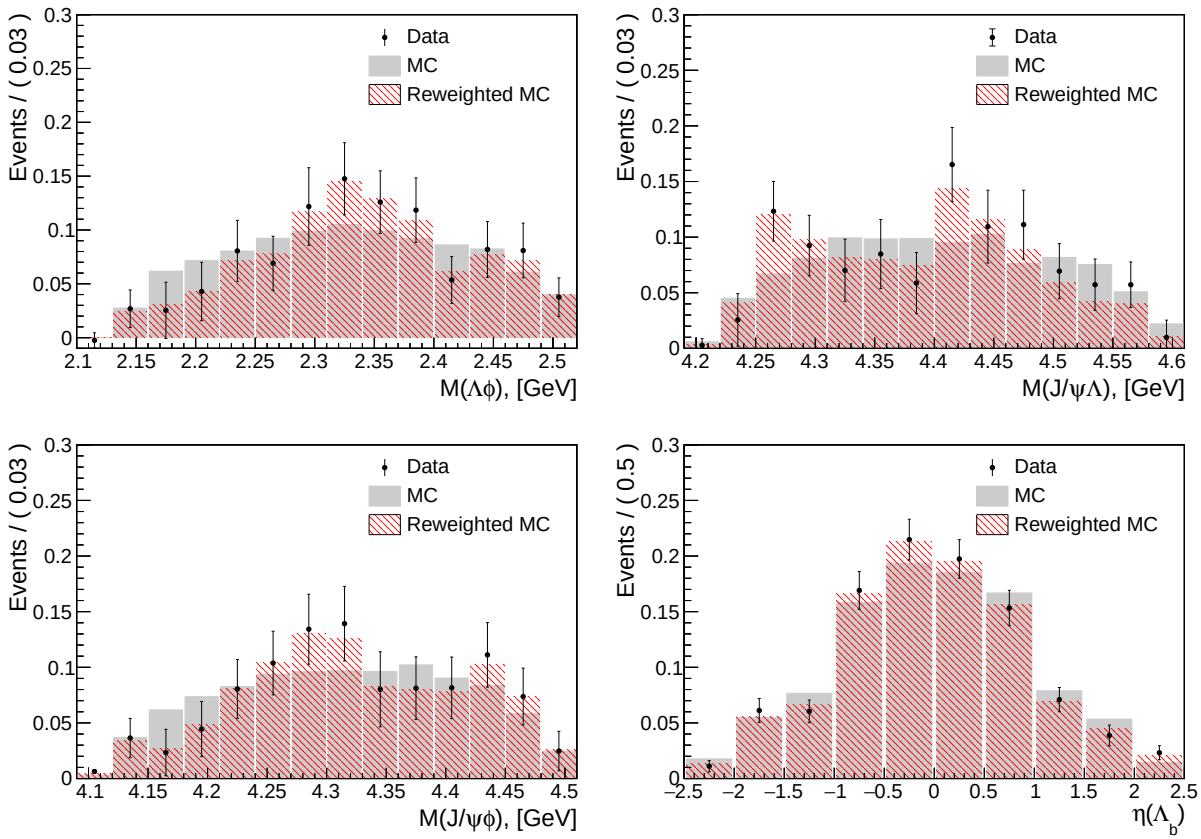


Рисунок 3.11 — Сравнение спектров промежуточных инвариантных масс для распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и распределения $\eta(\Lambda_b^0)$ для распада $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$ между данными и МК симуляцией. Точки показывают долю событий в каждом бине на данных, сплошная гистограмма — долю событий в исходной МК симуляции, а штрихованная гистограмма — долю событий после перевзвешивания.

Систематическая погрешность, связанная с выбором фоновых моделей, оценивалась отдельно для распадов $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi \Lambda K^+ K^-}$, $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$ и промежуточного распада $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$ внутри основного канала. Рассматривались следующие вариации фонового описания: полиномы второй и четвёртой степени для распределений $\mathrm{M(J/\psi \Lambda K^+ K^-)}$ и $\mathrm{M}(\psi(2S)\Lambda)$ независимо и экспоненциальная функция для фонового вклада в распределении $\mathrm{M(K^+K^-)}$. Дополнительно для спектра $\mathrm{M(J/\psi \Lambda K^+ K^-)}$ проверялись модели с учётом массового порога: $(M - M_0)^\beta \cdot \mathrm{Pol}_1(M)$ и $(M - M_0)^\beta \cdot \mathrm{Pol}_2(M)$, где $M_0 = \mathrm{M}_{\mathrm{J/\psi}}^{\mathrm{PDG}} + \mathrm{M}_{\Lambda}^{\mathrm{PDG}} + 2\mathrm{M}_{\mathrm{K^+}}^{\mathrm{PDG}}$, а β и все коэффициенты полиномов — свободные параметры. В качестве систематической неопределённости принималось наибольшее отклонение в числе восстановленных распадов $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi \Lambda \phi}$ или $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$, возникающее при варьировании фоновой модели в соответствующем спектре.

Другим источником систематических погрешностей является выбор сигнальных моделей для описания пиков в распределениях $\mathrm{M(J/\psi \Lambda K^+ K^-)}$, $\mathrm{M}(\psi(2S)\Lambda)$ и $\mathrm{M(K^+K^-)}$. Для оценки этих неопределённостей проверялись альтернативные гипотезы, параметры которых фиксировались по результатам аппроксимаций МК симуляций. Рассмотренные варианты включали: функцию тройного Гаусса с общим средним и сумму двух функций Crystal Ball для $\mathrm{M(J/\psi \Lambda K^+ K^-)}$, комбинацию двух функций CB с общим средним для $\mathrm{M}(\psi(2S)\Lambda)$, а также свёртку релятивистского Брейт–Вигнера с двусторонней функцией CB для $\mathrm{M(K^+K^-)}$. Максимальное отклонение в числе восстановленных распадов $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi \Lambda \phi}$ или $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$ для каждого из исследуемых спектров принималось как соответствующая систематическая неопределенность.

Следующим источником систематической погрешности является различие в разрешении между данными и симуляцией для сигналов Λ_b^0 и ϕ. Для оценки этой неопределённости в аппроксимациях спектров $\mathrm{M(J/\psi \Lambda K^+ K^-)}$, $\mathrm{M}(\psi(2S)\Lambda)$ и $\mathrm{M(K^+K^-)}$ использовалась модифицированная модель разрешения. В отличие от стандартного подхода, где обе ширины функции двойного Гаусса фиксировались к значениям, полученным из МК симуляций, применялись вариации, при которых фиксировалось лишь их отношение, а абсолютные значения определялись напрямую из данных; в отдельных сценариях относительные доли компонент также отпускались. В каждом случае максимальное отклонение числа сигнальных событий для распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi \Lambda \phi}$ или $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$ использовалось в качестве оценки соответствующей погрешности. Различие между

данными и симуляцией в разрешении Λ_b^0 для канала $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda K^+K^-$ вносит наибольший вклад в суммарную систематическую погрешность финального результата.

Наконец, к источникам систематических неопределённостей также относится статистическая погрешность в отношении эффективностей, рассчитанном на основе МК симуляций.

Таблица 3 — Относительные систематические погрешности для отношения $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi)/\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda)$ [19].

Источник погрешности	Относительная погрешность (%)
Различия м/у данными/МК в $\eta(\Lambda_b^0)$ и промежуточных массах	0.1
Модель фона в $M(J/\psi\Lambda K^+K^-)$	0.6
Модель фона в $M(\psi(2S)\Lambda)$	0.8
Модель фона в $M(K^+K^-)$	0.8
Сигнальная модель в $M(J/\psi\Lambda K^+K^-)$	0.8
Сигнальная модель в $M(\psi(2S)\Lambda)$	1.1
Сигнальная модель в $M(K^+K^-)$	0.5
Различия м/у данными/МК в разрешении Λ_b^0 для $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda K^+K^-$	6.6
Различия м/у данными/МК в разрешении Λ_b^0 для $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$	3.1
Различия м/у данными/МК в разрешении ϕ	1.4
Конечный размер МК выборок	2.9
Полная систематическая погрешность	**8.2**

3.8 Обсуждение результатов

Используя выражение 3.2, числа сигнальных событий для основного и нормировочного каналов $N(\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi) = 286 \pm 29$ и $N(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda) = 884 \pm 37$, отношение эффективностей $\dfrac{\epsilon(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda)}{\epsilon(\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi)}$, описанное в Разделе 3.5, а также табличные значения вероятностей распадов из PDG $\mathcal{B}(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-) = 0.347 \pm 0.003$ и $\mathcal{B}(\phi \to K^+K^-) = 0.492 \pm 0.005$, мы измерили отношение вероятностей распадов [19]

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda)} = (8.26 \pm 0.90\,(\text{стат.}) \pm 0.68\,(\text{сист.}) \pm 0.11\,(\mathcal{B})) \times 10^{-2}.$$

Первая погрешность соответствует статистической, вторая — систематической (см. Раздел 3.7), а третья связана с неопределённостью табличных значений вероятностей распадов, использованных в формуле 3.2.

Измеренное отношение вероятностей $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi\Lambda\phi})/\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \to \psi(2\mathrm{S})\Lambda)$ достаточно хорошо согласуется с аналогичными результатами для B-мезонов [4]:

$$\frac{\mathcal{B}(\mathrm{B}^+ \to \mathrm{J/\psi\phi K}^+)}{\mathcal{B}(\mathrm{B}^+ \to \psi(2\mathrm{S})\mathrm{K}^+)} = (8.01\pm0.70)\times10^{-2}, \quad \frac{\mathcal{B}(\mathrm{B}^0 \to \mathrm{J/\psi\phi K}^0)}{\mathcal{B}(\mathrm{B}^0 \to \psi(2\mathrm{S})\mathrm{K}^0)} = (8.45\pm1.87)\times10^{-2}.$$

Полученное значение является первым измерением подобного рода в секторе b-барионов.

В 2020 году были зарегистрированы экзотические состояния $\mathrm{T}^*_{cs0}(2870)^0$ и $\mathrm{T}^*_{cs1}(2900)^0$ [104] с минимальной конфигурацией $cs\overline{ud}$. Они были обнаружены в спектре инвариантной массы $\mathrm{D}^+\mathrm{K}^-$ в распадах $\mathrm{B}^- \to \mathrm{D}^-\mathrm{D}^+\mathrm{K}^-$ и представляют собой первый пример тетракварков, включающих одновременно открыто-очарованный и странный ароматы. Их внутренняя структура остаётся предметом обсуждения: рассматриваются как модели компактных состояний, так и молекулярные, связанные с порогами $\mathrm{D}^{(*)}\mathrm{K}^{(*)}$.

В 2021 году коллаборация LHCb сообщила об открытии первого дважды очарованного тетракварка $\mathrm{T}_{cc}(3875)^+ \to \mathrm{D}^0\mathrm{D}^0\pi^+$ с минимальным составом $cc\overline{ud}$ [105]. В отличие от ранее известных экзотических состояний, он содержит два очарованных кварка и обладает исключительно малой натуральной шириной, измеренной на уровне нескольких сотен кэВ. Это делает его первым «долгоживущим» экзотическим адроном и уникальным объектом для проверки моделей сильного взаимодействия.

В том же году LHCb повторно исследовала распад $\mathrm{B}^+ \to \mathrm{J/\psi\phi K}^+$ [106], используя данные Run-2, и обнаружила два новых нейтральных экзотических состояния, $\chi_{c1}(4685)$ и X(4630). Кроме того, в спектре инвариантной массы $\mathrm{J/\psi K}^+$ были зарегистрированы два резонанса: $\mathrm{T}_{c\bar{c}s1}(4000)^+$ и $\mathrm{T}_{c\bar{c}s1}(4220)^+$. Их минимальный кварковый состав $c\bar{c}u\bar{s}$ не укладывается в рамки традиционной кварковой модели.

В 2022 году коллаборация LHCb сообщила об открытии первого странного пентакварка с минимальным составом $c\bar{c}uds$, исследуя спектр инвариантной массы $\mathrm{J/\psi\Lambda}$ в распадах $\mathrm{B}^- \to \mathrm{J/\psi\Lambda\bar{p}}$ [107]. Данное состояние стало естественным продолжением семейства ранее наблюдавшихся пентакварков $\mathrm{P}_{c\bar{c}}$, но впервые включало странный кварк. Этот результат существенно расширил спектроскопию многокварковых систем и показал, что пентакварковые конфигурации могут формироваться как с составом uud, так и с uds.

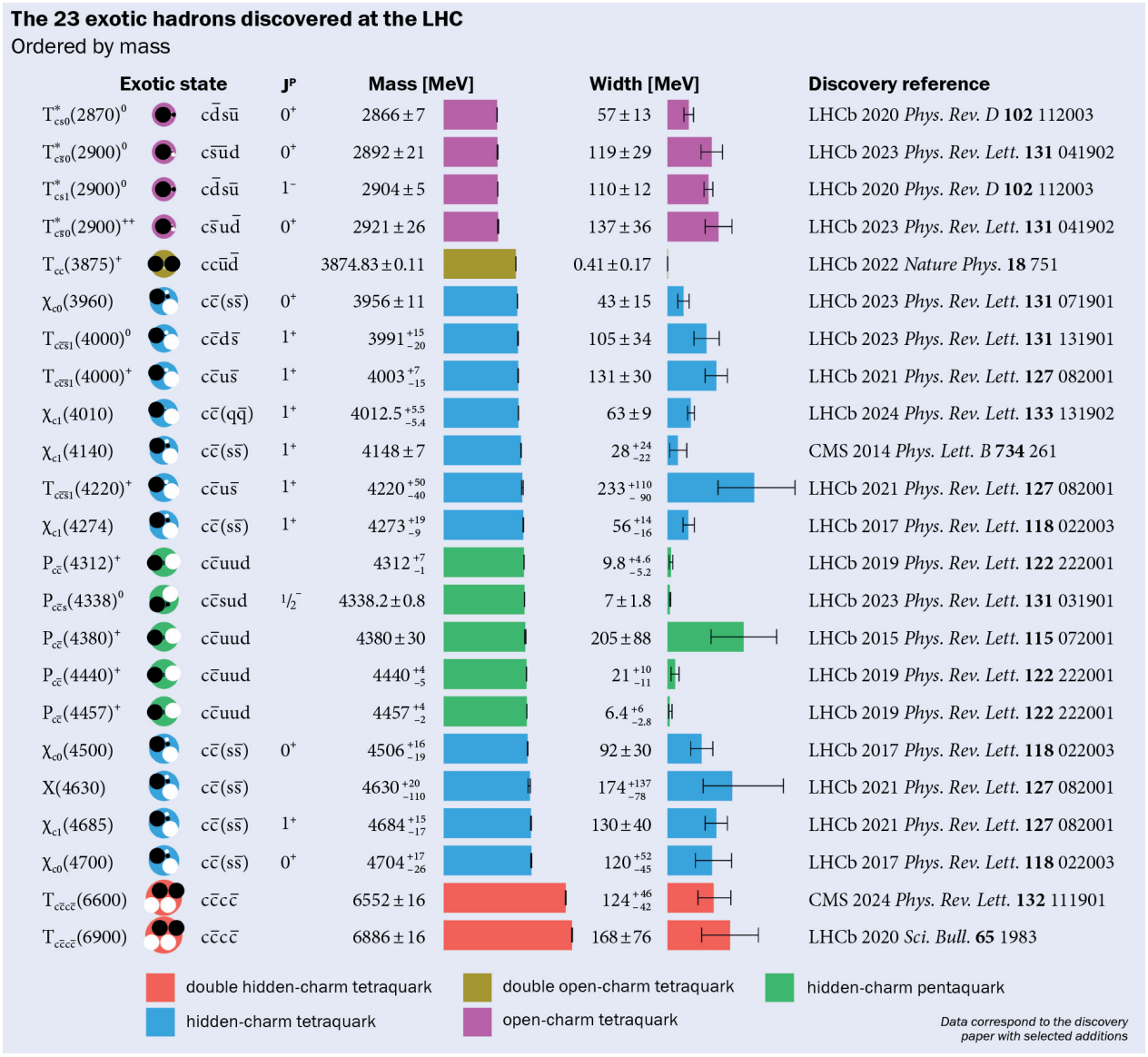


Рисунок 3.12 — Экзотические адроны, открытые на Большом адронном коллайдере. Для каждого состояния указаны обозначение, минимальный кварковый состав, квантовые числа, масса, натуральная ширина и год открытия, вместе со ссылкой на публикацию.

В 2023 коллаборация LHCb сообщила об обнаружении дважды заряженного тетракварка $T^*_{c\bar{s}0}(2900)^{++}$ и его нейтрального партнера $T^*_{c\bar{s}0}(2900)^0$, наблюдавшихся в распадах $B^+ \to D^- D_s^+ \pi^+$ и $B^0 \to \overline{D}^0 D_s^+ \pi^-$ [108]. Эти результаты подтвердили существование изомультиплета открыто-очарованных тетракварков с конфигурацией $c\bar{s}q\bar{q}'$, включая первую экзотическую частицу с электрическим зарядом $+2$.

Совокупность открытий последних лет демонстрирует, что экзотические адроны охватывают широкий диапазон конфигураций — от дважды очарованных тетракварков до странных пентакварков — и предоставляют уникальный

материал для проверки моделей сильного взаимодействия, а также для изучения динамики многокварковых систем. Эти результаты свидетельствует о более богатой картине проявлений квантовой хромодинамики в природе.

В настоящий момент БАК уже открыл 24 экзотических частицы, однако большинство из них зарегистрировала коллаборация LHCb (см. Рис. 3.12). При этом другие эксперименты БАКа зачастую не могут подтвердить или опровергнуть существование новых экзотических состояний из-за отсутствия идентификации заряженных адронов. Распад $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ обладает подходящим составом частиц для изучения в эксперименте CMS. Кроме того, сразу несколько теоретических работ указывают на возможное обнаружение состояний $\chi_{c1}(4140)$, X(4160) и $P_{c\bar{c}s}(4459)$ в спектрах двухчастичных инвариантных масс в распадах $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и настоятельно рекомендуют проведение их детального исследования [109–111]. Набор данных Run-3, объединённый с Run-2, обеспечит необходимое количество сигнальных событий для выполнения полного амплитудного анализа распада $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и может пролить свет на природу вышеупомянутых экзотических частиц.

Глава 4. Обнаружение новых состояний в спектре M(J/ψJ/ψ)

Данная глава посвящена обнаружению экзотических состояний в спектре инвариантной массы J/ψJ/ψ. Поскольку ключевым элементом анализа является исследование этой системы, логично начать изложение с рассмотрения процесса парного рождения кваркония.

4.1 Исследование парного рождения кваркония

4.1.1 Двойное рождение J/ψ

Парное рождение J/ψ является сложным процессом в протон-протонных столкновениях. Оно может происходить как в результате взаимодействия одной пары партонов (глюон-глюон, кварк-глюон или кварк-кварк), так и двух. Соответствующие механизмы называются single-parton scattering (SPS) и double-parton scattering (DPS). В SPS [112–117] оба чармония рождаются в одном жёстком партонном взаимодействии, что приводит к сильным кинематическим корреляциям между мезонами — в частности, к кластеризации по углу $\Delta\phi$ и быстротной разности Δy. В случае DPS [118–124] пара J/ψ формируется из двух практически независимых подпроцессов, вследствие чего наблюдаются более равномерные распределения по Δy, $\Delta\phi$ и инвариантной массе. Схематически процессы SPS и DPS показаны на Рис. 4.1.

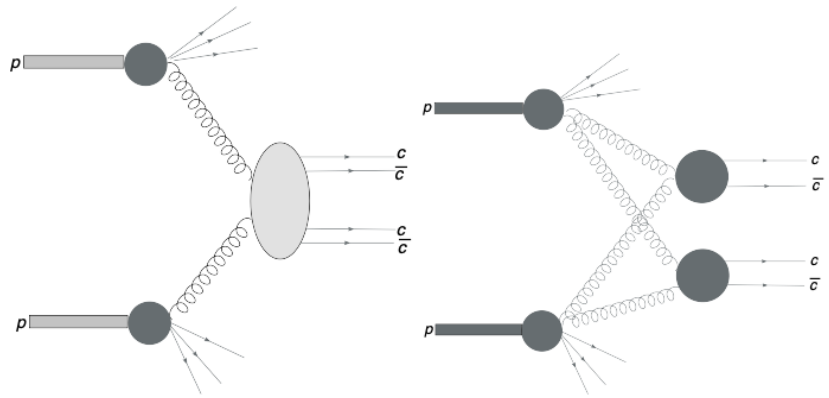


Рисунок 4.1 — Схематическое изображение SPS (слева) и DPS (справа) процессов рождения пары чармониев в протон-протонных столкновениях.

Даже механизм рождения одного кваркония является достаточно нетривиальным. Согласно КХД, рождение чармония описывается в рамках подхода, основанного на факторизации пертурбативной стадии рождения тяжёлой пары $c\bar{c}$ и последующего непертурбативного перехода этой пары в наблюдаемое связанное состояние [125]. Пертурбативная часть описывается в рамках стандартных расчётов КХД, а непертурбативная — с помощью соответствующих матричных элементов, отражающих вероятность образования конкретного уровня чармония.

Промежуточная пара $c\bar{c}$ может находиться в различных квантовых состояниях, обозначаемых как ${}^{2S+1}L_J^{[c]}$, где S — спин, L — орбитальный момент, J — полный угловой момент, а $[c]$ — цветовое представление (синглет [1] или октет [8]). Для J/ψ допустимыми являются конфигурации ${}^3S_1^{[1]}$, ${}^3S_1^{[8]}$, ${}^1S_0^{[8]}$, ${}^3P_J^{[8]}$ (где $J = 0, 1, 2$) [125; 126]. Цвет-синглетное состояние ${}^3S_1^{[1]}$ соответствует прямому формированию J/ψ, в то время как цвет-октетные требуют испускания дополнительных глюонов.

Полное сечение рождения J/ψ записывается как:

$$\sigma(\mathrm{pp} \to \mathrm{J}/\psi + X) = \sum_n \hat{\sigma}(\mathrm{pp} \to c\bar{c}[n] + X) \cdot \langle \mathcal{O}^{\mathrm{J}/\psi}(n) \rangle, \tag{4.1}$$

где $\hat{\sigma}$ — пертурбативно вычисляемое сечение для образования промежуточного состояния n, а $\langle \mathcal{O}^{\mathrm{J}/\psi}(n) \rangle$ — соответствующий непертурбативный матричный элемент КХД, описывающий переход $c\bar{c}[n] \to \mathrm{J}/\psi$.

Для парного рождения J/ψ аналогично учитываются все возможные конфигурации для каждой из двух $c\bar{c}$ пар, включая вклад от каскадных распадов возбуждённых состояний, таких как χ_{cJ} и $\psi(2\mathrm{S})$.

Относительный вклад SPS и DPS механизмов зависит от кинематики: SPS доминирует при малых $|\Delta y|$ и больших p_T, тогда как DPS проявляется при больших $|\Delta y|$ и низких p_T. Вклад DPS может быть оценён приближённой формулой [127]:

$$\sigma^{\mathrm{DPS}}_{\mathrm{J}/\psi\mathrm{J}/\psi} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma^2_{\mathrm{J}/\psi}}{\sigma_{\mathrm{eff}}}, \tag{4.2}$$

где σ_{eff} — эффективная площадь взаимодействия, определяемая экспериментально. Типичные значения составляют $\sim$15–20 мб.

При теоретическом описании парного рождения J/ψ учитываются различные начальные состояния партонов, а также множество фейнмановских

диаграмм. В рамках пертурбативной КХД расчёты выполняются в определенном порядке разложения по сильной константе α_s: от ведущего (Leading Order, LO) до последующих поправок более высокого порядка (Next-to-Leading Order, NLO, и далее). Существенный вклад вносят NLO-коррекции: они могут значительно влиять как на нормировку, так и на форму распределений, особенно при больших значениях $|\Delta y|$ и инвариантной массы $J/\psi J/\psi$. В отдельных областях фазового пространства K-фактор, определяемый как отношение сечений в NLO- и LO-приближениях, может отклоняться от единицы на десятки процентов [114; 128].

Теоретические оценки и моделирование процессов, включая SPS и DPS механизмы, а также поправки более высоких порядков, реализуются с помощью специализированных программных пакетов, таких как PYTHIA8 [99], HELAC-Onia [129;130], CASCADE [131] и других. Эти инструменты позволяют учитывать структуру партонных распределений, излучение дополнительных частиц, а также интерференцию между различными квантовыми амплитудами.

Наконец, следует подчеркнуть, что рождение пары J/ψ является крайне редким процессом — вероятность его примерно в 3000 раз ниже по сравнению с одиночным рождением J/ψ, что делает экспериментальные исследования достаточно сложными.

В 1982 г. коллаборация NA3 обнаружила указание на рождение $J/\psi J/\psi$ в столкновениях пионов с фиксированной мишенью при энергиях 150 и 280 ГэВ [132]. В анализе рассматривались события с четырьмя мюонами, имеющими суммарный нулевой заряд. При этом массы формируемых димюонных пар должны были соответствовать массе J/ψ-мезона. Всего было зарегистрировано 13 таких событий. Измеренное отношение сечений составило $\sigma_{J/\psi J/\psi}/\sigma_{J/\psi} = (3.0 \pm 1.0) \times 10^{-4}$. Однако ограниченный объём данных, а также специфика процесса — доминирование кварк-кваркового взаимодействия в столкновениях пионного пучка с ядрами — не позволили сделать общих выводов о механизмах парного рождения J/ψ.

На протяжении следующих трёх десятилетий новых измерений не проводилось: существующие ускорительные комплексы не обеспечивали ни достаточной энергии, ни светимости. Ситуация кардинально изменилась с запуском БАКа, где эксперименты LHCb и CMS получили возможность исследовать рождение пар J/ψ-мезонов при существенно более высоких энергиях в pp-столкновениях. При таких условиях доминирующим механизмом рождения

становится глюон-глюонное взаимодействие, обусловленное ростом энергии в системе центра масс.

В 2012 году коллаборация LHCb представила результаты, свидетельствующие об обнаружении парного рождения J/ψ-мезонов при энергии столкновений $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [133]. Было зарегистрировано 141 ± 19 событие. Отношение сечений составило $\sigma_{J/\psi J/\psi}/\sigma_{J/\psi} = (5.1 \pm 1.0 \pm 0.6^{+1.2}_{-1.0}) \times 10^{-4}$, а абсолютное значение $\sigma_{J/\psi J/\psi} = 5.1 \pm 1.0 \pm 1.1$ нб. Измерения проводились в чувствительной области LHCb: $2 < y^{J/\psi} < 4.5$, $p_T^{J/\psi} < 10$ ГэВ, где y — это быстрота, а p_T — поперечный импульс мезона. Сравнение с теоретическим предсказанием в ведущем приближении, основанном на цвет-синглетной составляющей, показало разумное согласие: теоретическая оценка в кинематической области LHCb составляла около 4 нб [134]. Также в работе приведены измеренная зависимость сечения от инвариантной массы J/ψJ/ψ и теоретическая. Сравнение представлено на Рис. 4.2, данные разумно согласуются с предсказанием в пределах достаточно больших погрешностей.

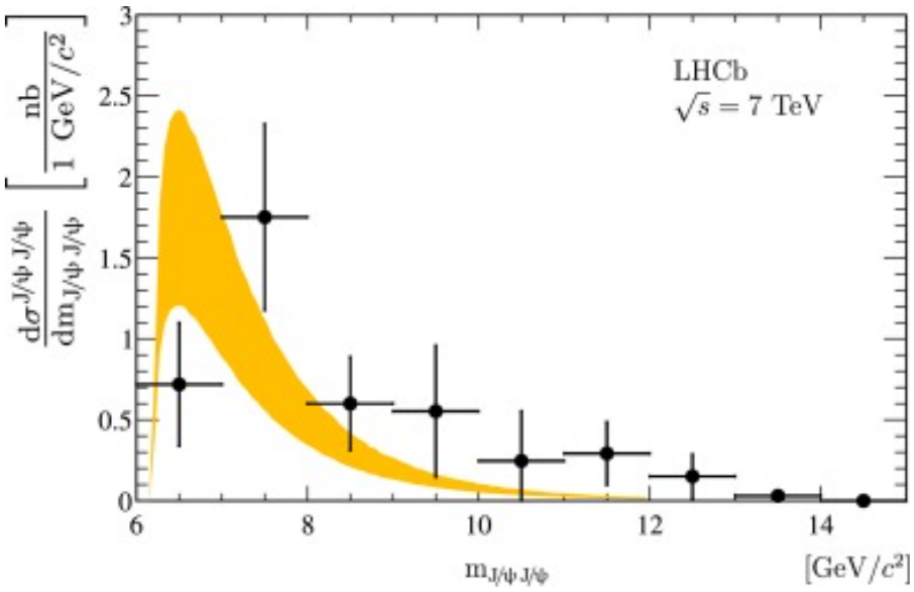


Рисунок 4.2 — Зависимость дифференциального сечения парного рождения J/ψ от инвариантной массы J/ψJ/ψ [133].

В 2014 году коллаборация CMS провела собственный анализ [135], сосредоточив внимание на области высоких поперечных импульсов, где чувствительность эксперимента максимальна. В отличие от LHCb, CMS предоставляет доступ к области больших $p_T(J/\psi J/\psi)$, где цвет-октетные компоненты начинают существенно влиять на амплитуду процесса. Особенно важен в этом контексте вклад состояния ${}^3S_1^{[8]}$. В данном анализе было восстановлено 446 ± 23

сигнальных событий. Интегральное сечение в кинематической области детектора составило $\sigma_{J/\psi J/\psi} = 1.49 \pm 0.07 \pm 0.13$ нб.

Также были исследованы зависимости дифференциального сечения парного рождения J/ψ от инвариантной массы J/ψJ/ψ, $|\Delta y|$ между J/ψ-мезонами и p_T(J/ψJ/ψ) (см. Рис 4.3). С ростом $|\Delta y|$ наблюдается резкое снижение сечения, однако оно сохраняет ненулевое значение в области 2.6–4.4, что интерпретируется как указание на вклад DPS-механизма.

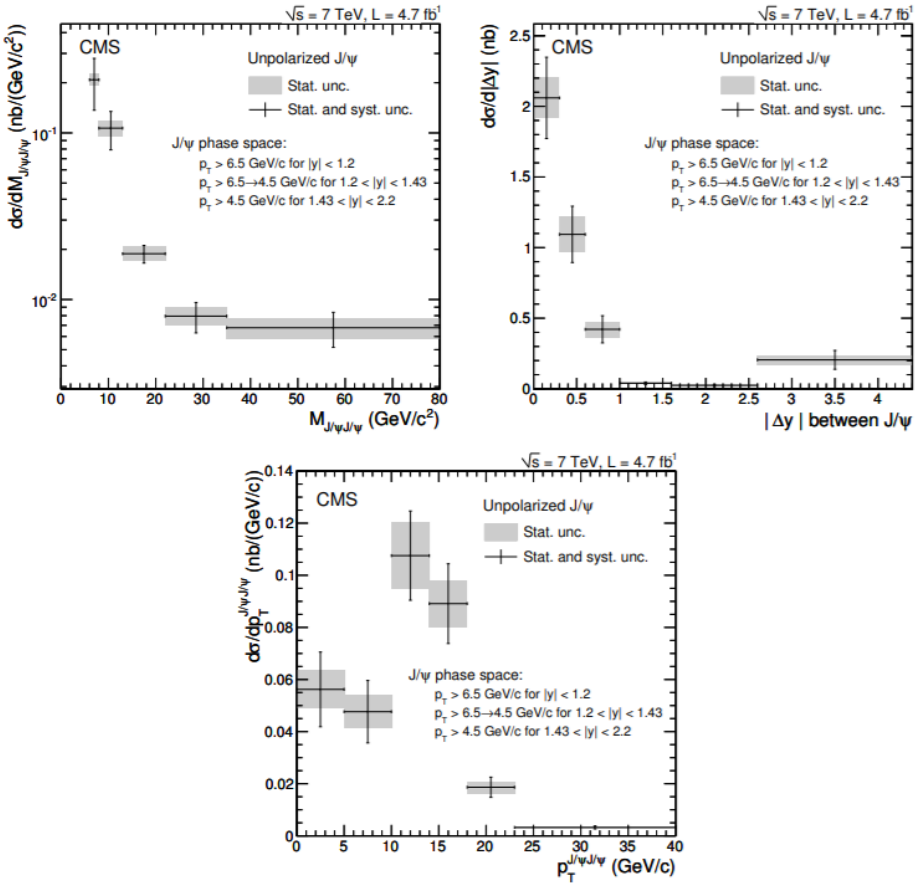


Рисунок 4.3 — Зависимости дифференциального сечения парного рождения J/ψ от инвариантной массы J/ψJ/ψ (слева), $|\Delta y|$ между J/ψ-мезонами (справа) и p_T(J/ψJ/ψ) (снизу) [135].

Важное обновление результатов было представлено коллаборацией LHCb в 2017 году при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [136]. В чувствительной кинематической области эксперимента было получено $\sigma_{J/\psi J/\psi} = 15.2 \pm 1.0 \pm 0.9$ нб. Дифференциальные распределения сечения по кинематическим переменным подтвердили вклад DPS-составляющей, а также показали, что основной вклад в SPS-механизм вносит цвет-синглетная компонента. В то же время, ограниченная чувствительность LHCb к большим поперечным импульсам делает его менее восприимчивым к вкладу цвет-октетных состояний. Это подчёркивает

важность дальнейших измерений в рамках других экспериментов БАКа, охватывающих иные кинематические области.

4.1.2 Обнаружение X(6900)

Ещё в середине 1970-х годов теоретики предсказывали существование тетракварковых резонансов $c\bar{c}c\bar{c}$ в диапазоне масс 6.2–7.4 ГэВ [16–18]. Их ширины, согласно расчётам, могли составлять от нескольких десятков до сотни МэВ. В последующие десятилетия развитие представлений о сильном взаимодействии и совершенствование численных методов позволили расширить круг применяемых теоретических подходов. Одним из активно используемых методов является формализм сумм моментов КХД, часто дополняемый фундаментальными неравенствами [137; 138] (см. Таблицу 4). Также применяются модели с линейным конфайнментом и кулоновским взаимодействием [139; 140], с эффективными дикварковыми взаимодействиями [141–145], а также вариационные подходы в решётке [146]. В рамках этих подходов получены оценки масс $c\bar{c}c\bar{c}$-состояний, как правило, превышающих удвоенную массу чармония. Это делает распады в $\mathrm{J/\psi J/\psi}$ и $\eta_c\eta_c$ кинематически разрешёнными и, как показывают расчёты, вероятно доминирующими. Напротив, распады на пары D-мезонов требуют рождения лёгкой кварк-антикварковой пары из вакуума и перестройки цветовой структуры, что может приводить к их подавлению. Таким образом, каналы с двумя чармониями в финальном состоянии представляют собой приоритетное направление для экспериментального поиска полностью тяжелых $c\bar{c}c\bar{c}$ тетракварков.

Поиски экзотических состояний, состоящих из четырёх b-кварков, начались в 2018 году экспериментами LHCb и CMS [147; 148]. Основное внимание было сосредоточено на спектре инвариантной массы $\Upsilon(1S)\mu^+\mu^-$, соответствующем четырёхмюонному финальному состоянию. Несмотря на высокую чувствительность, в анализах не было обнаружено статистически значимых структур. В результате обе коллаборации установили верхний предел на произведение сечения рождения возможного резонанса и вероятности его распада в конечное состояние, зависящий от предполагаемой массы частицы. Эти результаты стали важным ориентиром для последующих поисков полностью тяжёлых состояний в протон-протонных столкновениях.

Таблица 4 — Предсказанные массы $cc\bar{c}\bar{c}$ и $bb\bar{b}\bar{b}$ тетракварков с различными квантовыми числами J^{PC} и токами (в ГэВ) [137].

J^{PC}	Токи	M_{X_c} (ГэВ)	M_{X_b} (ГэВ)
0^{++}	J_1	6.44 ± 0.15	18.45 ± 0.15
	J_2	6.59 ± 0.17	18.59 ± 0.17
	J_3	6.47 ± 0.16	18.49 ± 0.16
	J_4	6.46 ± 0.16	18.46 ± 0.14
	J_5	6.82 ± 0.18	19.64 ± 0.14
0^{-+}	J_1^+	6.84 ± 0.18	18.77 ± 0.18
	J_2^+	6.85 ± 0.18	18.79 ± 0.18
0^{--}	J_1^-	6.84 ± 0.18	18.77 ± 0.18
1^{++}	$J_{1\mu}^+$	6.40 ± 0.19	18.33 ± 0.17
	$J_{2\mu}^+$	6.34 ± 0.19	18.32 ± 0.18
1^{+-}	$J_{1\mu}^-$	6.37 ± 0.18	18.32 ± 0.17
	$J_{2\mu}^-$	6.51 ± 0.15	18.54 ± 0.15
1^{-+}	$J_{1\mu}^+$	6.84 ± 0.18	18.80 ± 0.18
	$J_{2\mu}^+$	6.88 ± 0.18	18.83 ± 0.18
1^{--}	$J_{1\mu}^-$	6.84 ± 0.18	18.77 ± 0.18
	$J_{2\mu}^-$	6.83 ± 0.18	18.77 ± 0.16
2^{++}	$J_{1\mu\nu}$	6.51 ± 0.15	18.53 ± 0.15
	$J_{2\mu\nu}$	6.37 ± 0.19	18.32 ± 0.17

В 2020 году коллаборация LHCb объявила об обнаружении новой экзотической частицы X(6900), распадающейся на пару J/ψ-мезонов [12]. При изучении спектра инвариантной массы J/ψJ/ψ вблизи массового порога были выявлены структуры, не описывающиеся комбинацией нерезонансного SPS (NRSPS) и DPS вкладов. Распределения показаны на Рис. 4.4. Для аппроксимации спектра M(J/ψJ/ψ) были добавлены три сигнальных компоненты в виде функций релятивистского Брейт-Вигнера. Однако в районе 6.7 ГэВ сохранялся недоописанный провал между двумя пиками. Чтобы учесть эту особенность, исследователи ввели достаточно нетипичную модель для физики коллайдеров: одному из резонансов, вблизи 6.7 ГэВ было разрешено интерферировать с NRSPS вкладом. Это позволило воспроизвести провал в данных и улучшить качество аппроксимации массового спектра.

Коллаборация LHCb заявила об обнаружении самого дальнего от порога состояния X(6900) с значимостью, превосходящей 5 стандартных отклонений. Были измерены его параметры в двух моделях: без интерференции — $M = 6905 \pm 11 \pm 7$ МэВ и $\Gamma = 80 \pm 19 \pm 33$ МэВ, и с интерференцией — $M = 6886 \pm 11 \pm 11$ МэВ и $\Gamma = 168 \pm 33 \pm 69$ МэВ. Данное открытие является крайне важным, так как в случае подтверждения другими экспериментами оно может стать триумфом теоретических предсказаний, а также предоставить важную информацию для КХД о природе сильного взаимодействия в многокварковых состояниях. Более того, X(6900) наряду с X(3872) — один из немногих экзотических адронов, рождающихся непосредственно в протон-протонных столкновениях.

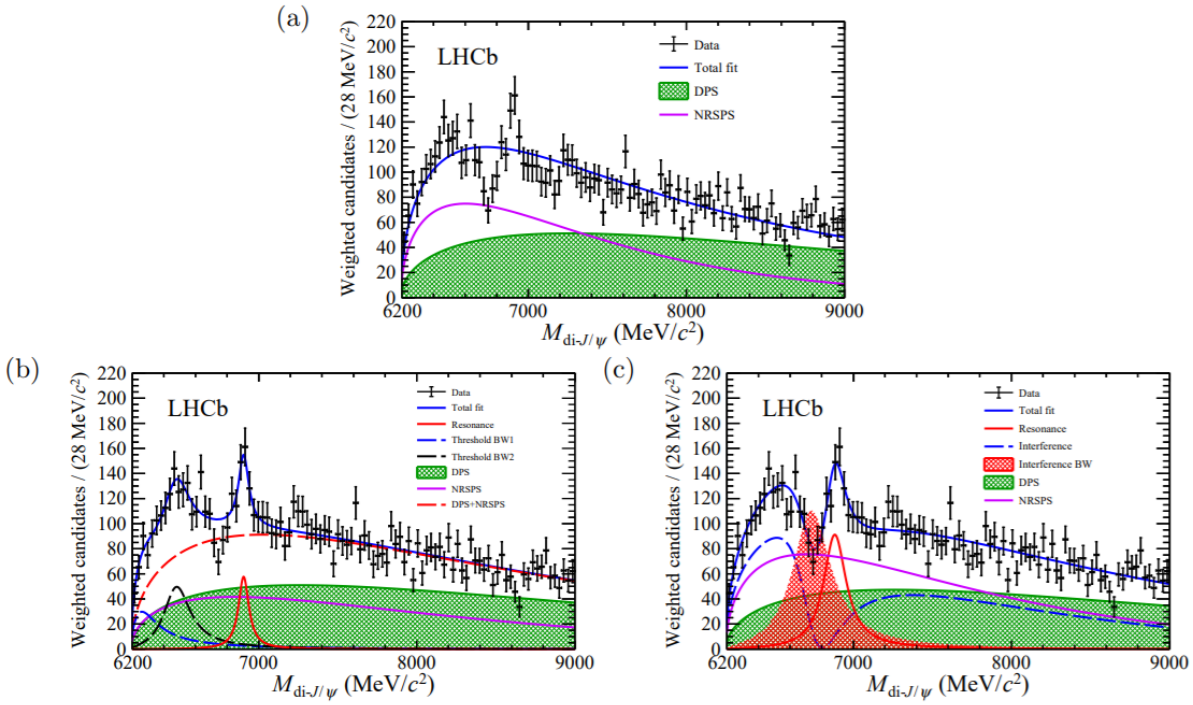


Рисунок 4.4 — Распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ, описанные a) суммой NRSPS и DPS, b) моделью с тремя резонансами, c) моделью с интерференцией NRSPS и резонанса [12].

4.2 Содержание представляемого исследования

В данной главе описывается поиск экзотических состояний в спектре инвариантной массы J/ψJ/ψ вблизи порога [13]. В исследовании использованы данные, полученные в протон-протонных столкновениях при энергии в системе

центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, набранные экспериментом CMS в 2016–2018 годах. Совокупная интегральная светимость составляет 135 фб$^{-1}$.

В рамках проведённого анализа был подтвержден полностью очарованный тетракварк X(6900), зарегестрированный коллаборацией LHCb. Кроме того, установлено наличие нового состояния X(6600) с экспериментальной значимостью, превышающей 5 стандартных отклонений, а также получено указание на существование X(7100) с уровнем значимости больше 3 стандартных отклонений. Аппроксимация данных осуществлялась двумя основными моделями — с учётом интерференции между тремя резонансными структурами и без неё. Для каждого из состояний были определены масса и натуральная ширина в обеих гипотезах.

4.3 Реконструкция и отбор событий

События отбираются с использованием двухуровневой триггерной системы. Первый уровень (L1) требует наличия трёх мюонов; для данных, набранных в 2017–2018 годах, по крайней мере два из них должны обладать поперечным импульсом $p_T(\mu^\pm) > 3$ ГэВ, при этом самый энергичный мюон — $p_T(\mu^\pm) > 5$ ГэВ, а также требуется наличие хотя бы одной противоположно заряженной пары мюонов с инвариантной массой меньше 9 ГэВ. Второй уровень (HLT) накладывает дополнительные требования: псевдобыстрота каждого из мюонов должна удовлетворять неравенству $|\eta(\mu^\pm)| < 2.5$, необходимо наличие пары мюонов с противоположными зарядами и инвариантной массой в диапазоне от 2.95 до 3.25 ГэВ. Кроме того, кратчайшее расстояние между треками этой пары должно быть менее 0.5 см, а вероятность аппроксимации в общую вершину — превышать 0.5%. Для данных, набранных в 2017–2018 годах, на противоположно заряженные мюоны, попавшие в массовое окно, дополнительно накладывается требование $p_T(\mu^\pm) > 3.5$ ГэВ, а на оставшийся — $p_T(\mu^\pm) > 2$ ГэВ.

В оффлайн-анализе отбираются события, содержащие четыре мюона с суммарным нулевым зарядом и записанные HLT, описанным выше. Каждый из мюонов должен быть классифицирован как *мягкий* (*soft-muon*), обладать поперечным импульсом $p_T(\mu^\pm) > 2$ ГэВ и находиться в области псевдобыстрот $|\eta(\mu^\pm)| < 2.4$. Противоположно заряженные пары мюонов кинематически фитируются в общую вершину, при этом вероятность вершинного фита (ВВФ) должна превышать 0.5%, инвариантная масса находиться в пределах от 2.95 до

3.25 ГэВ, а поперечный импульс $p_T(\mu^+\mu^-)$ — превышать 3.5 ГэВ. Затем каждый димюон повторно фитируется в общую вершину, с наложенным условием на равенство массы табличному значению массы J/ψ-мезона ($M^{PDG}_{J/\psi}$). При этом ВВФ должна быть больше 0.1%. Этот фит необходим для получения двух J/ψ кандидатов с массами, приведенными к табличному значению из PDG. В процессе аппроксимации импульсы мюонов корректируются таким образом, чтобы обеспечить выполнение этого условия. Чем более существенные изменения требуются, тем ниже будет p-value фита.

Затем четыре мюона кинематически аппроксимируются в общую вершину, и ВВФ должна превышать 0.5%. После этого два восстановленных J/ψ, с массой приведенной к табличной, также кинематически фитируются в общую вершину с требованием ВВФ больше 0.1%. Таким образом, основной переменной, используемой в дальнейшем анализе, является инвариантная масса двух J/ψ-мезонов, полученная из результатов этой аппроксимации (M(J/ψJ/ψ)). В некоторых событиях может наблюдаться более одного J/ψJ/ψ-кандидата. Если такие кандидаты образованы одними и теми же четырьмя мюонами (около 0.2% событий), то выбирается кандидат с наименьшим значением выражения $(\Delta m_1/\sigma_{m_1})^2 + (\Delta m_2/\sigma_{m_2})^2$, где Δm — это разница между восстановленной массой димюона и табличной массой J/ψ-мезона, а σ_m — погрешность восстановленной массы. Если кандидаты сформированы более чем четырьмя мюонами, сохраняются все, прошедшие отбор (0.2% событий).

На Рис. 4.5 приведён пример реконструкции события на данных, соответствующего распаду состояния X(6600) на пару J/ψ-мезонов, каждый из которых распадается на два мюона.

В настоящем анализе не проводилась дополнительная оптимизация критериев отбора событий, чтобы избежать зависимости результатов от теоретических моделей. Поскольку изученные МК симмуляции существенно различаются по кинематическим распределениям (см. Рис. 4.21), подобная оптимизация могла бы исказить чувствительность к альтернативным сценариям. Кроме того, изначально исследование выполнялось в режиме «слепого» анализа (область 6-7.8 ГэВ была закрыта для изучения, см. Раздел 4.5), что исключало возможность подгонки критериев под ожидаемую сигнальную структуру. Поэтому отбор событий основывался преимущественно на воспроизведении триггерных условий и процедурах, апробированных в предыдущих анализах коллаборации CMS.

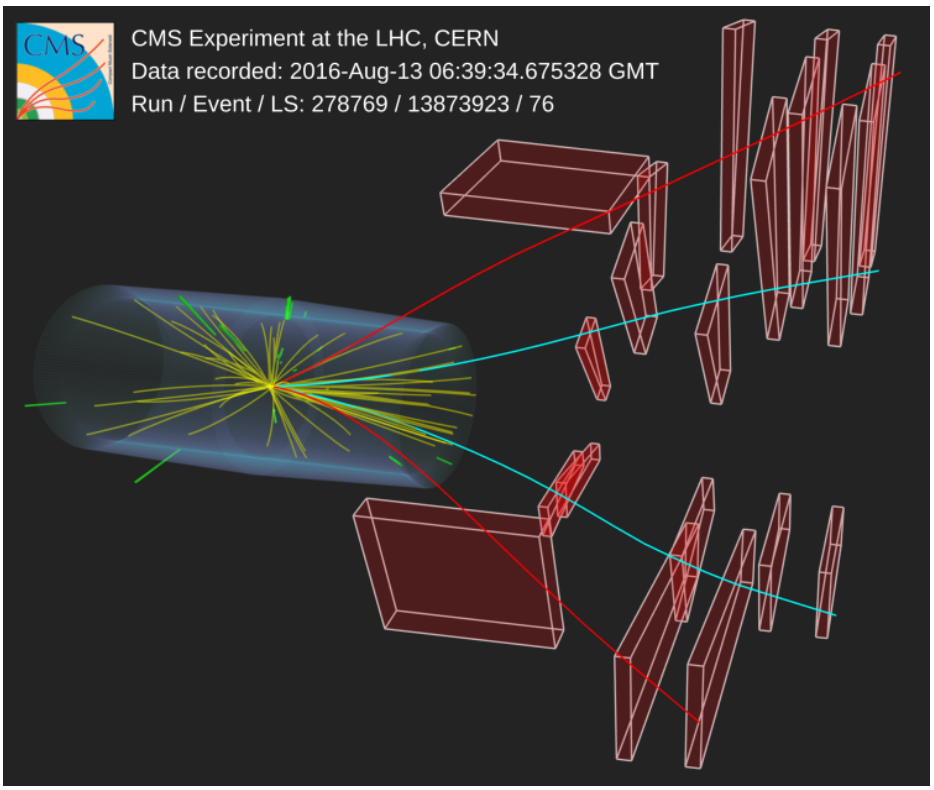


Рисунок 4.5 — Иллюстрация события на данных с распадом состояния X(6600) на пару J/ψ-мезонов, с дальнейшим распадом каждого на два мюона. Восстановленная масса мюонной пары, изображённой красными (синими) линиями, составляет 3.12 ГэВ (3.05 ГэВ), а инвариантная масса J/ψJ/ψ — 6.52 ГэВ.

4.4 Изучение Монте-Карло симуляций

В настоящем разделе подробно анализируются математические Монте-Карло (МК) симуляции, используемые для описания сигнальных и фоновых процессов, а также потенциальных отражений, способных вносить вклад в распределение инвариантной массы пары J/ψ-мезонов. Исследование МК наборов направлено на получение зависимостей разрешения и эффективности от массы, построение моделей фона, а также оценку систематических неопределённостей.

4.4.1 Изучение сигнальных симуляций

В данном подразделе рассматриваются сигнальные МК симуляции, а также изучаются зависимости эффективности и разрешения от инвариантной массы J/ψJ/ψ для сигнальных событий. В качестве основной сигнальной модели использовалось состояние ботомония $\chi_{b0}(1P)$, сгенерированное для восьми массовых значений на интервале [6.3–7.7] ГэВ с шагом 200 МэВ и нулевой натуральной шириной. Для каждой массовой точки и года (влияющего на

конфигурацию детектора) было сгенерировано около 800 000 событий после прохождения генераторных фильтров. По аналогии с симуляциями, использованными при изучении распада $\Lambda_b^0 \to \mathrm{J/\psi \Lambda \phi}$, генерация проводилась с использованием пакета PYTHIA 8.230 [99], а распад $\chi_{b0}(1\mathrm{P}) \to \mathrm{J/\psi J/\psi}$ симулировался с помощью EVTGEN v1.3.0 [100] в модели равномерного фазового пространства. После чего сгенерированные события прошли через детальное моделирование отклика детектора CMS в программе GEANT4 [101]. Далее к событиям применялась процедура реконструкции и отбора, описанная в Разделе 4.3. Для сопоставления сгенерированных и реконструированных мюонов использовалось условие $\Delta R < 0.002$. В дальнейшем считается, что все исследуемые МК наборы формируются аналогичным образом, если не указано иное.

Для того чтобы получить зависимость разрешения от массы $\mathrm{J/\psi J/\psi}$, все сигнальные МК симмуляции были объединены в единую гистограмму и аппроксимированы одновременно. Используемая модель включает 9 компонент: 8 сигнальных — по одной для каждого значения массы $\chi_{b0}(1\mathrm{P})$, и фоновую. Аппроксимирующая функция имеет следующий вид:

$$f(M) = \sum_{i=1}^{8} N_i \cdot pdf_{2G}(M;\, M_i, \sigma_i^1, \sigma_i^2, 1-f, f) + N_{\mathrm{bkg}} \cdot pdf[(M - M_0)^{\alpha} \cdot \mathrm{Pol}_1(M)], \tag{4.3}$$

где pdf_{2G} — двойная функция Гаусса с общим средним M_i, стандартными отклонениями σ_i^1, σ_i^2 и долей событий f во второй компоненте. Отклонения $\sigma_i^{1,2}$ параметризуются как функции энерговыделения:

$$\sigma_i^{1,2} = W^{1,2} \cdot (M_i - M_0)^{\beta}, \tag{4.4}$$

где M_i (среднее значение i-го сигнала), $W^{1,2}$ и β — свободные параметры фита, а M_0 — зафиксированное значение равное $2\mathrm{M}_{\mathrm{J/\psi}}^{\mathrm{PDG}}$. Фоновая компонента описана функцией $(M-M_0)^{\alpha}\cdot\mathrm{Pol}_1(M)$, приведённой к плотности вероятности через обозначение $pdf[\ldots]$ (см. Раздел 3.4). Параметры N_i и N_{bkg} определяют количество событий от каждого вклада. Пример вышеописанной аппроксимации приведён на Рис. 4.6 (слева).

Важно понять как меняется разрешение в зависимости от года набора данных. В 2017-18 условия HLT и элементы конструкции детектора изменились по сравнению с 2016, что могло повлиять на качество реконструкции. Под разрешением здесь понимается эффективная ширина двойного Гаусса, используемого для описания сигнала. Сравнение поведения разрешений для каждого

из трех лет показано на Рис. 4.6 (справа), ширина растет как функция энерговыделения (см. формулу 4.4). График демонстрирует, что характеристики 2017 и 2018 годов практически совпадают, тогда как для 2016 года наблюдается существенное ухудшение. Для получения обобщённой зависимости разрешения от инвариантной массы J/ψJ/ψ за весь период Run-2, симуляции за три года были объединены, и полученное распределение аппроксимировано функцией 4.3. Результат фита представлен на Рис. 4.6 (слева), а полученные параметры перечислены в Таблице 5.

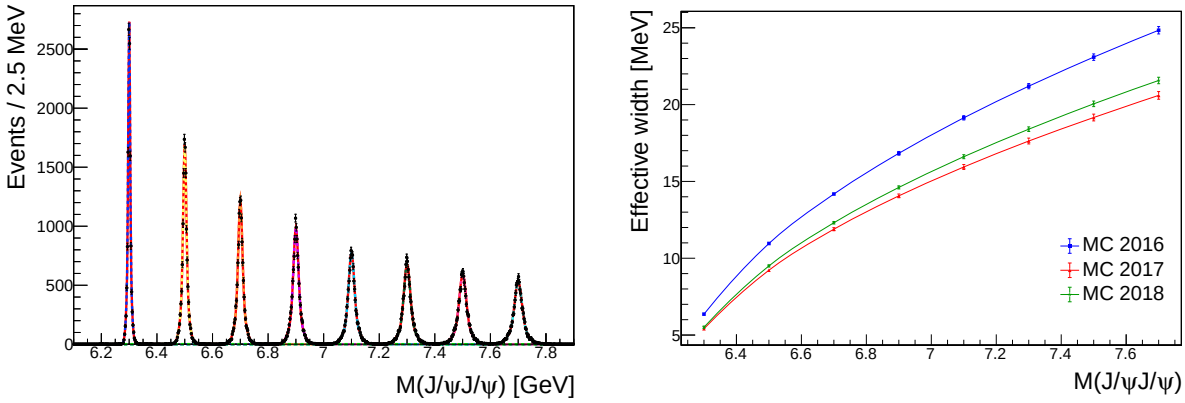


Рисунок 4.6 — Аппроксимация всех сигнальных МК симуляций $\chi_{b0}(1P)$, объединённых за 2016–2018 годы (слева). Зависимости разрешения от инвариантной массы J/ψJ/ψ для 2016 (синий), 2017 (красный) и 2018 (зелёный) годов (справа). Детали аппроксимации приведены в тексте.

Таблица 5 — Результаты аппроксимации сигнальных МК симуляций $\chi_{b0}(1P)$, объединённых за 2016–2018 годы.

W^1 [МэВ]	W^2 [МэВ]	f	β	$\chi^2/ndof$
24.47 ± 0.24	10.04 ± 0.13	0.524 ± 0.010	0.510 ± 0.004	1.103

Используя аппроксимации для разных годов (значения нормировок сигналов) были получены зависимости эффективности от M(J/ψJ/ψ). Абсолютные и нормированные (на значение эффективности для X(6900)) кривые представлены на Рис. 4.7, а численные значения приведены в Таблице 6. Полная эффективность для каждой массовой точки вычисляется как произведение генераторной эффективности на эффективность реконструкции. Подробные определения и процедура рассчета приведены в Разделе 3.5. Как и в случае с разрешением, видно что поведение эффективности в 2016 году отличается

от 2017-18 годов, что обусловлено различиями в условиях HLT. На Рис.4.8 показано, что при исключении условия срабатывания конкретного HLT (описанного Разделе 4.3) различия между годами практически исчезают. Итоговая зависимость по всему периоду Run-2 получена как взвешенное среднее по интегральной светимости: 37.9 : 36.7 : 60.0 для значений эффективностей 2016, 2017 и 2018 годов соответственно. Результирующая кривая, нормированная на значение в точке X(6900), представлена на Рис.4.9. Эта кривая описывается полиномом второй степени:

$$\epsilon(m) = 6.702 - 1.692 \cdot m + 0.1253 \cdot m^2, \tag{4.5}$$

где m — это M(J/ψJ/ψ) в ГэВ. Данная зависимость близка к плоской, варьирование эффективности в сигнальной области мало и не демонстрирует признаков сингулярностей, способных породить ложный сигнал.

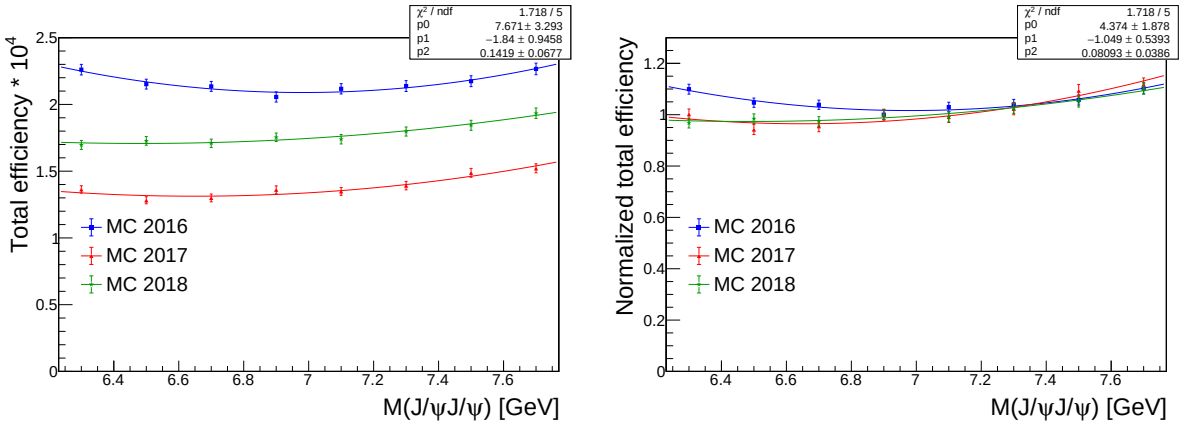


Рисунок 4.7 — Абсолютные (слева) и нормированные (справа) зависимости эффективности от инвариантной массы J/ψJ/ψ за 2016–2018 годы. Все значения получены из совместых аппроксимаций сигнальных МК наборов $\chi_{b0}(1P)$ за выбранный год.

Для оценки систематических погрешностей была также исследована альтернативная сигнальная модель. В ней бозон Хиггса, рождённый в результате глюон-глюонного взаимодействия при помощи генератора JHUGen v.7.40 [149; 150], распадается в канале H → ZZ. При этом каждый Z-бозон имеет массу, равную $M_{J/\psi}^{PDG}$, и далее распадается на пару мюонов с противоположными зарядами. Для бозона Хиггса были заданы следующие значения масс: 6200, 6300, 6400, 6500, 6700, 6900, 7200, 7500 и 8500 МэВ; натуральная ширина при этом составляла 1 МэВ. Для каждой массовой точки и года сбора данных было сгенерировано около 100 000 событий.

Таблица 6 — Значения полных эффективностей $\epsilon \times 10^{-4}$ для сигнальных резонансов $\chi_{b0}(1P)$ в 2016–2018 годах.

Масса [МэВ]	6300	6500	6700	6900
2016	2.26 ± 0.04	2.152 ± 0.037	2.135 ± 0.037	2.056 ± 0.038
2017	1.363 ± 0.028	1.282 ± 0.026	1.3 ± 0.029	1.361 ± 0.029
2018	1.697 ± 0.034	1.727 ± 0.033	1.709 ± 0.032	1.754 ± 0.032
Масса [МэВ]	7100	7300	7500	7700
2016	2.117 ± 0.039	2.138 ± 0.041	2.174 ± 0.041	2.266 ± 0.043
2017	1.348 ± 0.029	1.392 ± 0.032	1.488 ± 0.033	1.522 ± 0.034
2018	1.739 ± 0.036	1.797 ± 0.034	1.844 ± 0.038	1.934 ± 0.039

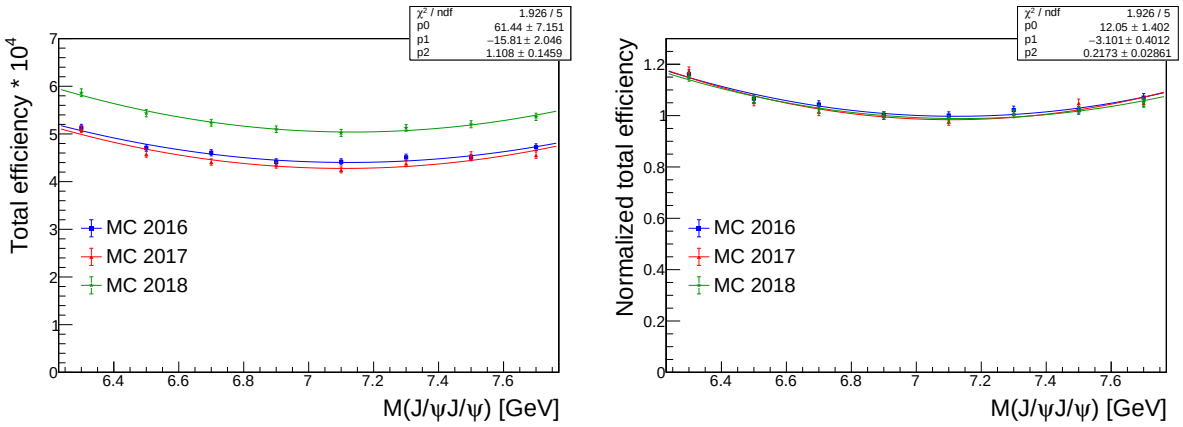


Рисунок 4.8 — Абсолютные (слева) и нормированные (справа) зависимости эффективности от инвариантной массы J/ψJ/ψ при исключении условия срабатывания конкретного HLT (2016–2018 годы).

Для данной сигнальной модели также были посчитаны зависимости разрешения и эффективности от M(J/ψJ/ψ). Поведение эффективностей продемонстрировано на Рис. 4.10. Как и в случае основной модели эффективность не демонстрирует резких выбросов и слабо меняется в сигнальной области.

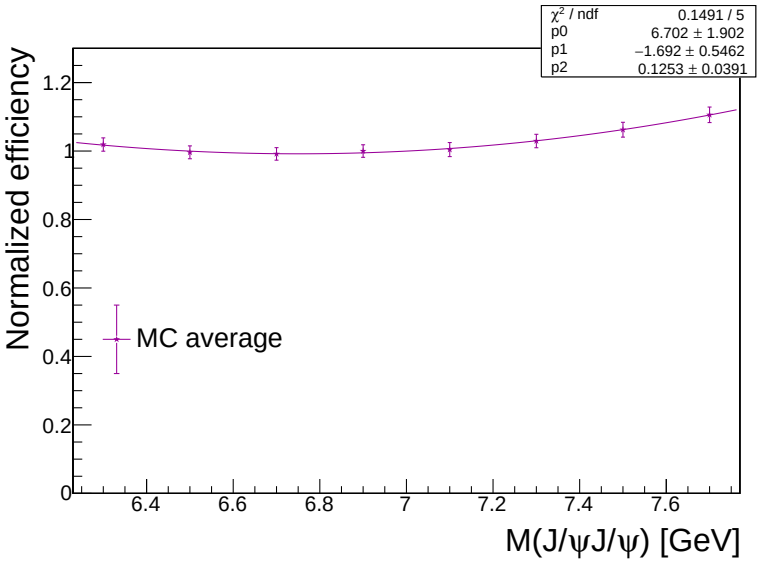


Рисунок 4.9 — Зависимость нормированной сигнальной эффективности (модель $\chi_{b0}(1P)$) от массы J/ψJ/ψ за весь Run-2. Эффективность усреднена по годам с весами, пропорциональными интегральной светимости.

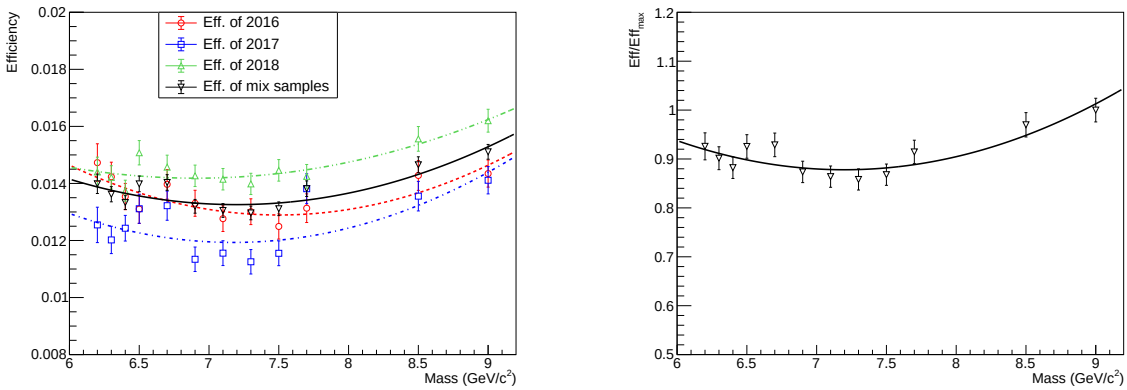


Рисунок 4.10 — Зависимости абсолютной (слева) и нормированной (справа) эффективности от инвариантной массы J/ψJ/ψ для сигнальной модели H → ZZ. Абсолютные зависимости показаны по отдельности для 2016, 2017 и 2018 годов, а также усреднённая кривая; нормированная зависимость приведена усреднённой по всему Run-2.

4.4.2 Изучение отражений

Одними из возможных вкладов в спектр инвариантной массы J/ψJ/ψ могут быть отражения от состояний, распадающихся на пару чармониев, которые в свою очередь распадаются на J/ψ и дополнительные частицы. Для изучения таких вкладов была сгенерирована серия MK симуляций для следующих потенциальных распадов:

– $X \to \psi(2S)J/\psi$, где $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$, с массами $M_X = 6.9$ и 7.3 ГэВ,

– $X \to \psi(2S)\psi(2S)$, где $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$, с массой $M_X = 7.375$ ГэВ,
– $X \to \chi_{c1}\chi_{c1}$, где $\chi_{c1} \to J/\psi\gamma$, с массами $M_X = 7.03$, 7.3 и 7.5 ГэВ,
– $X \to \chi_{c1}\chi_{c2}$, где $\chi_{c1,2} \to J/\psi\gamma$, с массами $M_X = 7.076$, 7.3 и 7.5 ГэВ,
– $X \to \chi_{c2}\chi_{c2}$, где $\chi_{c2} \to J/\psi\gamma$, с массами $M_X = 7.12$, 7.3 и 7.5 ГэВ.

Во всех каналах натуральная ширина резонанса X установлена равной 120 МэВ. Для распада $X(6900) \to \psi(2S)J/\psi$ дополнительно изучался случай с $\Gamma = 200$ МэВ. После применения стандартной процедуры реконструкции были получены распределения по инвариантной массе $J/\psi J/\psi$ для каждого отражения.

Для описания форм отражений использовалась функция, представляющая собой произведение порогового множителя и взвешенной суммы распределений Ландау и Гаусса. Данная функция имеет следующий вид:

$$f_{\text{refl}}(M) = (M - M_0)^{\alpha} \cdot \left[(1 - f) \cdot pdf_G(M;\, M_G, \sigma_G) + f \cdot pdf_L(M;\, M_L, c_L)\right], \quad (4.6)$$

где M_0 — пороговая масса, равная $2M^{\text{PDG}}_{J/\psi}$; f — доля событий в функции Ландау; pdf_G и pdf_L — функции плотности вероятности Гаусса и Ландау с параметрами M_G, σ_G и M_L, c_L соответственно.

Аппроксимации полученных распределений показаны на следующих рисунках:

– Рис. 4.11 — каналы с $\psi(2S)$,
– Рис. 4.12, 4.13, 4.14 — распады на $\chi_{c1}\chi_{c1}$, $\chi_{c1}\chi_{c2}$ и $\chi_{c2}\chi_{c2}$ соответственно,
– Рис. 4.15 — сравнение всех форм отражений.

Все полученные формы отражений поочерёдно включались в модели, описывающие экспериментальные данные, с целью оценки систематической погрешности, связанной с возможным наличием таких вкладов (см. Подраздел 4.7.6).

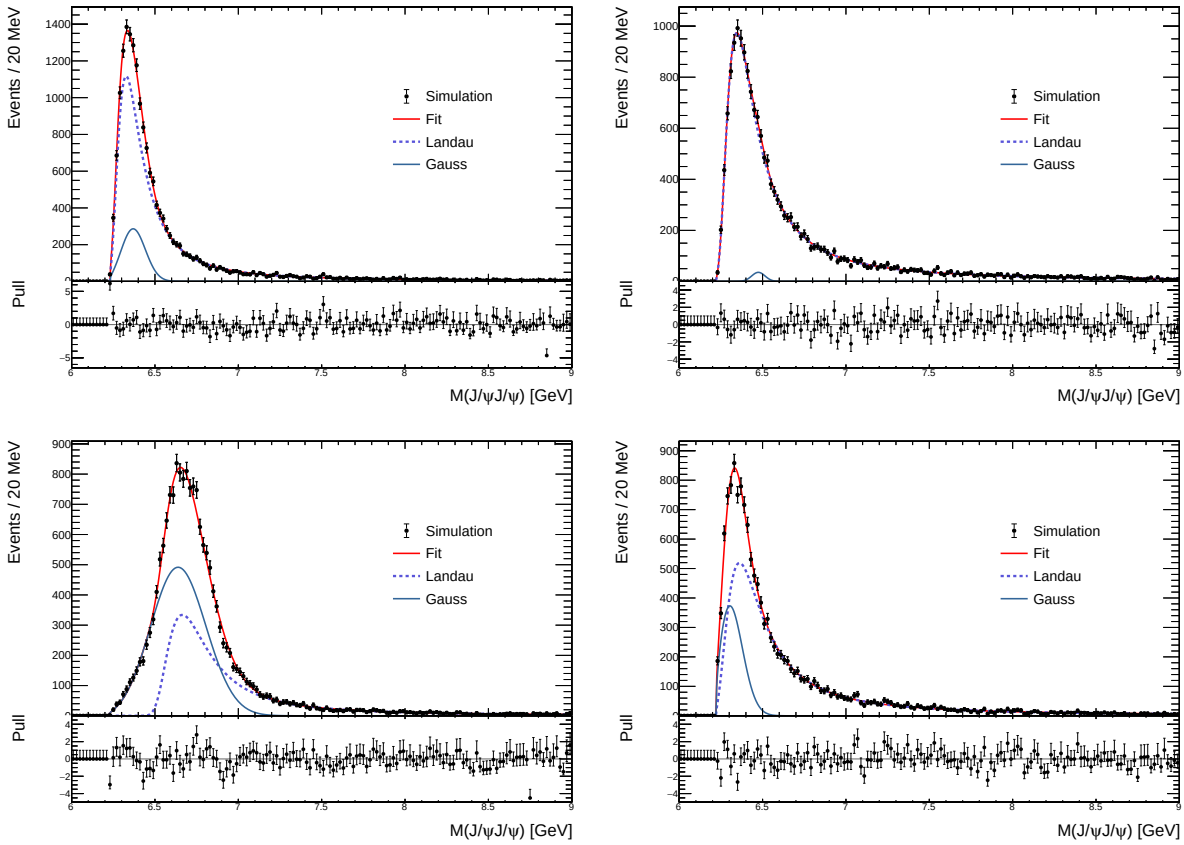


Рисунок 4.11 — Отражения от распадов X(6900) → ψ(2S)J/ψ с Γ = 120 МэВ (слева сверху) и Γ = 200 МэВ (справа сверху), а также X(7300) → ψ(2S)J/ψ (слева снизу) и X(7375) → ψ(2S)ψ(2S) (справа снизу), для обоих Γ = 120 МэВ. Во всех случаях ψ(2S) → J/ψπ⁺π⁻. Детали аппроксимаций описаны в тексте.

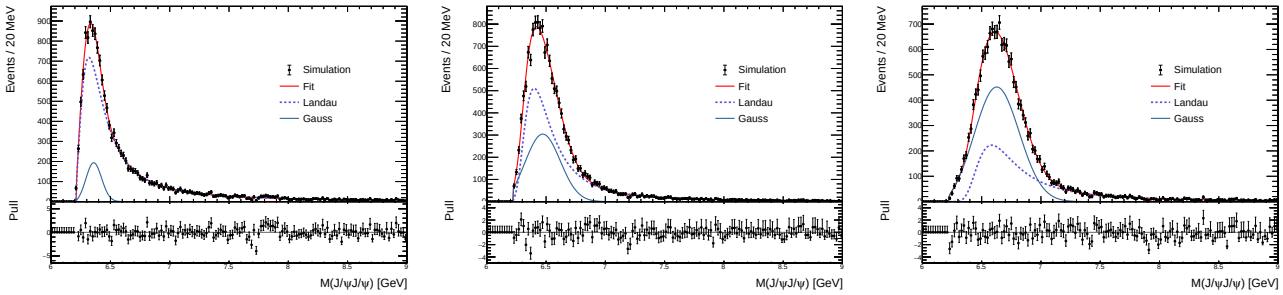


Рисунок 4.12 — Отражения от распадов X → $\chi_{c1}\chi_{c1}$ с массами 7030 МэВ (слева), 7300 МэВ (в центре) и 7500 МэВ (справа). Во всех случаях χ_{c1} → J/ψγ, а ширина сигнала Γ = 120 МэВ. Детали аппроксимаций описаны в тексте.

4.4.3 Изучение фоновых Монте-Карло симуляций

В спектре инвариантной массы J/ψJ/ψ присутствуют два физических фоновых процесса по отношению к сигнальным структурам: одиночное нерезонансное рассеяние (Non-Resonant Single Parton Scattering, NRSPS) и двойное рассеяние партонов (Double Parton Scattering, DPS).

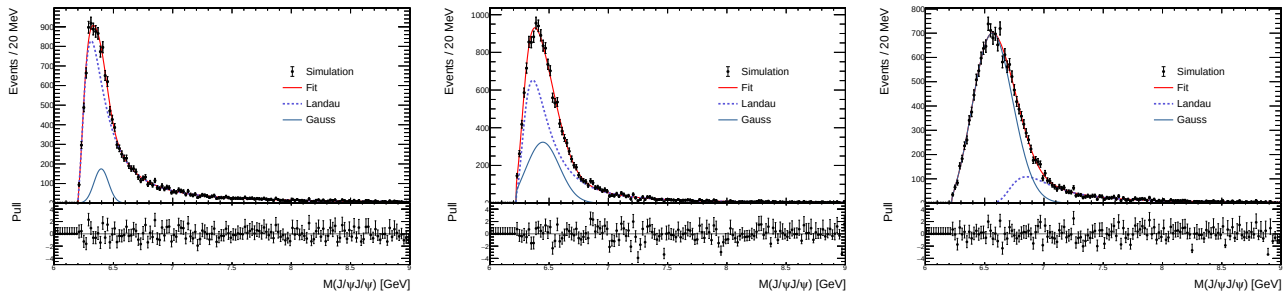


Рисунок 4.13 — Отражения от распадов $X \to \chi_{c1}\chi_{c2}$ с массами 7076 МэВ (слева), 7300 МэВ (в центре) и 7500 МэВ (справа). Во всех случаях $\chi_{c1,2} \to J/\psi\gamma$, а ширина сигнала $\Gamma = 120$ МэВ. Детали аппроксимаций описаны в тексте.

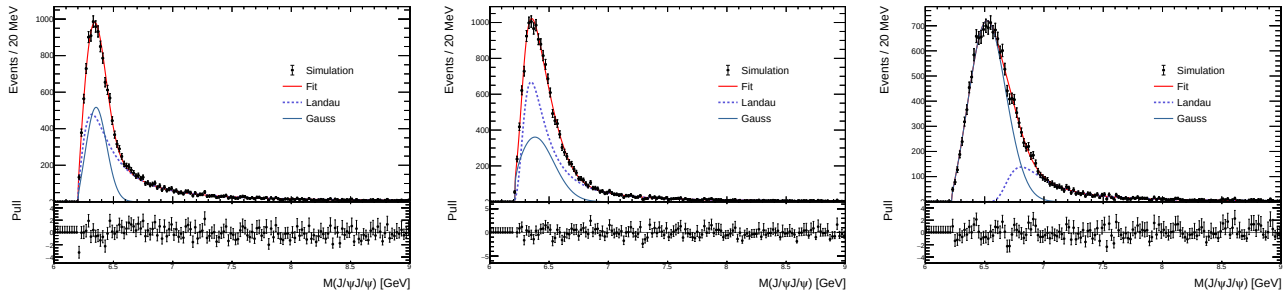


Рисунок 4.14 — Отражения от распадов $X \to \chi_{c2}\chi_{c2}$ с массами 7120 МэВ (слева), 7300 МэВ (в центре) и 7500 МэВ (справа). Во всех случаях $\chi_{c2} \to J/\psi\gamma$, а ширина сигнала $\Gamma = 120$ МэВ. Детали аппроксимаций описаны в тексте.

Для изучения вклада NRSPS были рассмотрены несколько источников. Основным направлением являлись МК симуляции, полученные с помощью генератора PYTHIA8. В симуляции за 2018 год было разрешено только прямое рождение пар J/ψ в партон-партонных взаимодействиях. Напротив, для 2016 и 2017 годов МК наборы включали дополнительные процессы, такие как $\psi(2S)J/\psi$ и $\psi(2S)\psi(2S)$, где далее происходят распады $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$, что приводит к финальному состоянию $J/\psi J/\psi$ и дополнительным невосстановленным частицам.

На Рис. 4.16 представлены распределения инвариантной массы $J/\psi J/\psi$ для каждого года, аппроксимированные функцией:

$$f_{NRSPS}(M) = \Delta M^{\alpha} \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{(15 - M_0)^2} - \frac{p_1}{10}\right)(15 - M)^2\right] \cdot e^{-\frac{\Delta M p_3}{2p_2^{p_3}}} \qquad (4.7)$$

где $\Delta M = M - M_0$, $M_0 = 2M_{J/\psi}^{PDG}$ — массовый порог, а α, p_1, p_2, p_3 — свободные параметры фита.

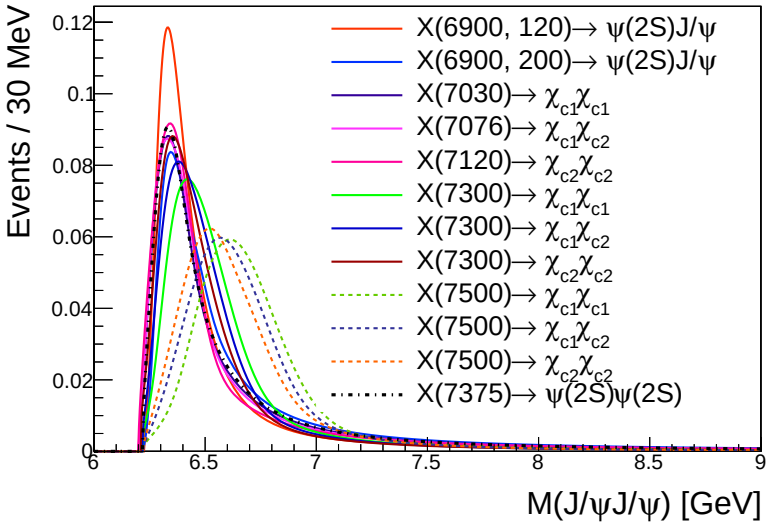


Рисунок 4.15 — Сравнение форм отражений, нормированных на единицу, от различных состояний X. Для X(6900) указано два варианта с различными значениями натуральной ширины Γ; все остальные отражения соответствуют состояниям с Γ = 120 МэВ.

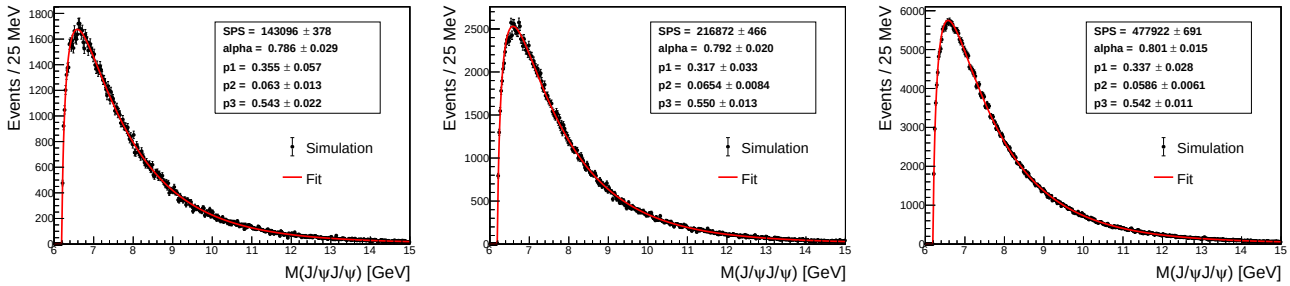


Рисунок 4.16 — Распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ для NRSPS MK симуляций за 2016 (слева), 2017 (в центре) и 2018 (справа) годы. Детали аппроксимаций описаны в тексте.

Для 2016 и 2017 годов различные вклады (прямое рождение J/ψ, отражения от ψ(2S)J/ψ, ψ(2S)ψ(2S)) были проанализированы отдельно. На Рис. 4.17 (слева) показано сравнение этих вкладов. Отражения, обусловленные промежуточными состояниями, демонстрируют более пологий рост вблизи порога и менее выраженный спад в области больших масс по сравнению с напрямую рожденными парами J/ψ.

Для симуляции NRSPS за 2018 год также была получена зависимость эффективности от M(J/ψJ/ψ) (см. Рис. 4.18, слева). Зависимость аппроксимирована линейной функцией. Эффективность была определена тем же методом, что и для сигнальных MK наборов. Результирующая зависимость является

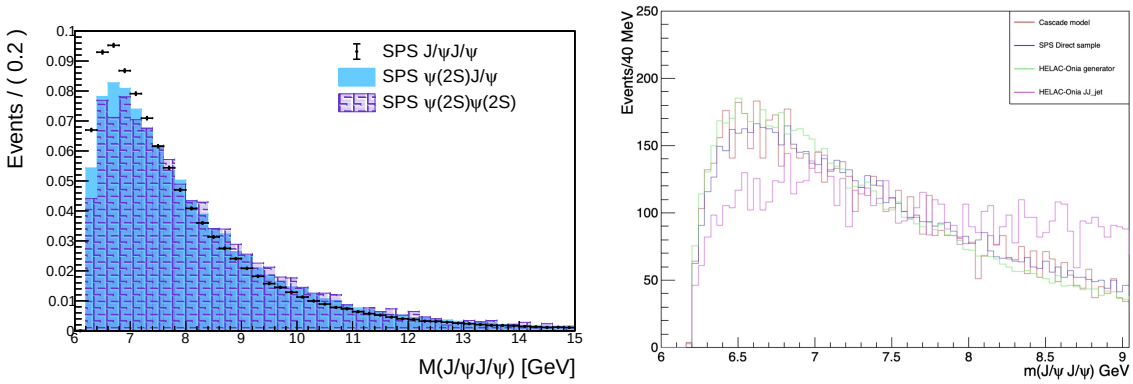


Рисунок 4.17 — Слева: сравнение форм различных вкладов, извлечённых из NRSPS MK симуляций за 2016 и 2017 годы. Все гистограммы нормированы на единицу для наглядности. Справа: сравнение распределений NRSPS, смоделированных разными генераторами: PYTHIA8 (SPS Direct sample), CASCADE и HELAC-Onia.

достаточно плоской и не содержит признаков аномалий, способных породить ложные структуры в распределении на данных.

В дополнение к PYTHIA8 были рассмотрены альтернативные генераторы: CASCADE (NLO) и Helac-Onia (NNLO). Соответствующие распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ после полной процедуры восстановления приведены на Рис. 4.17 (справа).

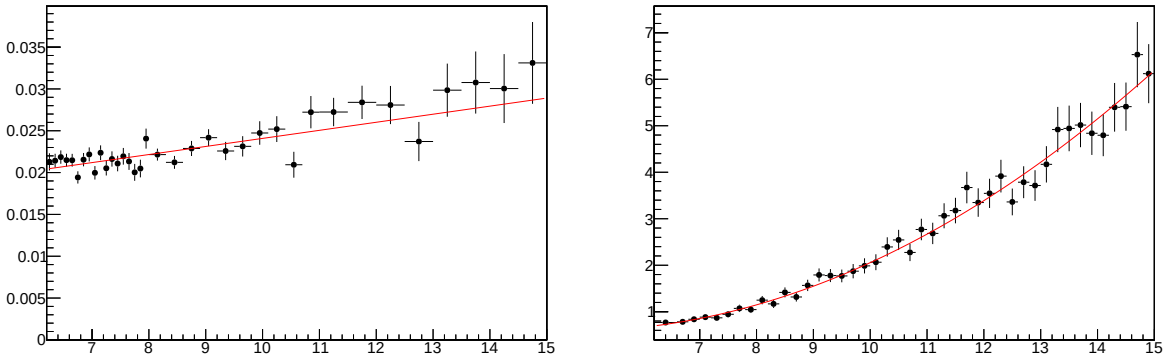


Рисунок 4.18 — Зависимости эффективности восстановления фоновых процессов от инвариантной массы J/ψJ/ψ. Слева — абсолютная эффективность для NRSPS, полученная из MK симуляции. Справа — форма зависимости эффективности для DPS, построенная без учета абсолютной нормировки.

Для описания вклада от процесса DPS было сгенерировано несколько выборок с помощью генератора PYTHIA8. Как и в случае с NRSPS, MK наборы за

2016 и 2017 годы включают комбинации J/ψ и чармония, где чармоний в дальнейшем распадается на J/ψ и дополнительные невосстановленные частицы. В то же время, MK набор за 2018 год содержит только пряморождённые пары J/ψ-мезонов. Распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ для различных лет представлены на Рис. 4.19. Все они аппроксимированы с помощью следующей эмпирической функции:

$$f_{\mathrm{DPS}}(M) = \sqrt{\Delta M} \cdot e^{-\alpha \Delta M} \cdot \left(p_0 + p_1 \Delta M + p_2 \Delta M^2\right), \tag{4.8}$$

где $\Delta M = M - M_0$, $M_0 = 2\mathrm{M}_{\mathrm{J/\psi}}^{\mathrm{PDG}}$ — массовый порог, а параметры α, p_0, p_1, p_2 являются свободными.

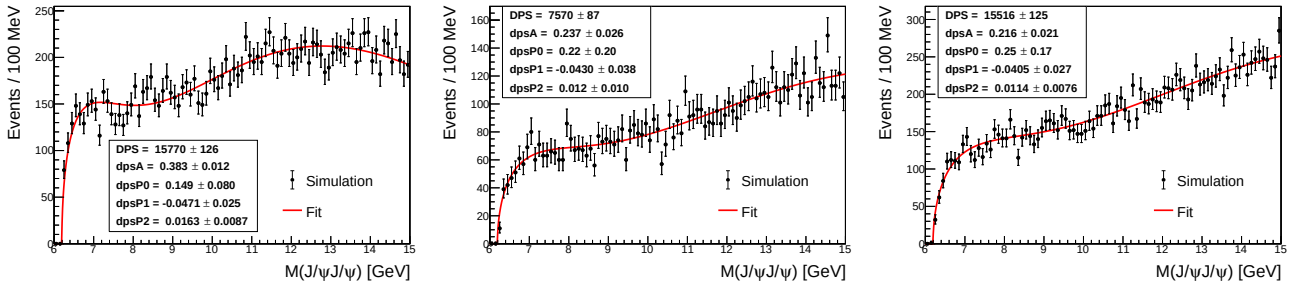


Рисунок 4.19 — Распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ для MK симуляций процесса DPS за 2016 (слева), 2017 (в центре) и 2018 (справа) годы. Все распределения аппроксимированы функцией 4.8; подробности приведены в тексте.

Для оценки формы зависимости эффективности восстановления DPS-компоненты от инвариантной массы J/ψJ/ψ было построено отношение распределения после полной процедуры реконструкции к распределению до применения генераторных фильтров. Полученная кривая (Рис. 4.18, справа) аппроксимирована полиномом второй степени. Несмотря на то, что абсолютные значения эффективности не были определены из-за крайне низкой пропускной способности генераторных фильтров для DPS, сама форма зависимости воспроизводится корректно. Она описывает поведение полной эффективности как функции массы пары J/ψ-мезонов и не демонстрирует аномалий, способных сформировать ложные структуры в данных.

Для последующего описания фона на данных используются формы NRSPS и DPS, полученные из комбинированных симуляций за все годы, включающих только напрямую рождённые пары J/ψ-мезонов. Апроксимации

соответствующих распределений инвариантной массы J/ψJ/ψ приведены на Рис. 4.20; значения χ^2/n_{dof} для NRSPS и DPS составляют 1.13 и 0.93 соответственно.

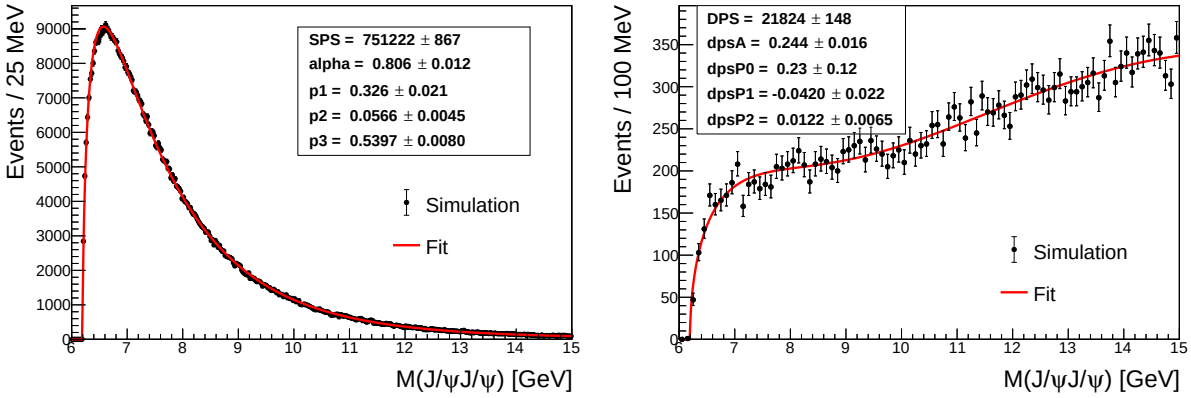


Рисунок 4.20 — Распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ, полученные из комбинированных NRSPS (слева) и DPS (справа) МК симуляций за 2016–2018 годы. Использованы только события с напрямую рождёнными парами J/ψ-мезонов; детали аппроксимаций приведены в тексте.

Наконец, на Рис. 4.21 представлено сравнение кинематических переменных NRSPS, DPS и $\chi_{b0}(1P)$ МК симуляций в интервале инвариантной массы 6-8 ГэВ. Распределения этих компонент существенно различаются, что связано с особенностями их механизмов рождения.

4.5 Анализ нескрытых данных

Целью настоящего анализа является поиск экзотических состояний вблизи массового порога, в связи с чем область инвариантной массы от 6 до 7.8 ГэВ была изначально закрыта для изучения. Все исследования данных выполнялись на интервале M(J/ψJ/ψ) > 7.8 ГэВ (нескрытые данные).

На Рис.4.22 (слева) показано распределение по инвариантной массе J/ψJ/ψ нескрытых данных Run-2, описанное суммой двух фоновых компонент: NRSPS и DPS. Формы этих компонент полностью зафиксированы из соответствующих МК симуляций (включающих только прямо рождённые пары J/ψ), тогда как их нормировки оставлены свободными при аппроксимации. Из анализа пул-распределения (разность между содержимым бина и значением аппроксимации, нормированная на статистическую ошибку) видно, что в диапазоне [7.8–11.0] ГэВ данные последовательно отклоняются от нулевого уровня:

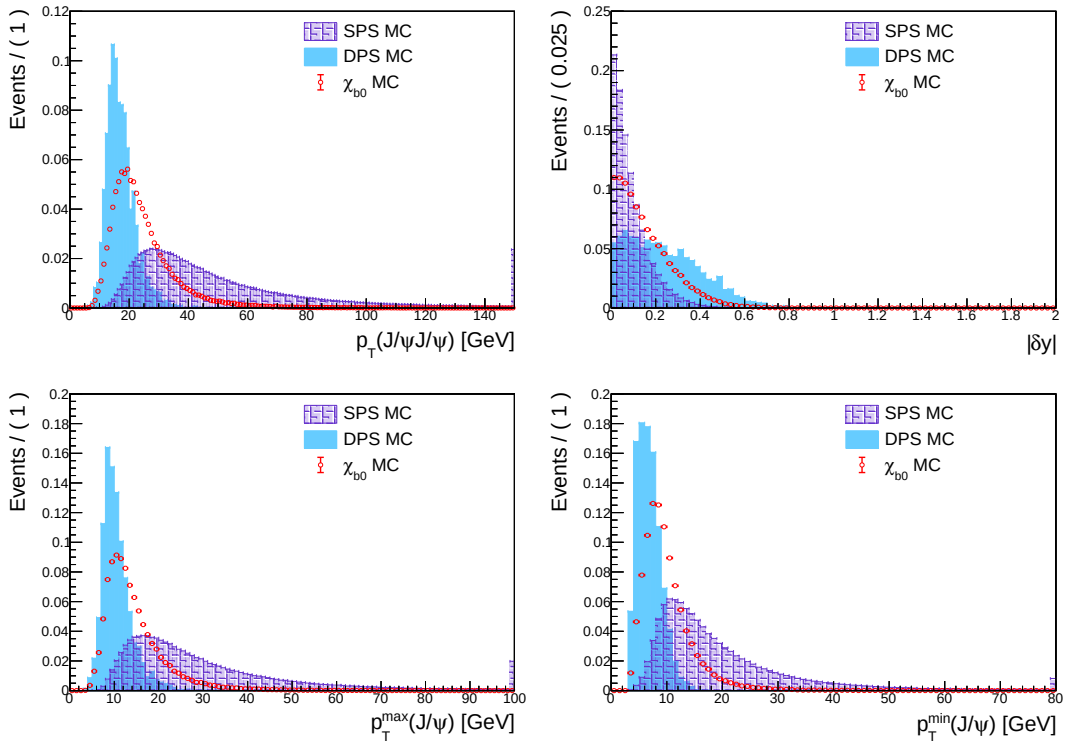


Рисунок 4.21 — Сравнение кинематических переменных после стандартной процедуры отбора между NRSPS, DPS и χ_{b0}(1P) MK симуляциями в диапазоне инвариантной массы 6-8 ГэВ. Последний бин содержит события за пределами диапазона оси. Все распределения нормированы на единицу.

сначала вниз, затем вверх. Значение $\chi^2/n_{dof} = 168.9/142$ также указывает на неидеальное согласие модели с данными, особенно в области спада, где доминирует вклад NRSPS.

Следует отметить, что ни один из генераторов, использованных для моделирования NRSPS, не учитывает возможное наличие резонансных вкладов вблизи порога, а также интерференцию между NRSPS и потенциальными резонансами. Кроме того, сравнение с данными показывает, что NRSPS-компонента в симуляции имеет более жёсткие кинематические распределения по сравнению с экспериментом.

С учётом этих факторов, в дальнейших аппроксимациях параметр p_2, определяющий форму экспоненциального спада в модели NRSPS (см. Рис. 4.23), оставляется свободным. Аппроксимация нескрытых данных с отпущенным p_2 показана на Рис.4.22 (справа). Пул-распределение в этом случае не демонстрирует систематических отклонений, а значение $\chi^2/n_{\text{dof}} = 141.9/141$ соответствует приемлемому качеству описания. В дальнейшем при аппроксима-

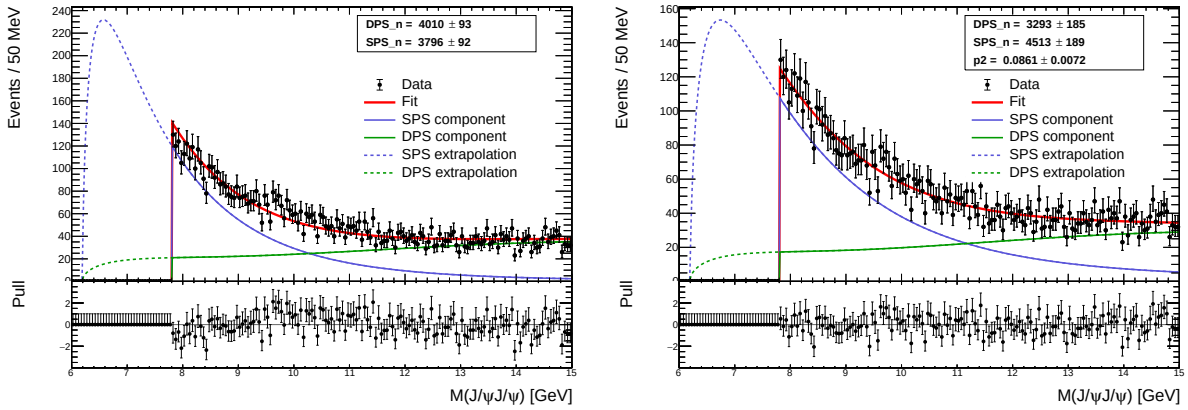


Рисунок 4.22 — Апроксимации распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ (начиная с 7.8 ГэВ) комбинацией компонент NRSPS и DPS. Слева — формы компонент полностью зафиксированы из МК симуляций; справа — параметр p_2, определяющий спад NRSPS, свободен при аппроксимации.

ции данных с использованием формы NRSPS параметр p_2 считается свободным, если не указано обратное.

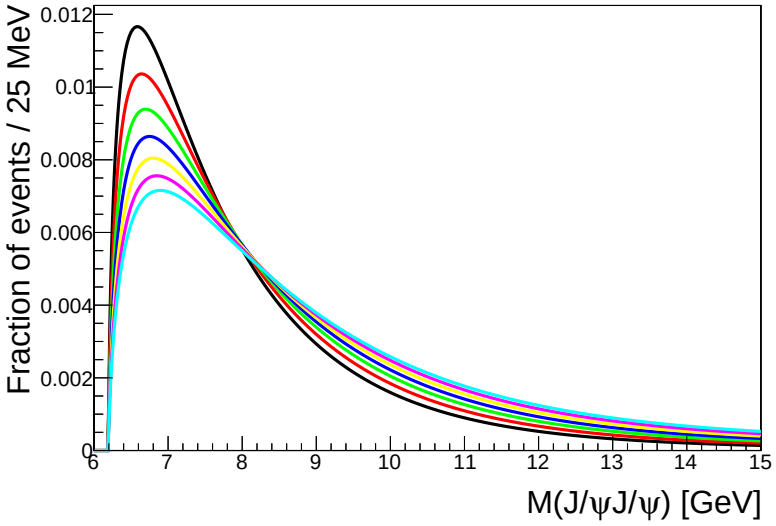


Рисунок 4.23 — Функции плотности вероятности компоненты NRSPS при различных значениях параметра p_2, определяющего характер экспоненциального спада.

4.6 Изучение данных

Настоящий раздел посвящён описанию данных Run-2 различными аппроксимирующими гипотезами. В результате применения процедры реконструкции, описанной в Разделе 4.3 было восстановлено 8651 кандидатов J/ψJ/ψ в области

M(J/ψJ/ψ) < 9 ГэВ и 14049 — в диапазоне M(J/ψJ/ψ) < 15 ГэВ. Распределение инвариантной массы J/ψJ/ψ после прохождения полной процедуры реконструкции и отбора показано на Рис. 4.24. Вблизи порога видна богатая сигнальная структура.

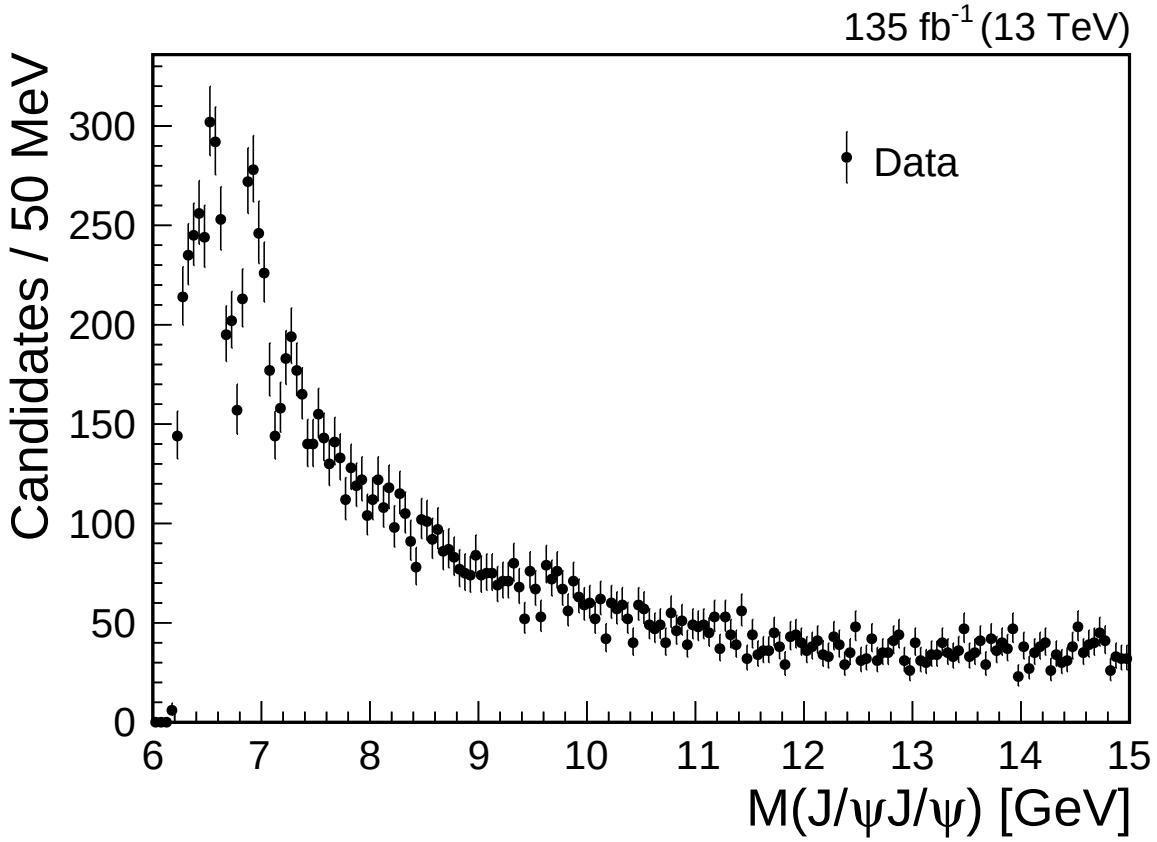


Рисунок 4.24 — Распределение инвариантной массы J/ψJ/ψ после прохождения полной процедуры реконструкции и отбора событий.

4.6.1 Модели без интерференции

В данном подразделе рассматриваются различные варианты описания данных без учёта интерференционных эффектов. Сигнальные вклады моделируются свёрткой релятивистского S-волнового Брейт–Вигнера (BW) с функцией разрешения. Функция разрешения для состояния с массой M_X задаётся в виде двойного Гаусса с общим средним, равным нулю. Стандартные отклонения вычисляются по формуле $\sigma_X^{1,2} = W^{1,2} \times (M_X - M_0)^{\beta}$, а доля событий во втором Гауссе определяется параметром f. Все параметры $W^{1,2}$, f и β приведены в Таблице 5.

Общий вид функции для описания спектра инвариантной массы $\mathrm{J/\psi J/\psi}$ без интерференции при наличии K резонансных состояний имеет следующий вид:

$$f(M) = \sum_{i=1}^{K} N_i \cdot pdf[|BW_i(M; M_i, \Gamma_i)|^2 \otimes R(M_i)]$$
$$+N_{\mathrm{NRSPS}} \cdot pdf[f_{\mathrm{NRSPS}}(M, p_2)] + N_{\mathrm{DPS}} \cdot pdf[f_{\mathrm{DPS}}(M)], \quad (4.9)$$

где $BW_i(M; M_i, \Gamma_i)$ — комплексная амплитуда релятивистского Брейт–Вигнера для резонанса с массой M_i и натуральной шириной Γ_i; $R(M_i)$ — функция разрешения для резонанса с массой M_i. Параметр N_X задаёт общее число событий, приходящихся на компоненту X. Запись $pdf[\ldots]$ интерпретируется в соответствии с определением, данным в Разделе 3.4, и означает нормировку выражения в квадратных скобках на единицу. Функции f_{NRSPS} и f_{DPS} описывают формы фоновых вкладов NRSPS и DPS, определённые в Подразделе 4.4.3.

Аппроксимация спектра $\mathrm{M(J/\psi J/\psi)}$ проводится в интервале [6, 15] ГэВ. Широкий диапазон позволяет более надёжно определить параметры фоновых компонент NRSPS и DPS (нормировки и p_2). Для улучшения визуального восприятия результаты аппроксимации отображаются в области [6, 9] ГэВ, где ожидалось наличие сигнальной структуры.

Наиболее тривиальной гипотезой является модель, включающая только фоновые компоненты NRSPS и DPS. Результаты аппроксимации и пул-распределение приведены на Рис. 4.25 (слева). Модель демонстрирует плохое согласие с данными: $\chi^2/n_{dof} = 353.4/173$.

После учёта вкладов от NRSPS и DPS в модель была добавлена дополнительная компонента, описывающая резкий рост распределения вблизи пороговой области, аналогично подходу, реализованному в работе LHCb [12]. Подобное поведение спектра может быть обусловлено как наличием резонансного состояния, так и альтернативными механизмами: взаимодействием связанных каналов [151], треугольными сингулярностями [152], обменом померонами [153], либо неидеальностью модели, применяемой для описания NRSPS. Кроме того, данная область спектра может быть населена отражениями от неполностью восстановленных тетракварков с более высокими массами. С учётом перечисленных теоретических и экспериментальных неопределённостей наблюдаемый

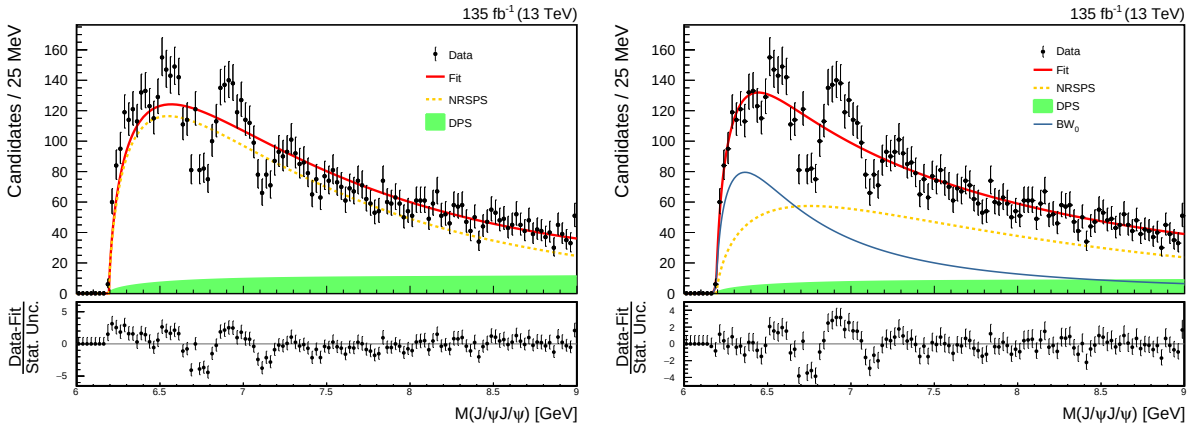


Рисунок 4.25 — Распределение инвариантной массы $J/\psi J/\psi$, описанное суммой NRSPS и DPS вкладов (слева) и аппроксимированное H0-гипотезой (справа).

рост вблизи порога трактуется как дополнительная фоновая компонента. Для её моделирования используется свёртка функции релятивистского S-волнового Брейт–Вигнера с функцией разрешения. Полученная модельная функция BW_0, характеризуемая свободными параметрами массы, натуральной ширины и нормировки, позволяет эффективно описать пороговую особенность спектра. Таким образом, нулевая гипотеза (H0) включает в себя три составляющих: NRSPS, DPS и BW_0. Тем не менее, даже такая расширенная фоновая модель не обеспечивает удовлетворительного описания экспериментальных данных. Результат соответствующей аппроксимации представлен на Рис. 4.25 (справа).

Дальнейшая стратегия анализа заключалась в последовательном добавлении к фоновой гипотезе сигнальных компонент (по одной за итерацию) с плавающими параметрами массы, натуральной ширины и нормировки. На каждом шаге оставлялась только та компонента, которая демонстрировала наибольшую локальную значимость. Последняя рассчитывалась через разность логарифмов правдоподобий между моделями с и без новой сигнальной компоненты. Процедура продолжалась до тех пор, пока локальная значимость добавляемых вкладов превышала три стандартных отклонения.

Следуя вышеобозначенной стратегии, мы нашли три статистически значимых состояния BW_1, BW_2 и BW_3 (индексация приведена по возрастанию массы). Локальная значимость пиков, посчитанная через разность логарифмов правдоподобий между полной моделью и моделью без соответствующего BW_i [102], составляет 6.5σ, 9.4σ и 4.1σ для BW_1, BW_2 и BW_3, соответственно. На Рис. 4.26 показана последовательность промежуточных аппроксимаций, предшествующих финальной модели без интерференции, которая, в свою

очередь, представлена на Рис. 4.27. Численные результаты представлены в Таблице 7. Качество основной гипотезы на всем промежутке аппроксимации (6-15 ГэВ) составляет $\chi^2/n_{dof} = 147.0/161$. Однако, наблюдаются заметные систематические отклонения в областях около 6750 и 7150 МэВ, где модель недоописывает углубления в спектре. Поскольку сигнальный регион составляет лишь небольшую часть всего промежутка аппроксимации, влияние таких отклонений на метрику органичено. В качестве более чувствительной к отклонениям метрики была выбрана χ^2-вероятность фита, посчитанная в области до 7.8 ГэВ. Для аппроксимации без интерференции данная метрика составила 9%. Улучшение описания спектра в сигнальной области может быть достигнуто путем включения интерференционных эффектов в модель.

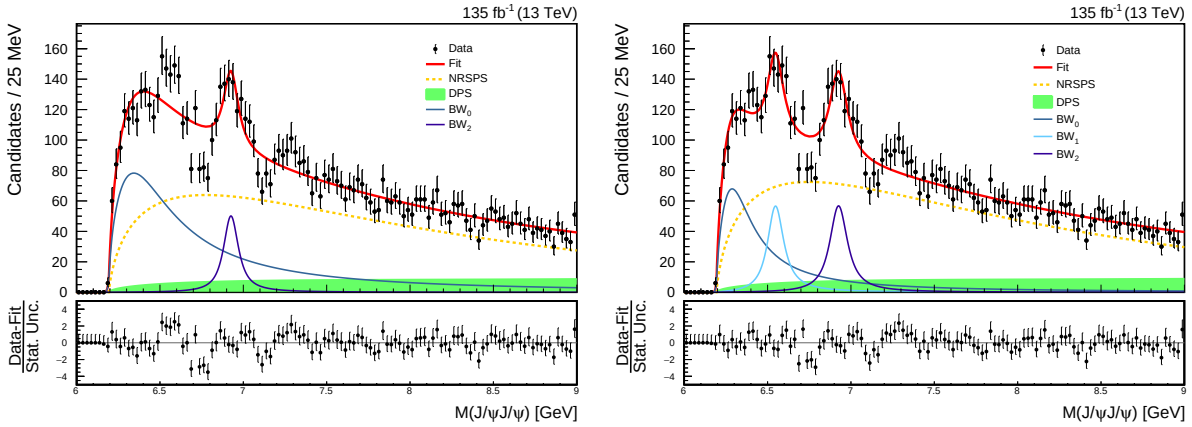


Рисунок 4.26 — Распределение инвариантной массы J/ψJ/ψ на данных Run-2, аппроксимированное моделями без интерференции, включающими нулевую гипотезу H0 (NRSPS, DPS, BW_0) и сигнальные состояния: BW_2 (слева) и $BW_1 + BW_2$ (справа).

4.6.2 Модели с интерференцией

Естественным способом учёта интерференционных эффектов при описании данных является допущение о возможной интерференции между уже обнаруженными структурами. Такая гипотеза мотивирована возможностью совпадения квантовых чисел найденных состояний, что разрешает наличие интерференции между ними с физической точки зрения. В рамках анализа рассматривались аппроксимации, включающие либо интерференцию между двумя сигнальными компонентами, либо между всеми тремя. Общий вид функции для описания данных в случае наличия K интерферирующих резонансных компонент и M неинтерферирующих может быть записан в следующем виде:

Таблица 7 — Параметры аппроксимации для различных моделей без интерференции

Переменная [МэВ]	M(BW_0) $\Gamma(BW_0)$	M(BW_1) $\Gamma(BW_1)$	M(BW_2) $\Gamma(BW_2)$	M(BW_3) $\Gamma(BW_3)$	N_{NRSPS} p_2	N_{DPS}	N(BW_0)	N(BW_1)	N(BW_2)	N(BW_3)	χ^2/n_{dof}
NRSPS + DPS					9273 ± 139 52.5 ± 1.2	4776 ± 122					353.4/173
H0	6568 ± 74 1235 ± 305				6699 ± 97 89.0 ± 11.0	3677 ± 251	3673 ± 1120				249.1/170
H0 + BW_2	6450 ± 31 710 ± 140		6927 ± 11 91 ± 23		7710 ± 35 92.0 ± 7.5	3630 ± 202	2395 ± 413		314 ± 61		197.6/167
H0 + BW_1 + BW_2	6335 ± 21 344 ± 87	6550 ± 10 112 ± 27	6927 ± 10 117 ± 24		8401 ± 207 87.9 ± 5.3	3693 ± 184	1132 ± 231	397 ± 96	427 ± 73		162.9/164
H0 + BW_1 + BW_2 + BW_3	6340 ± 21 354 ± 83	6552 ± 10 124 ± 29	6927 ± 9 122 ± 22	7287 ± 19 95 ± 46	8157 ± 220 97.8 ± 7.2	3499 ± 207	1271 ± 246	474 ± 113	492 ± 75	156 ± 56	147.0/161

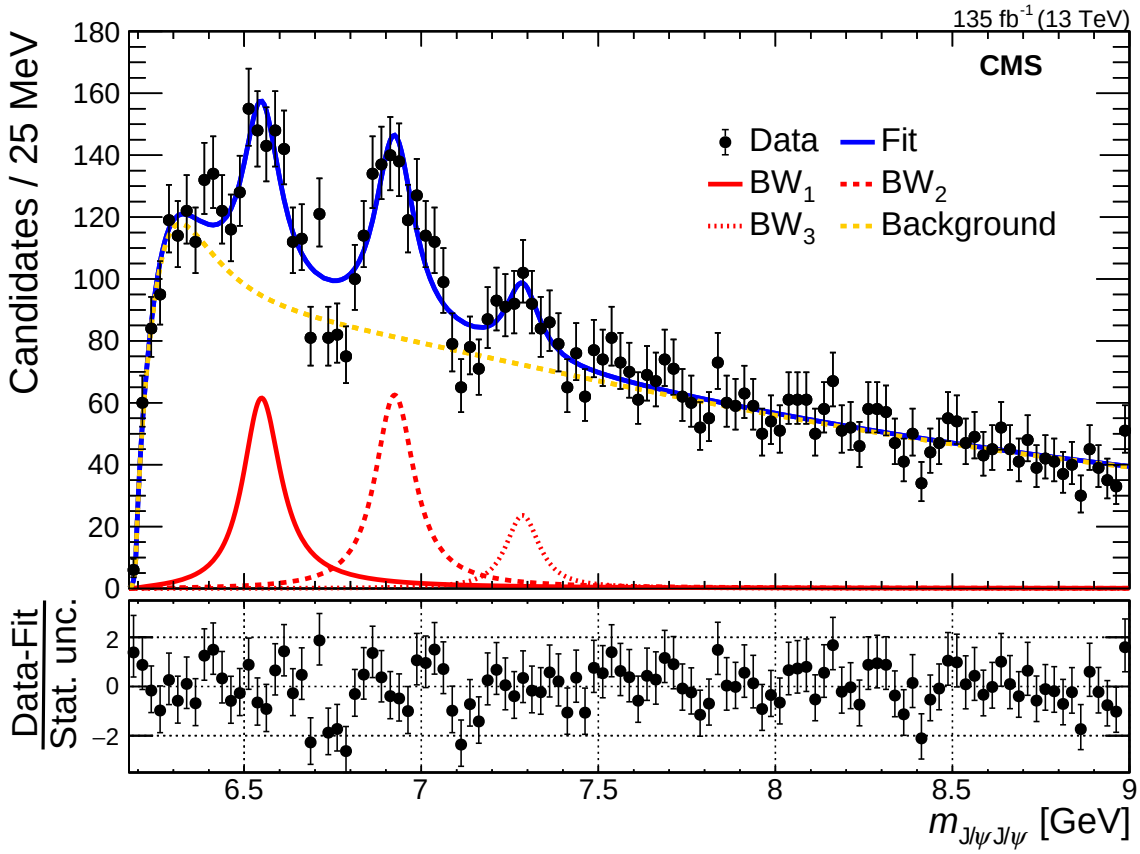


Рисунок 4.27 — Распределение инвариантой массы J/ψJ/ψ на данных Run-2, описанное основной моделью без интерференции [13].

$$f(M) = N_{int} \cdot pdf\left[\left|\sum_{i=1}^{K} A_i e^{i\phi_i} BW_i(M; M_i, \Gamma_i)\right|^2\right] + N_{\text{DPS}} \cdot pdf[f_{\text{DPS}}(M)]$$
$$+ \sum_{j=1}^{M} N_j \cdot pdf\left[|BW_j(M; M_j, \Gamma_j)|^2 \otimes R(M_j)\right] + N_{\text{NRSPS}} \cdot pdf[f_{\text{NRSPS}}(M, p_2)]. \quad (4.10)$$

Здесь, помимо определений из Подраздела 4.6.1, A_i и ϕ_i обозначают относительную амплитуду и фазу i-й сигнальной компоненты в интерференционном слагаемом. Поскольку коэффициент N_{int} задаёт общее число событий в интерференционном члене, а соотвествующая функция плотности вероятности нормирована, относительную амплитуду одного из резонансов можно зафиксировать равной 1 без потери общности. Аналогично, фаза одного из резонансов может быть выбрана равной нулю, поскольку домножение всех суммируемых под модулем амплитуд на $e^{i\phi}$ не влияет на результат.

Результаты аппроксимаций с учетом интерференции приведены на Рис. 4.28 и Рис. 4.29. Модель, допускающая интерфенецию между всеми

тремя сигнальными компонентами обеспечивает отличное описание данных: χ^2-вероятность фита в сигнальной области составила 65%. В то же время качество аппроксимаций, включающих интерференцию лишь между двумя резонансами, не превышает 30%. Таким образом, в рамках данного анализа основной гипотезой с интерференцией считается модель, включающая трёх-компонентную интерференцию. Численные значения параметров для моделей с интерференцией перечислены в Таблице 9.

Локальные значимости сигнальных структур, посчитанные через разность логарифмов правдоподобий между полной моделью и моделью с исключенным BW_i (при сохранении интерференции между оставшимися двумя), составляют 7.9σ, 9.8σ и 4.7σ для BW_1, BW_2 и BW_3 соответственно. Глобальная значимость BW_3 была определена с помощью генерации псевдоэкспериментов Монте-Карло как вероятность того, что статистическая флуктуация сымитирует сигнал с массой в интервале 7.05-7.8 ГэВ, натуральной шириной 50-260 МэВ и локальной значимостью превышающей измеренную. При этом фаза резонанса оставалась неограниченной. Полученная глобальная значимость для BW_3 превысила 3.4σ. Для модели без интерференции аналогичная процедура оценки глобальной значимости для данного состояния дала такое же значение — 3.4σ. Кроме того была посчитана локальная значимость между двумя основными моделями с разницей степеней свобод $\Delta dof = 2$ (две независимые фазы). Она составила 4.2σ.

Для более строгой оценки статистических неопределённостей в двух основных моделях асимметричные погрешности для всех сигнальных параметров определялись с использованием процедуры profiled likelihood scan. Сначала выбирался параметр, для которого требовалась оценка ошибки, после чего его значение фиксировалось на ряде точек вокруг номинала. Для каждой такой точки выполнялась аппроксимация, при этом остальные параметры оставались свободными. В результате строилась зависимость логарифма функции правдоподобия (negative log-likelihood, NLL) от фиксируемого параметра. Границы доверительного интервала определялись как значения, где NLL увеличивался на 0.5 относительно минимума. Для уточнения положения этих точек полученные зависимости аппроксимировались многочленами второй или третьей степени. Наконец, результаты были верифицированы с помощью алгоритма MINOS, реализованного в пакете RooFit, который показал отличное согласие с методом profiled likelihood scan. Результаты сигнальных параметров и

локальных значимостей с учетом ассиметричных погрешностей, а также систематических неопределенностей приведены в Таблице 8.

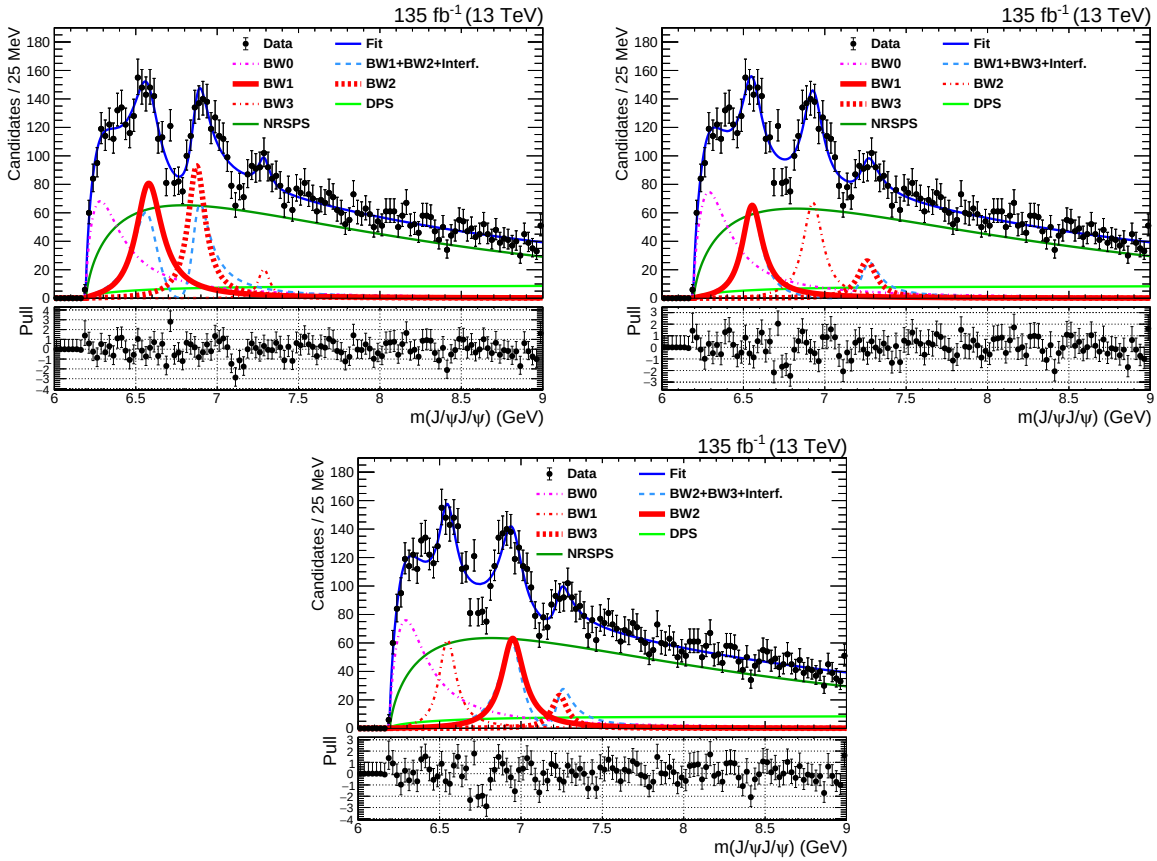


Рисунок 4.28 — Аппроксимации распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ на данных Run-2 гипотезами, включающими интерференцию между двумя сигнальными компонентами: BW_1 и BW_2 (слева), BW_1 и BW_3 (справа), BW_2 и BW_3 (снизу).

4.6.3 Альтернативные модели аппроксимации

В данном подразделе рассматриваются аппроксимационные гипотезы, предложенные коллаборацией LHCb.

Модель I включает фоновые вклады NRSPS и DPS, а также состояние X(6900) и две дополнительные BW-компоненты вблизи пороговой области. Данная модель уже рассматривалась в Подразделе 4.6.1, и полученные результаты находятся в хорошем соответствии между коллаборациями. Сравнение численных значений приведено в Таблице 10. Результат аппроксимации на массовом интервале [6, 15] ГэВ представлен на Рис. 4.30 (сверху).

Модель II допускает интерференцию вклада NRSPS с одной из сигнальных компонент. Полная функция данной гипотезы имеет вид:

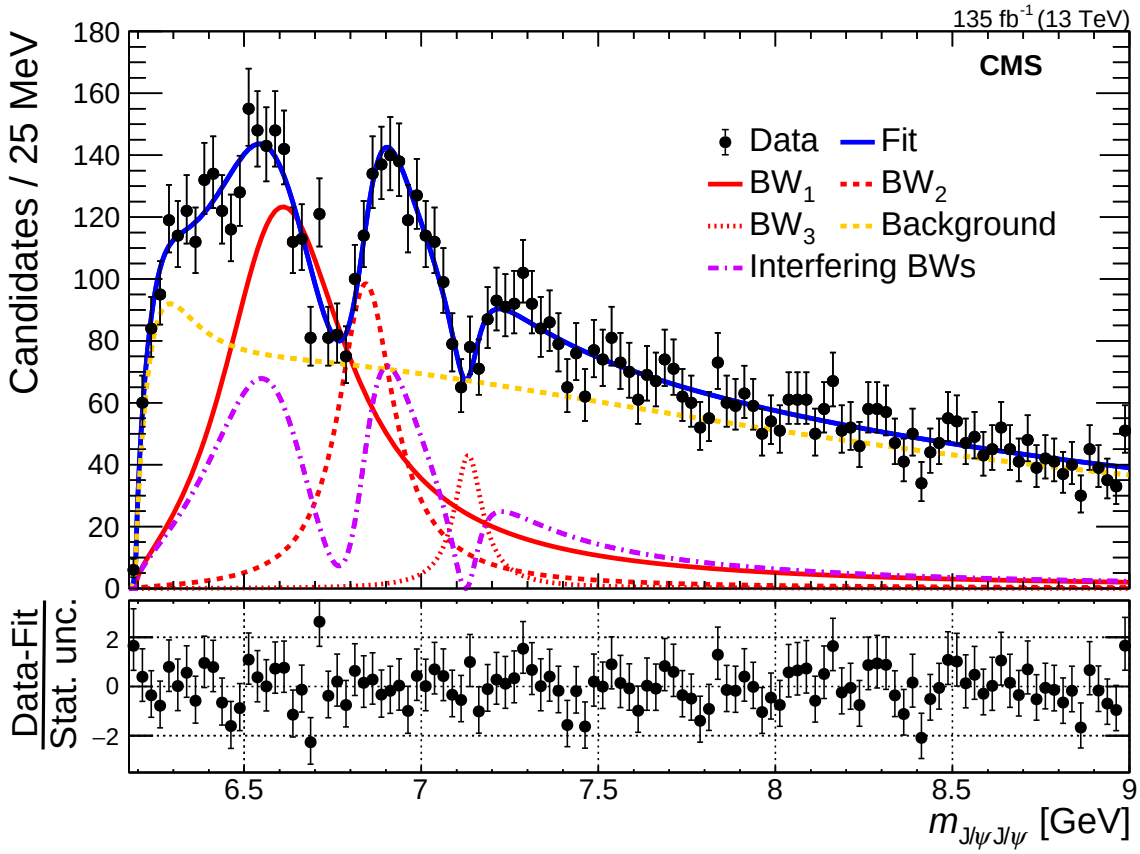


Рисунок 4.29 — Распределение инвариантой массы J/ψJ/ψ на данных Run-2, описанное основной гипотезой с интерференцией (между тремя сигнальными компонентами) [13].

$$f(M) = N_{int} \cdot pdf\left[\left|Ae^{i\phi} \cdot BW_1(M; M_1, \Gamma_1) + \sqrt{f_{\text{NRSPS}}(M, p_2)}\right|^2\right] + N_2 \cdot pdf\left[|BW_2(M; M_2, \Gamma_2)|^2 \otimes R(M_2)\right] + N_{\text{DPS}} \cdot pdf[f_{\text{DPS}}(M)]. \quad (4.11)$$

Здесь BW_1 — Брейт–Вигнер, интерферирующий с компонентой NRSPS; M_1, Γ_1, A, ϕ — его масса, натуральная ширина, относительная амплитуда и фаза соответственно. Остальные обозначения приведены в Подразделах 4.6.1 и 4.6.2.

Аппроксимация этой моделью показана на Рис. 4.30 (снизу), а численные значения параметров приведены в Таблице 11. Результаты демонстрируют хорошее согласие с коллаборацией LHCb (см. Таблицу 10); однако на наших данных амплитуда интерферирующей BW-компоненты выглядит неправдоподобно большой. При этом данная гипотеза показывает сравнительно низкое качество описания спектра в сигнальной области: χ^2/n_{dof} вероятность составляет лишь 0.8%.

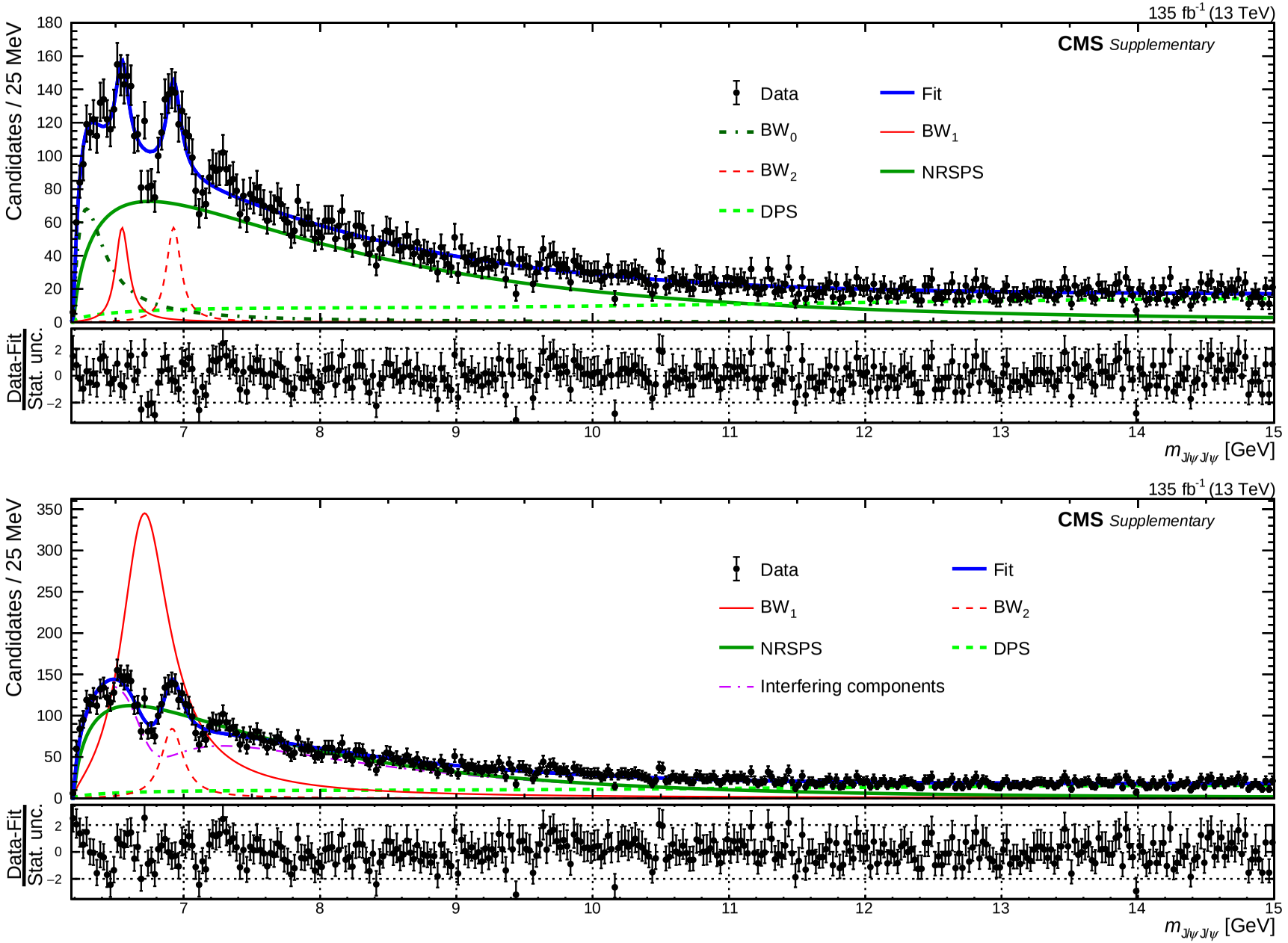


Рисунок 4.30 — Аппроксимации спектра инвариантной массы J/ψJ/ψ на интервале [6, 15] ГэВ моделями LHCb: сверху представлена модель I (без интерференции), снизу — модель II (с интерференцией) [13]. Подробности моделей приведены в тексте.

Таблица 8 — Результаты аппроксимаций распределения инвариантной массы J/ψJ/ψ [13]. В таблице приведены массы M, натуральные ширины Γ и локальные значимости для трех сигнальных состояний в основных моделях без и с интерференцией. В погрешностях сначала указана статистическая, а затем систематическая составляющая.

Модель	Переменная	BW_1	BW_2	BW_3
Без интерференции	M (МэВ)	$6552 \pm 10 \pm 12$	$6927 \pm 9 \pm 4$	$7287^{+20}_{-18} \pm 5$
	Γ (МэВ)	$124^{+32}_{-26} \pm 33$	$122^{+24}_{-21} \pm 18$	$95^{+59}_{-40} \pm 19$
	Значимость (σ)	5.7	9.4	4.1
С интерференцией	M (МэВ)	6638^{+43+16}_{-38-31}	6847^{+44+48}_{-28-20}	7134^{+48+41}_{-25-15}
	Γ (МэВ)	$440^{+230+110}_{-200-240}$	191^{+66+25}_{-49-17}	97^{+40+29}_{-29-26}
	Значимость (σ)	7.9	9.8	4.7

4.7 Оценка систематических погрешностей

В данном разделе проводится оценка систематических погрешностей сигнальных параметров для основных моделей, используемых при описании данных. Для каждого источника неопределённости систематическая погрешность определялась как максимальное отклонение параметра от его номинального значения. При этом большинство вкладов рассматривались как симметричные, однако для некоторых эффектов смещение возникает преимущественно в одну сторону, что делает соответствующую компоненту асимметричной. Индивидуальные вклады затем комбинировались по правилу суммирования в квадратах, формируя совокупную систематическую неопределённость. Сводные результаты приведены в Таблице 12 для модели без интерференции и в Таблице 13 для модели, допускающей интерференцию между тремя сигнальными состояниями.

4.7.1 Сигнальная форма

Данный источник систематики связан с неопределённостью значений орбитального момента L и барьерного фактора Блатта–Вейскоффа d для резонансных состояний. По умолчанию все сигнальные компоненты описываются S-волновыми функциями релятивистского Брейт–Вигнера (RBW) свёрнутыми с функцией разрешения. На Рис. 4.31 (слева) показано влияние L и d на форму резонанса при M = 6.5 ГэВ и Γ = 0.15 ГэВ.

Таблица 9 — Параметры аппроксимаций для моделей, включающих интерференцию между сигнальными состояниями.

Переменная [МэВ]	M(BW_0) $\Gamma(BW_0)$ N(BW_0)	M(BW_1) $\Gamma(BW_1)$ N(BW_1)	M(BW_2) $\Gamma(BW_2)$ N(BW_2)	M(BW_3) $\Gamma(BW_3)$ N(BW_3)	N_{NRSPS} p_2	N_{DPS} N_{int}	$A(BW_1)$ $\phi(BW_1)$	$A(BW_2)$ $\phi(BW_2)$	$A(BW_3)$ $\phi(BW_3)$	χ^2/n_{dof} prob. в [6.0, 7.8] ГэВ
H0 + Inter.$(BW_1 + BW_2)$ + BW_3	6337 ± 31 376 ± 131 1205 ± 342	6586 ± 16 196 ± 58	6875 ± 16 129 ± 23	7288 ± 23 67 ± 40 101 ± 45	8019 ± 240 96.5 ± 7.8	3551 ± 214 1173 ± 272	1.17 ± 0.40 0.955 ± 1.660	1 0		30%
H0 + Inter.$(BW_1 + BW_3)$ + BW_2	6334 ± 21 339 ± 82 1228 ± 243	6558 ± 11 153 ± 36	6929 ± 9 137 ± 23 587 ± 95	7261 ± 18 138 ± 60	8023 ± 233 102.1 ± 8.5	3439 ± 218 772 ± 181	1 0		0.63 ± 0.13 -0.513 ± 0.593	16%
H0 + Inter.$(BW_2 + BW_3)$ + BW_1	6341 ± 20 354 ± 81 1302 ± 245	6551 ± 10 122 ± 28 469 ± 111	6952 ± 16 168 ± 30	7238 ± 28 116 ± 33	8033 ± 231 101.0 ± 8.0	3460 ± 214 786 ± 135		1 0	0.66 ± 0.10 -1.381 ± 0.399	9%
H0 + Inter.$(BW_1 + BW_2 + BW_3)$	6306 ± 31 289 ± 118 824 ± 345	6638 ± 36 444 ± 204	6847 ± 34 191 ± 57	7134 ± 31 97 ± 33	7505 ± 401 102.7 ± 10.1	3488 ± 228 2232 ± 646	1.67 ± 0.96 1.573 ± 0.606	1 0	0.48 ± 0.31 -0.951 ± 0.427	65%

Таблица 10 — Сравнение численных значений параметров, полученных коллаборациями LHCb и CMS при аппроксимации данных двумя моделями, предложенными LHCb. В таблице указаны массы M и натуральные ширины Γ (в МэВ) для сигнальных состояний. Погрешности приведены в формате: первая — статистическая, вторая — систематическая; при отсутствии второй указана только статистическая неопределённость.

Эксперимент	Модель	M[BW_1]	Γ[BW_1]	M[X(6900)]	Γ[X(6900)]
LHCb [12]	Модель I	—	—	$6905 \pm 11 \pm 7$	$80 \pm 19 \pm 33$
CMS [13]	Модель I	6550 ± 10	112 ± 27	6927 ± 10	117 ± 24
LHCb [12]	Модель II	6741 ± 6	288 ± 16	$6886 \pm 11 \pm 11$	$168 \pm 33 \pm 69$
CMS [13]	Модель II	6736 ± 38	439 ± 65	6918 ± 10	187 ± 40

Таблица 11 — Параметры аппроксимации для модели, включающей интерференцию между NRSPS и одной из сигнальных компонент.

Переменная [МэВ]	M(BW_1) Γ(BW_1)	M(BW_2) Γ(BW_2)	N_{int} p_2	N_{DPS} N(BW_2)	A ϕ	χ^2/n_{dof} prob. в [6.0, 7.8] ГэВ
DPS + Inter.(BW_1 + NRSPS) + BW_2	6736 ± 38 439 ± 65	6918 ± 10 187 ± 40	8984 ± 394 64.1 ± 3.2	4117 ± 165 949 ± 311	1.65 ± 0.23 1.475 ± 0.043	0.8%

Для оценки данной погрешности в модели без интерференции независимо для BW_1, BW_2 и BW_3 тестировались функции RBW с $L = 1, 2$ и $d = 2, 3, 4$ ГэВ$^{-1}$ свернутые с разрешением. В модели с интерференцией аналогичные вариации были опробованы одновременно для всех трёх сигнальных компонент.

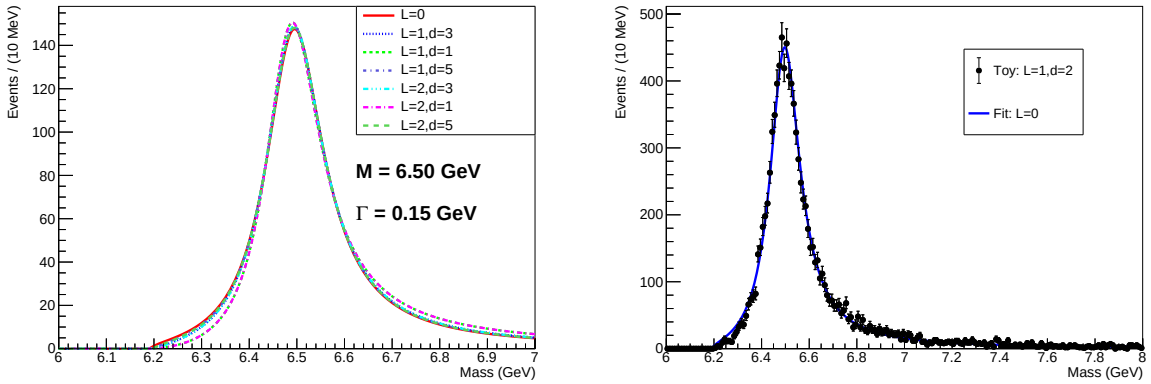


Рисунок 4.31 — Слева представлена форма резонанса с M = 6.5 ГэВ и Γ = 0.15 ГэВ для различных значений L и d. Справа изображёна аппроксимация псевдо-МК распределения резонанса с M = 6.5 ГэВ, Γ = 0.15 ГэВ, $L = 1$ и $d = 2$ ГэВ$^{-1}$ функцией S-волнового RBW.

Таблица 12 — Систематические погрешности сигнальных параметров для модели без интерференции [13]. Все значения указаны в МэВ.

Источник	ΔM_{BW1}	ΔM_{BW2}	ΔM_{BW3}	$\Delta\Gamma_{BW1}$	$\Delta\Gamma_{BW2}$	$\Delta\Gamma_{BW3}$
Сигнальная форма	3	3	3	10	5	5
NRSPS	3	1	1	18	15	17
DPS	1	< 1	< 1	3	3	4
Вклады отражений	11	1	1	25	8	6
Смещение массы J/ψ	1	3	4	-	-	-
Разрешение	< 1	< 1	< 1	< 1	< 1	1
Эффективность	< 1	< 1	< 1	1	< 1	1
Комбинаторный фон	< 1	< 1	< 1	2	3	3
Полная погрешность	**12**	**4**	**5**	**33**	**18**	**19**

Таблица 13 — Систематические погрешности сигнальных параметров для модели с интерференцией [13]. Все значения указаны в МэВ.

Источник	ΔM_{BW1}	ΔM_{BW2}	ΔM_{BW3}	$\Delta\Gamma_{BW1}$	$\Delta\Gamma_{BW2}$	$\Delta\Gamma_{BW3}$
Сигнальная форма	7	12	7	56	8	7
NRSPS	9	14	13	85	9	20
DPS	1	3	2	18	6	2
Вклады отражений	-27	$+44$	$+38$	-208	$+19$	$+12$
Смещение массы J/ψ	1	3	4	-	-	-
Разрешение	8	4	1	24	7	13
Эффективность	3	2	1	5	3	2
Комбинаторный фон	7	2	< 1	26	7	8
Полная погрешность	$\mathbf{^{+16}_{-31}}$	$\mathbf{^{+48}_{-20}}$	$\mathbf{^{+41}_{-15}}$	$\mathbf{^{+109}_{-235}}$	$\mathbf{^{+25}_{-17}}$	$\mathbf{^{+29}_{-26}}$

Другим методом оценки служит анализ искажений параметров при описании резонанса некорректной моделью (с неправильными L и d). Для этого были сгенерированы псевдо-МК распределения резонансов с M = 6.5 ГэВ, Γ = 0.15 ГэВ, $L = 1$, $d = 2, 3, 4$ ГэВ$^{-1}$. Полученные выборки аппроксимировались S-волновой функцией RBW. Отклонения от сгенерированных значений использовались в качестве оценки систематической погрешности.

4.7.2 Форма NRSPS

Данный источник систематики связан с ограниченной точностью знания формы фоновой компоненты NRSPS. В основных моделях для аппроксимации данных используется распределение NRSPS, полученное из МК симуляции, сгенерированной с помощью PYTHIA8. При описании данных параметр p_2 оставляется свободным, тогда как остальные фиксируются по результатам аппроксимации МК. Для оценки этой систематической неопределенности были рассмотрены различные варианты формы NRSPS.

Во-первых, p_2 фиксировался, а свободным оставлялся один из остальных коэффициентов распределения NRSPS. Во-вторых, была опробована альтернативная параметризация фоновой компоненты, заданная функцией

$$f_{\mathrm{NRSPS}}(M) = \sqrt{\Delta\mathrm{M}} \cdot e^{-\alpha\Delta\mathrm{M}} \cdot (p_0 + p_1\Delta\mathrm{M} + p_2\Delta\mathrm{M}^2 + p_3\Delta\mathrm{M}^3 + p_4\Delta\mathrm{M}^4), \quad (4.12)$$

где $\Delta\mathrm{M} = M - 2\mathrm{M}^{\mathrm{PDG}}_{\mathrm{J}/\psi}$. При аппроксимации МК симуляции все коэффициенты этой функции оставались плавающими, тогда как при описании данных свободным оставался лишь параметр α, аналогично тому, как p_2 используется в основных моделях.

Кроме того, были исследованы формы NRSPS, полученные из МК наборов, включающих отражения от $\psi(2\mathrm{S})\mathrm{J}/\psi$ и $\psi(2\mathrm{S})\psi(2\mathrm{S})$. Эти распределения оказались близки к чистому $\mathrm{J}/\psi\mathrm{J}/\psi$ NRSPS, поскольку прямо рожденные пары дают основной вклад (см. Рис. 4.16). В этом случае при описании данных параметр p_2 также оставлялся свободным, как и в базовых моделях.

Номинальная форма NRSPS получается из МК симуляции, сгенерированной с помощью PYTHIA8. Для оценки систематики этого выбора использовались каскадная модель (NLO) и HELAC-Onia (NNLO), см. Рис. 4.17. Альтернативные распределения NRSPS были также описаны формулой 4.7, а при аппроксимации данных коэффициент p_2 оставался свободным.

4.7.3 Форма DPS

Для оценки данного источника систематических погрешностей были рассмотрены форма DPS, извлечённая из МК симуляций, включающих вклады от

других состояний чармония, а также распределение, полученное методом перемешивания событий. Протестированные функции плотности вероятности DPS показаны на Рис. 4.32.

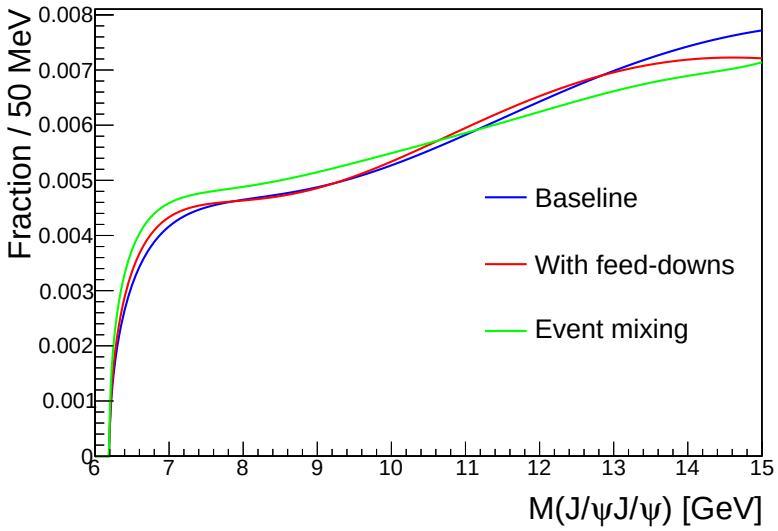


Рисунок 4.32 — Номинальная и альтернативные формы DPS, применённые для оценки систематической погрешности; все функции нормированы на единицу.

Метод перемешивания событий основан на том, что в процессе DPS два J/ψ-мезона рождаются из практически независимых взаимодействий партонов. Используя это свойство, можно формировать кандидатов J/ψJ/ψ, комбинируя J/ψ-мезоны из разных событий, отобранных в экспериментальных данных. Полученное распределение M(J/ψJ/ψ) далее используется для оценки формы DPS-вклада.

4.7.4 Разрешение детектора

В номинальной аппроксимации без интерференции используется функция разрешения, полученная на основе $\chi_{b0}(1P)$ MK симуляций. Для оценки систематической погрешности тестируется функция разрешения, полученная из сигнальных JHUGen MK наборов ($H \to ZZ$).

В модели с интерференцией свёртка с функцией разрешения изначально не применяется. Для одиночного резонанса разрешение зависит только от его собственной массы M_i. Однако в случае интерферирующего вклада наблюдаемая компонента охватывает широкий диапазон по инвариантной массе J/ψJ/ψ, в пределах которого разрешение детектора заметно меняется. Учёт этой зависимости значительно усложняет аналитическую форму аппроксимации, поэтому

в основном анализе она не включалась явно, а её влияние оценивалось как источник систематической неопределённости.

Для оценки этого влияния было сгенерировано псевдо-МК, основанное на функции плотности вероятности номинальной модели с интерференцией, но с числом событий в 10 раз больше, чем в экспериментальных данных. Такое увеличение статистики позволяет минимизировать влияние статистических флуктуаций и выделить непосредственно исследуемый эффект. На этом наборе проверялись различные реализации учёта конечной точности детектора: интерферирующий член модели свёртывался с функцией разрешения, соответствующей одному из трёх резонансов. Формы разрешения были получены на основе $\chi_{b0}(1P)$- и JHUGen-симуляций, что в сумме дало шесть вариаций. Наибольшие отклонения параметров резонансов от номинальных значений принимались в качестве систематической погрешности.

4.7.5 Комбинаторный фон

Процедура отбора, описанная в Разделе 4.3, не позволяет полностью устранить комбинаторный фон под J/ψ. Для оценки его вклада в спектр $M(J/\psi J/\psi)$ было снято ограничение на вероятность вершинного фита для J/ψ-кандидатов с требованием равенства массы общеизвестной величине $M_{J/\psi}^{PDG}$. Кроме того, окна инвариантной массы димюонов были расширены до диапазона [2.8; 3.4] ГэВ. На таком наборе событий была выполнена двумерная аппроксимация инвариантных масс пар мюонов, формирующих кандидатов J/ψ_1 и J/ψ_2 с наибольшим и наименьшим поперечным импульсом соответственно. В модель аппроксимации были включены четыре компоненты: обе пары принадлежат сигналу $(J/\psi_1 + J/\psi_2)$; одна пара является сигналом, вторая — комбинаторным фоном ($J/\psi_1 + Bkg_2$ и $Bkg_1 + J/\psi_2$); обе пары — фон ($Bkg_1 + Bkg_2$).

Для получения сигнальных форм J/ψ_1 и J/ψ_2 аналогичные распределения были извлечены из NRSPS МК симуляции и аппроксимированы независимо. Спектры были описаны комбинацией левосторонней и правосторонней функций Crystal Ball и дополнительной функции Гаусса с общим средним. Полученные аппроксимации показаны на Рис. 4.33. Использование функций Crystal Ball понадобилось для описания радиационных хвостов J/ψ-кандидатов, возникающих из-за излучения мягких фотонов.

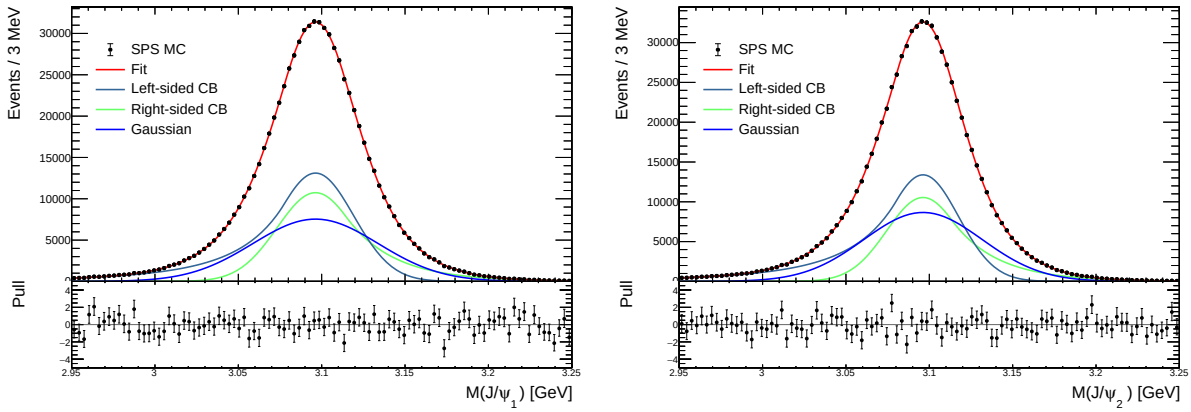


Рисунок 4.33 — Независимые апроксимации распределений $M(J/\psi_1)$ (слева) и $M(J/\psi_2)$ (справа), полученных на NRSPS MK симмуляции. Детали описаны в тексте.

Сигнальные формы для двумерной аппроксимации данных были извлечены из NRSPS MK, однако некоторая свобода параметров сохранялась, поскольку экспериментальные данные содержат вклады помимо NRSPS (например, DPS), а сама NRSPS симуляция не является идеальной. В частности, среднее значение и стандартное отклонение правосторонней CB-функции рассматривались как свободные параметры. При этом все отношения стандартных отклонений и долей событий между CB-компонентами и функцией Гаусса фиксировались из MK симуляции. Параметры α в CB-функциях оставались фиксированными, а степени полиномов — свободными. Комбинаторный фон описывался линейными функциями. Все нормировки компонент двумерного фита были плавающими параметрами.

Результат аппроксимации показан на Рис.4.34. С помощью техники *sPlot* из двумерного распределения были извлечены вклады $J/\psi_1 + Bkg_2$, $Bkg_1 + J/\psi_2$ и $Bkg_1 + Bkg_2$, после чего построено их суммарное распределение "$M(J/\psi J/\psi)$". Данный спектр был аппроксимирован суммой форм NRSPS (экспоненциальный параметр свободный) и DPS. Аппроксимация показана на Рис.4.35 (слева).

Наконец, для оценки влияния комбинаторного фона на сигнальные состояния, в аппроксимации $M(J/\psi J/\psi)$ была добавлена отдельная компонента, форма которой полностью фиксировалась из фита, представленного на Рис.4.35 (слева). Для количественной характеристики этого вклада использовались результаты двумерного фита и оценки числа событий в выделенных областях, сведённые в Таблицу 14. В центральном квадрате [2.95; 3.25]×[2.95; 3.25] ГэВ×ГэВ число событий на данных составило 15181, тогда как по-

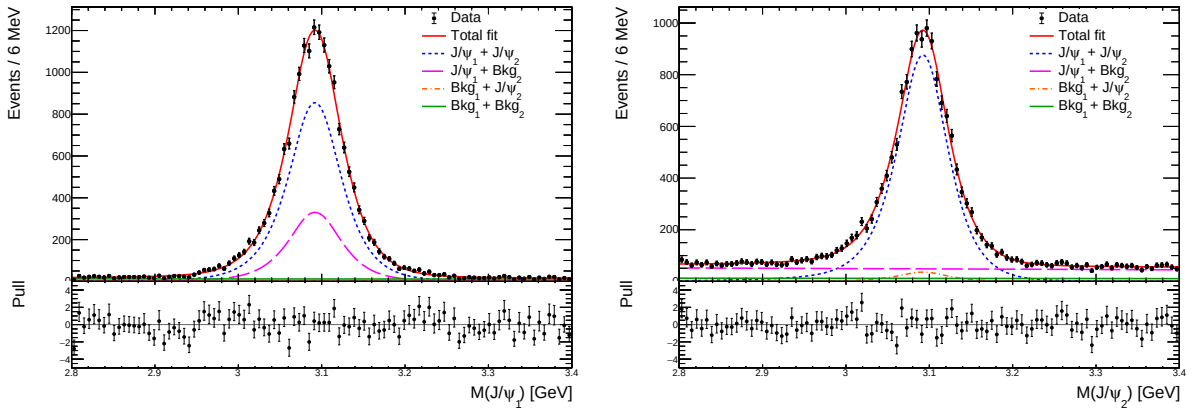


Рисунок 4.34 — Проекции 2D-аппроксимации инвариантных масс $M(J/\psi_1)$ (слева) и $M(J/\psi_2)$ (справа). Подробности процедуры описаны в тексте.

сле применения стандартной процедуры отбора из Раздела 4.3 их оставалось 14049. Различие связано с дополнительным ограничением на вероятность фита J/ψ-кандидатов с требованием равенства массы общеизвестной ($> 0.1\%$). Для учёта этого условия полученное число комбинаторных кандидатов (2402 + 253 + 293 = 2948) было масштабировано на коэффициент 14049/15181. Таким образом, итоговая оценка вклада комбинаторного фона составила 2728 событий, и именно это значение фиксировалось в аппроксимациях спектра $M(J/\psi J/\psi)$ на данных при определении систематических погрешностей.

Таблица 14 — Результаты двумерного фита $M(J/\psi_1) \times M(J/\psi_2)$ на данных. Синим цветом выделено количество событий в области [2.95, 3.25]×[2.95, 3.25] ГэВ×ГэВ.

Переменная	$N(J/\psi_1 + J/\psi_2)$	$N(J/\psi_1 + Bkg_2)$	$N(Bkg_1 + J/\psi_2)$	$N(Bkg_1 + Bkg_2)$	$M(J/\psi_1)$	$M(J/\psi_2)$
	В области $[2.95, 3.25] \times [2.95, 3.25]$ ГэВ × ГэВ					
	12575 ± 198	4858 ± 170	515 ± 83	1171 ± 68	3091.9 ± 0.3 МэВ	3092.3 ± 0.4 МэВ
	12233 ± 193	2402 ± 84	253 ± 41	293 ± 17		
Переменная	$\sigma_1(J/\psi_1)$	$n^R(J/\psi_1)$	$n^L(J/\psi_1)$	$\sigma_1(J/\psi_2)$	$n^R(J/\psi_2)$	$n^L(J/\psi_2)$
	27.3 ± 0.3 МэВ	14.7 ± 9.4	8.6 ± 3.0	25.8 ± 0.3 МэВ	25.8 ± 2.4	4.4 ± 1.5

Другой способ оценки формы комбинаторного фона основан на использовании областей вне сигнала J/ψ. Распределение "$M(J/\psi J/\psi)$", где хотя бы один из J/ψ-кандидатов принадлежит боковой полосе ($2.85 < M(\mu^+\mu^-) < 2.95$ ГэВ или $3.25 < M(\mu^+\mu^-) < 3.35$ ГэВ), было построено с использованием всех данных Run-2. Рис. 4.35 (справа) демонстрирует аппроксимацию этого распределения суммой NRSPS (экспоненциальный параметр свободный) и DPS функций. Аналогично предыдущему случаю, данная компонента включалась

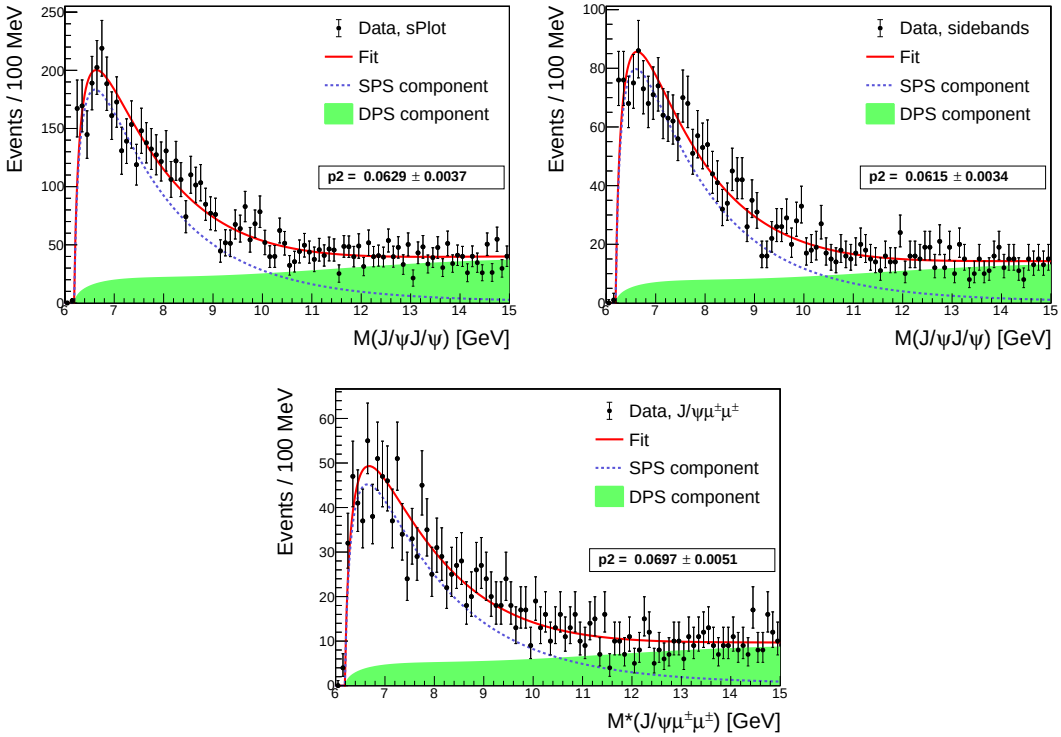


Рисунок 4.35 — Аппроксимации распределений: (слева) "M(J/ψJ/ψ)", полученного объединением компонент $J/\psi_1 + Bkg_2$, $Bkg_1 + J/\psi_2$ и $Bkg_1 + Bkg_2$, выделенных техникой *sPlot* из двумерного фита; (справа) "M(J/ψJ/ψ)", где хотя бы один из J/ψ-кандидатов принадлежит боковой полосе; (снизу) $M^*(J/\psi\mu^\pm\mu^\pm)$. Все распределения описаны суммой вкладов NRSPS и DPS. Подробности приведены в тексте.

в основные аппроксимации с фиксированными формой и нормировкой (оценка из 2D-фита).

Дополнительно был изучен спектр инвариантной массы $J/\psi\mu^\pm\mu^\pm$. Процедура отбора событий в целом совпадала с описанной в Разделе 4.3, однако имела два отличия. Во-первых, фит двух J/ψ кандидатов с табличными значениями масс заменялся на 4-х мюонный с требованием равенства массы J/ψ кандидата общеизвестной из PDG; вероятность фита должна была превышать 0.1%. Во-вторых, массовая переменная определялась следующим образом:

$$M^*(J/\psi\mu^\pm\mu^\pm) = M(J/\psi\mu^\pm\mu^\pm) - M(\mu^\pm\mu^\pm) + M^{PDG}_{J/\psi}. \quad (4.13)$$

Используя все данные Run-2 было восстановлено 1670 $J/\psi\mu^\pm\mu^\pm$ кандидатов. Полученное распределение аппроксимировалось функциями NRSPS (экпоненциальный параметр свободный) и DPS, см. Рис. 4.35 (снизу). Затем,

как и ранее, полученная зафиксированная форма была добавлена в основные модели с нормировкой 2728 событий.

Исследование показало, что комбинаторный фон не содержит узких структур в сигнальной области и совместим с NRSPS и DPS вкладами. При аппроксимации данных он поглащается основными фоновыми компонентами при свободной нормировке.

4.7.6 Вклады сигнальных отражений

Как было описано в Подразделе 4.4.2, был сгенерирован набор различных сигнальных МК симуляций для оценки возможных вкладов отражений в спектр M(J/ψJ/ψ). Каждое отражение добавлялось по отдельности в основные модели: его форма фиксировалась из МК симуляции, а нормировка оставалась свободным параметром аппроксимации. Добавление отражений зачастую приводило к сокращению вклада BW_0 и уменьшению его натуральной ширины. Наибольшие отклонения параметров сигнальных состояний были приняты в качестве оценки систематической погрешности. В случае модели с интерференцией влияние отражений носило односторонний характер, поэтому соответствующая неопределённость рассматривалась асимметричной.

4.7.7 Учет смещения массы J/ψ

При двумерной аппроксимации масс J/ψ-кандидатов было обнаружено смещение центральных значений примерно на 5 МэВ в меньшую сторону для каждого из распределений (см. Таблицу 14). В процедуре реконструкции накладывается требование совпадения массы J/ψ-кандидата с $\mathrm{M}_{\mathrm{J/\psi}}^{\mathrm{PDG}}$ при аппроксимации в общую вершину. Основная массовая переменная M(J/ψJ/ψ) определяется как инвариантная масса двух J/ψ-мезонов уже с табличными значениями масс. Поэтому влияние найденного сдвига на финальный спектр M(J/ψJ/ψ) должно быть крайне мало или полностью компенсировано.

В качестве консервативной оценки систематической неопределенности массы i-ого резонанса ($\sigma(M_{BW_i})$) используется смещение массы J/ψ, масштабированное на отношение энерговыделения данной сигнальной структуры к энерговыделению в распаде J/ψ-мезона. Погрешность задается следующим выражением:

$$\sigma(M_{BW_i}) = (M^{fit}_{\mathrm{J/\psi}} - M^{\mathrm{PDG}}_{\mathrm{J/\psi}}) \cdot \frac{M_{BW_i} - 2M^{\mathrm{PDG}}_{\mathrm{J/\psi}}}{M^{\mathrm{PDG}}_{\mathrm{J/\psi}} - 2M^{\mathrm{PDG}}_{\mu}}, \tag{4.14}$$

где M_{BW_i} — масса состояния BW_i, $M^{fit}_{\mathrm{J/\psi}}$ — центральное значение массы $\mathrm{J/\psi}_1$, полученное из 2D-аппроксимации, а $M^{\mathrm{PDG}}_{\mathrm{J/\psi}}$ и M^{PDG}_{μ} — табличные значения масс $\mathrm{J/\psi}$ и μ из PDG.

4.7.8 Коррекция на эффективность

Ещё один источник систематической погрешности связан с учётом зависимости эффективности от $\mathrm{M(J/\psi J/\psi)}$. Зависимость сигнальной эффективности, представленная в Подразделе 4.4.1 и аппроксимируемая формулой 4.5, близка к плоской.

На Рис. 4.36 показаны сигнальные формы S-волнового Брейт–Вигнера до и после коррекции на эффективность для резонансов с параметрами M = 6.7 ГэВ, Γ = 400 МэВ (слева) и M = 6.9 ГэВ, Γ = 150 МэВ (справа). Видно, что влияние коррекции на сигнальные распределения пренебрежимо мало, поэтому в основных аппроксимациях она не применялась.

Для оценки систематической погрешности коррекция на эффективность была применена одновременно ко всем BW входящим в основные модели (в случае фита с интерференцией - к интерферирующему члену). Дополнительно рассматривались альтернативные зависимости эффективности, полученные из сигнальных МК симуляций с генератором JHUGen, а также из NRSPS МК выборки.

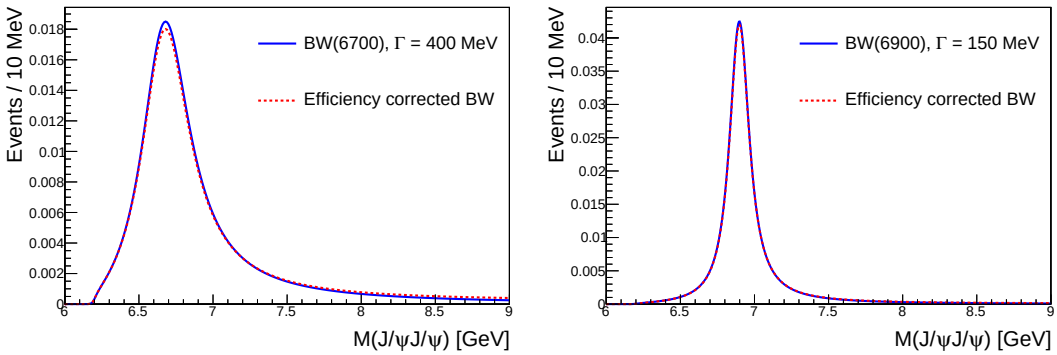


Рисунок 4.36 — Формы S-волнового Брейт–Вигнера до и после коррекции на эффективность. Сигнал слева соответствует M = 6.7 ГэВ и Γ = 400 МэВ, справа — M = 6.9 ГэВ и Γ = 150 МэВ.

4.7.9 Значимости с учетом систематик

Систематические неопределённости могут оказывать влияние на оценку статистической значимости резонансных структур. Локальная значимость без их учёта определялась через разность отрицательных логарифмов правдоподобия между номинальной моделью (NLL^{sig}) и аппроксимацией без рассматриваемого резонанса (NLL^{-BW_i}), соответствующей нулевой гипотезе. При этом изменение числа степеней свободы принималось равным $\Delta dof = 1$. Для оценки влияния систематических неопределенностей модифицировались как модели фоновых компонент (например, добавление комбинаторного вклада), так и сигнальные описания (выбор различных орбитальных моментов) для обеих конфигураций — без и с BW_i. В результате этих вариаций были получены наборы значений $NLL^{-BW_i}_{alt_j}$ и $NLL^{sig}_{alt_k}$, отражающие возможные изменения качества описания данных. Поскольку подобные модификции могут вносить дополнительные степени свободы (например, при введении нормировки для отражения), каждая альтернатива корректировалась сдвигом $+0.5+0.5\cdot\Delta dof_{j/k}$. После этого определялись следующие значения:

$$NLL^{-BW_i}_{syst} = \min\Big(NLL^{-BW_i},\ \{\, NLL^{-BW_i}_{alt_j} + 0.5 + 0.5\cdot\Delta dof_j \,\}_j\Big), \tag{4.15}$$

$$NLL^{sig}_{syst} = \min\Big(NLL^{sig},\ \{\, NLL^{sig}_{alt_k} + 0.5 + 0.5\cdot\Delta dof_k \,\}_k\Big), \tag{4.16}$$

Наконец, локальная значимость для BW_i с учётом систематических погрешностей вычислялась через разность $NLL^{-BW_i}_{syst} - NLL^{sig}_{syst}$ при условии $\Delta dof = 1$.

С учётом систематических неопределенностей локальная значимость резонанса BW_1 в аппроксимации без интерференции уменьшилась до 5.7σ, тогда как значимости остальных состояний остались практически неизменными.

4.8 Обсуждение результатов

Используя данные, набранные детектором CMS в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, соответствующие интегральной светимости 135 фб$^{-1}$, был исследован спектр инвариантной массы J/ψJ/ψ. В спектре идентифицированы три сигнальные структуры: впервые в мире обнаружено

экзотическое состояние X(6600) (BW_1) со статистической значимостью, превышающей 5 стандартных отклонений; получено указание на наличие состояния X(7100) (BW_3); а также подтверждено существование X(6900) (BW_2), ранее зарегистрированного коллаборацией LHCb. Результаты измерения масс, натуральных ширин и локальных значимостей в двух аппроксимирующих моделях приведены в Таблице 8. Обнаружение экзотических состояний и измерение их параметров предоставляет новые важные сведения об устройстве взаимодействия внутри многокварковых частиц.

Практически одновременно с результатами CMS коллаборация ATLAS представила исследование спектров M(J/ψJ/ψ) и M(ψ(2S)J/ψ) [14]. В этом анализе ATLAS подтвердил наблюдение состояния X(6900), а также получил указание на наличие структур в канале ψ(2S)J/ψ. Для описания спектра M(J/ψJ/ψ) были использованы обе модели, предложенные ранее коллаборацией LHCb. Однако в отличие от исходной реализации, первая модель (без интерференции у LHCb) в анализе ATLAS была модифицирована и позволяла интерференцию между структурами BW_0, BW_1 и BW_2. Несмотря на различия в аппроксимирующих гипотезах, результаты трёх коллабораций БАКа демонстрируют согласие в пределах экспериментальных неопределённостей. Сравнение параметров состояния X(6900) представлено в Таблице 15.

Таблица 15 — Сравнение масс (M) и натуральных ширин (Γ) состояния X(6900) между экспериментами БАКа.

Модель	LHCb [12]	CMS [13]	ATLAS [14]
1	$M = 6905 \pm 11 \pm 7$ МэВ $\Gamma = 80 \pm 19 \pm 33$ МэВ	$M = 6927 \pm 9 \pm 4$ МэВ $\Gamma = 122^{+24}_{-21} \pm 18$ МэВ	$M = 6860 \pm 30^{+10}_{-20}$ МэВ $\Gamma = 110 \pm 50^{+20}_{-10}$ МэВ
2	$M = 6886 \pm 11 \pm 11$ МэВ $\Gamma = 168 \pm 33 \pm 69$ МэВ	$M = 6847^{+44+48}_{-28-20}$ МэВ $\Gamma = 191^{+66+25}_{-49-17}$ МэВ	$M = 6910 \pm 10 \pm 10$ МэВ $\Gamma = 150 \pm 30 \pm 10$ МэВ

Спустя два года после публикации работы [13] коллаборация CMS, используя объединённые данные Run-2 и Run-3, сообщила об обнаружении состояния X(7100) со статистической значимостью, превышающей 5 стандартных отклонений [23]. Этот результат подтверждает достоверность указания на существование X(7100), впервые полученного в настоящей работе. Для анализа был использован увеличенный набор данных, содержащий в 3.6 раза больше J/ψ-пар по сравнению с Run-2 и соответствующий интегральной светимости

315 фб$^{-1}$. Это позволило сократить статистические неопределённости в измерениях масс и натуральных ширин примерно втрое, а также уменьшить систематические погрешности. Кроме того, расширенный набор данных позволил впервые статистически значимо ($>5\sigma$) установить интерференцию между тремя сигнальными состояниями. Наличие интерференции указывает на то, что все три частицы обладают одинаковыми квантовыми числами J^{PC} и, вероятно, образуют семейство радиальных возбуждений. Распределение инвариантной массы J/ψJ/ψ на объединённых данных Run-2+Run-3 вместе с его аппроксимацией интерференционной моделью представлено на Рис. 4.37. В Таблице 16 приведено сравнение параметров сигнальных структур, измеренных в интерференционной модели по результатам анализа Run-2 и объединённых данных Run-2+Run-3.

Таблица 16 — Сравнение значений сигнальных параметров, полученных при описании спектра M(J/ψJ/ψ) на данных Run-2 и Run-2+Run-3 коллаборации CMS основной интерференционной моделью.

Данные	Параметр	BW_1	BW_2	BW_3
Run-2 + Run-3 [23]	M (МэВ)	$6593\ ^{+15}_{-14} \pm 25$	$6847\ ^{+10}_{-10} \pm 15$	$7173\ ^{+9}_{-10} \pm 13$
	Γ (МэВ)	$446\ ^{+66}_{-54} \pm 87$	$135\ ^{+16}_{-14} \pm 14$	$73\ ^{+18}_{-15} \pm 10$
Run-2 [13]	M (МэВ)	$6638\ ^{+43+16}_{-38-31}$	$6847\ ^{+44+48}_{-28-20}$	$7134\ ^{+48+41}_{-25-15}$
	Γ (МэВ)	$440\ ^{+230+110}_{-200-240}$	$191\ ^{+66+25}_{-49-17}$	$97\ ^{+40+29}_{-29-26}$

В параллель с данным анализом коллаборация CMS выполнила угловое исследование распадов X → J/ψJ/ψ и определила квантовые числа обнаруженных экзотических состояний [24]. Было установлено, что они имеют $J^{PC} = 2^{++}$. Наличие спина 2 делает модель тетракварка (дикварк–антидикварк) более предпочтительной по сравнению с молекулярной гипотезой, хотя полностью не исключает её.

Также коллаборации ATLAS и CMS представили новые результаты, существенно расширяющие представление о полностью очарованных тетракварках. Коллаборация ATLAS [154] изучила конечные состояния J/ψψ(2S) → 4μ и J/ψψ(2S) → 4μ + 2π и впервые надёжно установила распад X(6900) → J/ψψ(2S) с комбинированной статистической значимостью 8.9σ. Полученные параметры X(6900) согласуются с результатами, измеренными в спектре

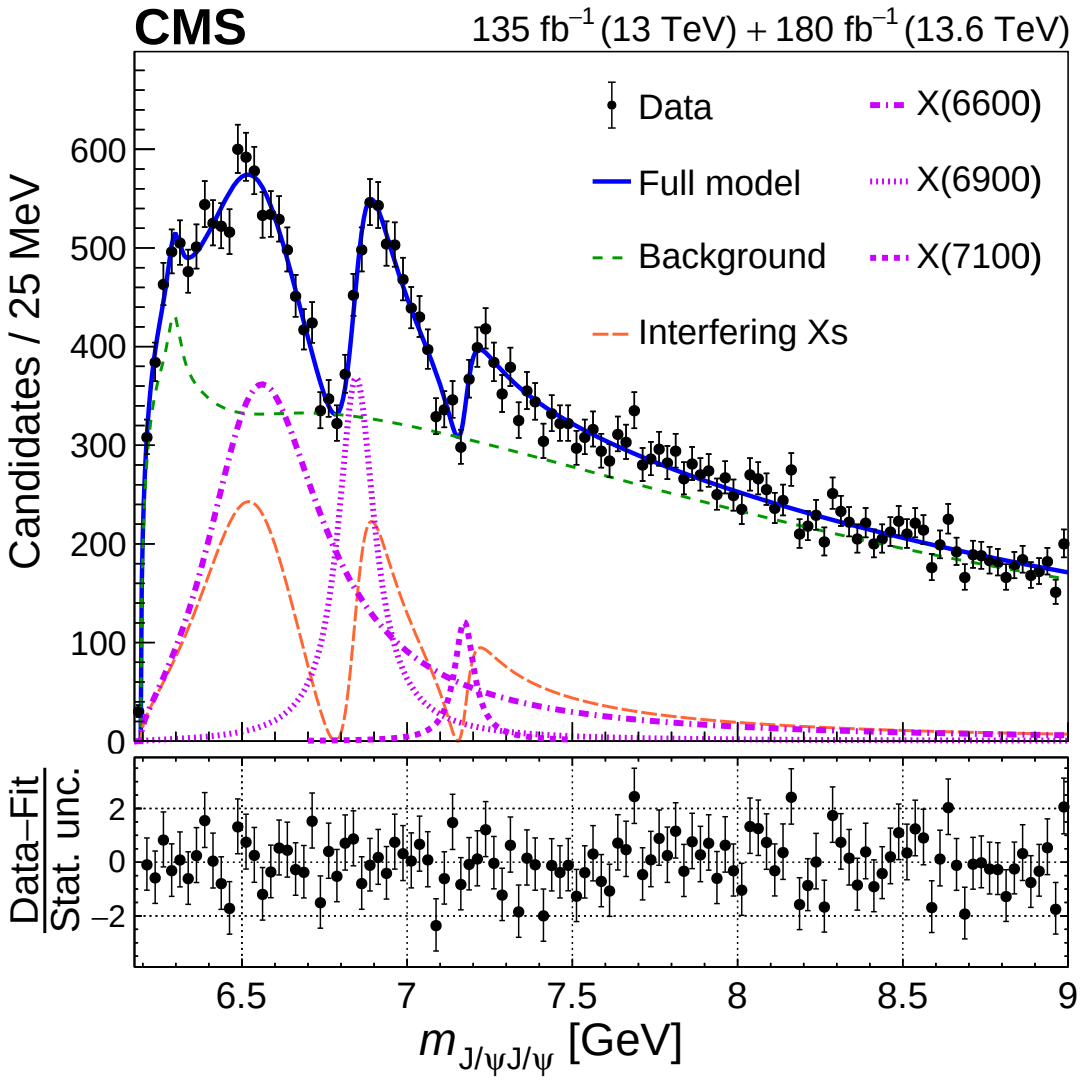


Рисунок 4.37 — Аппроксимация распределения M(J/ψJ/ψ) на объединённых данных Run-2 + Run-3 моделью, включающей интерференцию между тремя сигнальными состояниями (BW_1, BW_2, и BW_3) и фоновые компоненты (BW_0, NRSPS, DPS, комбинаторный фон и отражение от X(6900) → ψ(2S)J/ψ) [23].

M(J/ψJ/ψ) экспериментами БАКа, а отношение парциальных ширин $\Gamma(X \to J/\psi\psi(2S))/\Gamma(X \to J/\psi J/\psi) = 1.08 \pm 0.20^{+0.40}_{-0.17}$ указывает на сопоставимые вероятности распадов в оба канала.

Коллаборация CMS в работе [23] провела похожее исследование канала J/ψψ(2S) на объединённых данных Run-2+Run-3 (интегральная светимость ~ 315 фб$^{-1}$), рассматривая только конечное состояние J/ψψ(2S) → 4μ. Был подтверждён распад X(6900) → J/ψψ(2S) со статистической значимостью выше 5σ, а также получено указание на существование распада X(7100) → J/ψψ(2S). Измеренные массы и натуральные ширины согласуются с результатами экспериментов БАКа.

Дальнейшее изучение экзотических частиц, распадающихся на пару кваркониев, способно существенно продвинуть наше понимание сильного взаимодействия между кварками, протестировать предсказания моделей квантовой хромодинамики и прояснить механизмы конфайнмента. Теоретическая интерпретация наблюдаемых явлений остаётся открытой проблемой [155–165], стимулируя развитие феноменологических моделей, вычислений на решётке КХД и методов эффективных теорий. Набор данных Run-3 коллабораций CMS, LHCb и ATLAS открывает широкие перспективы для новых исследований в области спектроскопии экзотических адронов и внушает значительный оптимизм. Особенно важной задачей становится согласование и совместный анализ результатов трёх экспериментов, что позволит существенно повысить надёжность интерпретации наблюдаемых структур. Кроме того, завершившийся Run-3 и предстоящий этап работы БАКа в режиме HL-LHC (High Luminosity LHC) открывают новые возможности для уточнения масс, ширин и квантовых чисел известных состояний, а также для обнаружения новых. Одними из наиболее перспективных систем для дальнейших поисков являются $J/\psi J/\psi$, $\psi(2S)J/\psi$, $\psi(2S)\psi(2S)$, $J/\psi\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(1S)\mu^+\mu^-$ и $\Upsilon(1S)\Upsilon(1S)$, где последние могут быть каналами распада экзотических частиц, состоящих полностью из прелестных кварков.

Глава 5. Заключение

Результаты настоящей работы были получены на данных эксперимента CMS, набранных в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в 2016–2018 годах, соответствующих интегральной светимости 135 фб$^{-1}$. Основные результаты исследования заключаются в следующем:

— Впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ и измерена его вероятность относительно нормировочного канала $\Lambda_b^0 \to \psi(2S)\Lambda$. Результаты были получены на данных 2018 года (интегральная светимость 60 фб$^{-1}$).

— Подтверждено существование состояния X(6900), измерены его масса и натуральная ширина в основных аппроксимирующих гипотезах. Полученные значения параметров находятся в хорошем согласии между экспериментами БАКа, несмотря на использование различных интерференционных моделей.

— Впервые обнаружено новое экзотическое состояние X(6600) и получено указание на существование X(7100), распадающихся на пару J/ψ-мезонов. Для каждого состояния измерены масса и натуральная ширина в аппроксимирующих моделях с интерференцией между сигнальными состояниями и без неё. Все найденные частицы являются кандидатами в полностью очарованные тетракварки.

Благодарности

В заключение настоящей работы я хотел бы выразить глубокую признательность всем тем, кто внес вклад в её выполнение и поддерживал меня на протяжении всего пути.

Прежде всего я благодарю свою семью — **родителей Константина и Анжелику**, **супругу Анну**, **сестру Арину**, а также **родственников** за безусловную любовь, терпение и понимание. Их вера в меня помогала сохранять уверенность в сложные моменты, а их поддержка наполняла силами для движения вперёд. Они всегда были рядом, несмотря на занятость и расстояние, создавая ту опору и поддержку, без которых невозможно было бы завершить столь большой труд.

Я выражаю глубокую благодарность своему научному руководителю **Руслану Николаевичу Чистову** за постановку задач, неизменный интерес к работе, внимательное руководство и постоянное стремление к совершенству. Благодаря его профессионализму, мудрым советам и высоким стандартам научной деятельности я многому научился и смог значительно расширить свой исследовательский кругозор.

Отдельную признательность хочу выразить руководителю моей образовательной программы **Михаилу Владимировичу Данилову** за административную и организационную поддержку, возможность работать в благоприятной исследовательской среде. Именно с него начался мой увлекательный путь в физику элементарных частиц. Также я благодарю заведующего лабораторией физики высоких энергий МФТИ **Тагира Абдул-Хамидовича Аушева** за его финансовое и административное сопровождение, возможность состоять в коллаборации CMS, а также участвовать в международных конференциях.

Особую благодарность выражаю **Кириллу Иванову** за его многолетнюю поддержку, неформальные обсуждения, советы и дружеское участие. Его готовность помогать, делиться опытом и вовлечённость в процесс стали неотъемлемой частью научной и человеческой стороны этой работы.

Я искренне благодарю **Алию Нигамову**, **Сергея Поликарпова** и весь **коллектив** лаборатории тяжелых кварков и лептонов за совместную работу, плодотворные дискуссии, техническую помощь и тёплую атмосферу. Благодаря этим людям научная деятельность была не только интересной, но и радостной, а

каждый день в лаборатории приносил не только результаты, но и удовольствие от общения с коллегами.

Также я хотел бы выразить признательность **иностранным коллегам** из коллаборации CMS за конструктивные обсуждения, рецензирование и содействие в подготовке публикаций. Совместная работа с исследователями из разных стран зачастую позволяла взглянуть на вещи шире и обогатила мой опыт международного сотрудничества.

Наконец, я хочу поблагодарить своих **друзей**, всех, кто был рядом за искреннюю поддержку, юмор, терпение и участие. Благодаря им я сохранял равновесие между работой и отдыхом, мог отвлечься, вдохновиться и двигаться дальше.

Список литературы

1. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // *JINST*. — 2008. — Vol. 3. — P. S08001.

2. *Aad G. et al. (ATLAS Collaboration)*, 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.

3. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration)*, 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.

4. *Navas S. et al. (Particle Data Group Collaboration)*, Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D*. — 2024. — Aug. — Vol. 110. — P. 030001.

5. *Koppenburg P.* New particles discovered at the LHC. — https://www.koppenburg.ch/particles.html. — Accessed: 2026-07-25.

6. *Gell-Mann M.* A schematic model of baryons and mesons // *Phys. Lett.* — 1964. — Vol. 8. — Pp. 214–215.

7. *Ali A., Maiani L., Polosa A.* Multiquark hadrons. — Cambridge, England: Cambridge University Press, 2019. — URL: https://doi.org/10.1017/9781316761465.

8. *Brambilla N., Eidelman S. et al.* The XYZ states: experimental and theoretical status and perspectives // *Phys. Rept.* — 2020. — Vol. 873. — Pp. 1–154. — arXiv:1907.07583.

9. *Nielsen M., Brodsky S. J. et al.* Supersymmetry in the double-heavy hadronic spectrum // *Phys. Rev. D*. — 2018. — Vol. 98. — P. 034002. — arXiv:1805.11567.

10. *Nielsen M., Brodsky S. J.* Hadronic superpartners from a superconformal and supersymmetric algebra // *Phys. Rev. D*. — 2018. — Vol. 97. — P. 114001. — arXiv:1802.09652.

11. *Choi S. K. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^{\pm} \to K^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}J/\psi$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 262001. — arXiv:hep-ex/0309032.

12. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of structure in the J/ψ-pair mass spectrum // *Sci. Bull.* — 2020. — Vol. 65, no. 23. — Pp. 1983–1993. — arXiv:2006.16957.

13. *Hayrapetyan A. et al. (CMS Collaboration)*, New structures in the $J/\psi J/\psi$ mass spectrum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2024. — Vol. 132. — P. 111901. — arXiv:2306.07164.

14. *Aad G. et al. (ATLAS Collaboration)*, Observation of an excess of dicharmonium events in the four-muon final state with the ATLAS detector // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — Vol. 131. — P. 151902. — arXiv:2304.08962.

15. *Jaffe R. L.* Multi-Quark Hadrons. I. The Phenomenology of $Q^2\bar{Q}^2$ mesons // *Phys. Rev. D*. — 1977. — Vol. 15. — Pp. 267–280.

16. *Iwasaki Y.* A possible model for new resonances-exotics and hidden charm // *Prog. Theor. Phys.* — 1975. — Vol. 54. — P. 492.

17. *Iwasaki Y.* Is a state $c\bar{c}c\bar{c}$ found at 6.0 GeV? // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Vol. 36. — P. 1266.

18. *Chao K. T.* The (cc) - $(\overline{cc})$ (diquark-antidiquark) states in e^+e^- annihilation // *Z. Phys. C*. — 1981. — Vol. 7. — P. 317.

19. *Sirunyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Observation of the $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Physics Letters B*. — 2020. — Vol. 802. — P. 135203. — arXiv:1911.03789.

20. *Aaltonen T. et al. (CDF Collaboration)*, Observation of the Y(4140) structure in the $J/\psi\phi$ mass spectrum in $B^{\pm} \to J/\psi\phi K^{\pm}$ decays // *Mod. Phys. Lett. A*. — 2017. — Vol. 32. — P. 1750139. — arXiv:1101.6058.

21. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration)*, Observation of a peaking structure in the $J/\psi\phi$ mass spectrum from $B^{\pm} \to J/\psi\phi K^{\pm}$ decays // *Phys. Lett. B*. — 2014. — Vol. 734. — P. 261. — arXiv:1309.6920.

22. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of $J/\psi\phi$ structures consistent with exotic states from amplitude analysis of $B^+ \to J/\psi\phi K^+$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118. — P. 022003. — arXiv:1606.07895.

23. *Hayrapetyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Observation of a family of all-charm tetraquarks. — 2026. — arXiv:2602.02252.

24. *Hayrapetyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Determination of the spin and parity of all-charm tetraquarks // *Nature*. — 2025. — Vol. 648, no. 8092. — Pp. 58–63. — arXiv:2506.07944.

25. *Petrov N.* Observation of the $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ decay in the CMS Experiment // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. — 2021. — Vol. 48, no. 1. — Pp. 27–30.

26. *Petrov N.* New results in Λ_b^0 baryon physics at CMS // *PoS*. — 2021. — Vol. ICHEP2020. — P. 409.

27. *Petrov N.* New resonances in $J/\psi J/\psi$ mass spectrum at CMS // *Moscow University Physics Bulletin*. — 2024. — Vol. 79, no. 1. — Pp. 78–81.

28. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration)*, The CMS Experiment at the CERN LHC // *JINST*. — 2008. — Vol. 3. — P. S08004.

29. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration)*, Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker // *JINST*. — 2014. — Vol. 9, no. 10. — P. P10009. — arXiv:1405.6569.

30. *Adam W. et al. (CMS Collaboration)*, The CMS Phase-1 pixel detector upgrade. — 2020. — arXiv:2012.14304.

31. *Khachatryan V. et al. (CMS Collaboration)*, CMS tracking performance results from early LHC operation // *Eur. Phys. J. C*. — 2010. — Vol. 70. — P. 1165. — arXiv:1007.1988.

32. *Hayrapetyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Performance of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JINST*. — 2024. — Vol. 19. — P. P09004. — arXiv:2403.15518.

33. *Sirunyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Electron and photon reconstruction and identification with the CMS experiment at the CERN LHC // *JINST*. — 2021. — Vol. 16. — P. P05014. — arXiv:2012.06888.

34. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration)*, Performance of the CMS hadron calorimeter with cosmic ray muons and LHC beam data // *Journal of Instrumentation*. — 2010. — Vol. 5. — P. T03012. — arXiv:0911.4991.

35. *Sirunyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JINST*. — 2018. — Vol. 13. — P. P06015. — arXiv:1804.04528.

36. *Khachatryan V. et al. (CMS Collaboration)*, The CMS trigger system // *JINST*. — 2017. — Vol. 12, no. 01. — P. P01020. — arXiv:1609.02366.

37. *Augustin J. E., Boyarski A. M. et al.* Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation // *Phys. Rev. Lett.* — 1974. — Dec. — Vol. 33. — Pp. 1406–1408.

38. *Aubert J. J., Becker U. et al.* Experimental observation of a heavy particle J // *Phys. Rev. Lett.* — 1974. — Dec. — Vol. 33. — Pp. 1404–1406.

39. *Abrams G. S. et al.* Discovery of a second narrow resonance in e^+e^- annihilation // *Phys. Rev. Lett.* — 1974. — Dec. — Vol. 33, no. 24. — Pp. 1453–1456.

40. *Partridge R., Peck C. et al.* Observation of an η_c candidate state with mass 2978 ± 9 MeV // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — Oct. — Vol. 45. — Pp. 1150–1153.

41. *Tanenbaum W. et al.* Radiative decays of the $\psi'(3684)$ into high mass states // *Phys. Rev. D*. — 1978. — Vol. 17. — P. 1731.

42. *Tanenbaum W. et al.* Observation of an intermediate state in $\psi'(3684)$ radiative cascade decay // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — Vol. 35. — P. 1323.

43. *Biddick C. J. et al.* Inclusive gamma-ray spectra from $\psi(3095)$ and $\psi'(3684)$ // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Vol. 38. — P. 1324.

44. *Whitaker J. S. et al.* Radiative decays of $\psi(3095)$ and $\psi'(3684)$ // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Vol. 37. — P. 1596.

45. *Rapidis P. A. et al.* Observation of a resonance in e^+e^- annihilation just above charm threshold // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Vol. 39. — P. 526.

46. *Brandelik R. et al. (DASP Collaboration)*, Total cross-section for hadron production by e^+e^- annihilation at center-of-mass energies between 3.6 GeV and 5.2 GeV // *Phys. Lett. B*. — 1978. — Vol. 76. — P. 361.

47. *Siegrist J. et al.* Observation of a resonance at 4.4 GeV and additional structure near 4.1 GeV in e^+e^- annihilation // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Vol. 36. — P. 700.

48. *Braunschweig W. et al. (DASP Collaboration)*, Radiative decays of the J/ψ and evidence for a new heavy resonance // *Phys. Lett. B*. — 1977. — Vol. 67. — Pp. 243–248.

49. *Shifman M. A., Vainshtein A. I. et al.* η_c puzzle in quantum chromodynamics // *Physics Letters B*. — 1978. — Vol. 77, no. 1. — Pp. 80–83.

50. *Brambilla N., Eidelman S. et al.* Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities // *Eur. Phys. J. C*. — 2011. — Vol. 71. — P. 1534. — arXiv:1010.5827.

51. *Faccini R., Pilloni A., Polosa A. D.* Exotic heavy quarkonium spectroscopy: a mini-review // *Modern Physics Letters A*. — 2012. — Vol. 27, no. 29. — P. 1230025. — arXiv:1209.0107.

52. *Lebed R. F.* Heavy-quark QCD exotica // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2017. — Vol. 93. — Pp. 143–194. — arXiv:1610.04528.

53. *Godfrey S.* The phenomenology of glueball and hybrid mesons // Workshop on Future Physics at COMPASS. — 2002. — 11. — arXiv:hep-ph/0211464.

54. *Brambilla N., Lai W. K. et al.* Spin structure of heavy-quark hybrids // *Phys. Rev. D*. — 2019. — Jan. — Vol. 99. — P. 014017. — arXiv:1805.07713.

55. *Chistov R. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of $B^+ \to \psi(3770)\, K^+$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Jul. — Vol. 93. — P. 051803. — arXiv:hep-ex/0307061.

56. *Swanson E. S.* Short range structure in the X(3872) // *Physics Letters B*. — 2004. — Vol. 588, no. 3. — Pp. 189–195. — arXiv:hep-ph/0311229.

57. *Voloshin M.* Interference and binding effects in decays of possible molecular component of X(3872) // *Physics Letters B*. — 2004. — Vol. 579, no. 3. — Pp. 316–320.

58. *Yu S. Y., Kang X. W.* Nature of X(3872) from its radiative decay // *Phys. Lett. B*. — 2024. — Vol. 848. — P. 138404. — arXiv:2308.10219.

59. *Esposito A., Glioti A. et al.* A short review on the compositeness of the X(3872) // *La Rivista del Nuovo Cimento*. — Vol. 48. — P. 95–155. — arXiv:2502.02505.

60. *Xu H., Yu N., Zhang Z.* Study the structure of X(3872) from its lineshape // *Eur. Phys. J. C*. — 2025. — Vol. 85. — P. 827. — arXiv:2401.00411.

61. *Takeuchi S., Yamaguchi Y. et al.* X(3872) revisited: the roles of OPEP and the quark degrees of freedom // *Prog. Theor. Exp. Phys.* — 2021. — Vol. 62, no. 4. — P. 77. — arXiv:2405.16794.

62. *Maiani L., Piccinini F. et al.* Diquark-antidiquark states with hidden or open charm and the nature of X(3872) // *Phys. Rev. D*. — 2005. — Vol. 71. — P. 014028. — arXiv:hep-ph/0412098.

63. *Aubert B. et al. (BABAR Collaboration)*, Search for a charged partner of the X(3872) in the B meson decay $B \to X^- K$, $X^- \to J/\psi\pi^-\pi^0$ // *Phys. Rev. D*. — 2005. — Feb. — Vol. 71. — P. 031501. — arXiv:hep-ex/0412051.

64. *Maiani L., Polosa A. D., Riquer V.* Indications of a four-quark structure for the X(3872) and X(3876) particles from recent Belle and BaBar data // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 182003. — arXiv:0707.3354.

65. *Aubert B. et al. (BABAR Collaboration)*, Study of $B \to X(3872)K$, with $X(3872) \to J/\psi\pi^+\pi^-$. // *Phys. Rev. D*. — 2008. — Jun. — Vol. 77. — P. 111101. — arXiv:0803.2838.

66. *Adachi I. et al. (Belle Collaboration)*, Study of X(3872) in B meson decays. — 2008. — Belle-CONF-0849. arXiv:0809.1224.

67. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Study of the lineshape of the $\chi_{c1}(3872)$ state // *Phys. Rev. D*. — 2020. — Vol. 102, no. 9. — P. 092005. — arXiv:2005.13419.

68. *Choi S. K. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of a resonance-like structure in the $\pi^\pm\psi(2S)$ mass distribution in exclusive $B \to K\pi^\pm\psi(2S)$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100. — P. 142001. — arXiv:0708.1790.

69. *Aubert B. et al. (BaBar Collaboration)*, Observation of a broad structure in the $\pi^+\pi^-\mathrm{J}/\psi$ mass spectrum around 4.26 GeV/c^2 // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 142001. — arXiv:hep-ex/0506081.

70. *Wang X. L. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of two resonant structures in $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\psi(2\mathrm{S})$ via Initial State Radiation at Belle // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 142002. — arXiv:0707.3699.

71. *Abe K. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of a charmoniumlike state produced in association with a J/ψ in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} \approx 10.6$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Feb. — Vol. 98. — P. 082001. — arXiv:hep-ex/0507019.

72. *Pakhlov P. et al. (Belle Collaboration)*, Production of new charmoniumlike states in $e^+e^- \to \mathrm{J}/\psi\mathrm{D}^{(*)}\overline{\mathrm{D}}^{(*)}$ at $\sqrt{s} \approx 10.6$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — May. — Vol. 100. — P. 202001. — arXiv:arXiv:0708.3812.

73. *Choi S. K. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of a near-threshold $\omega\mathrm{J}/\psi$ mass enhancement in exclusive $\mathrm{B} \to \mathrm{K}\omega\mathrm{J}/\psi$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 182002. — arXiv:hep-ex/0408126.

74. *Uehara S. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of a charmoniumlike enhancement in the $\gamma\gamma \to \omega\mathrm{J}/\psi$ process // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 092001. — arXiv:0912.4451.

75. *Ablikim M. et al. (BESIII Collaboration)*, Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\mathrm{J}/\psi$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 252001. — arXiv:1303.5949.

76. *Liu Z. Q. et al. (Belle Collaboration)*, Study of $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\mathrm{J}/\psi$ and observation of a charged charmonium-like state at Belle // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 252002. — arXiv:1304.0121.

77. *Xiao T., Dobbs S. et al.* Observation of the charged hadron $\mathrm{Z}_c^{\pm}(3900)$ and evidence for the neutral $\mathrm{Z}_c^0(3900)$ in $e^+e^- \to \pi\pi\mathrm{J}/\psi$ at $\sqrt{s} = 4170$ MeV // *Phys. Lett. B*. — 2013. — Vol. 727. — Pp. 366–370. — arXiv:1304.3036.

78. *Ablikim M. et al. (BESIII Collaboration)*, Observation of $\mathrm{Z}_c(3900)^0$ in $e^+e^- \to \pi^0\pi^0\mathrm{J}/\psi$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115, no. 11. — P. 112003. — arXiv:1506.06018.

79. *Bondar A. et al. (Belle Collaboration)*, Observation of two charged bottomonium-like resonances in $\Upsilon(5S)$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 122001. — arXiv:1110.2251.

80. *Ablikim M. et al. (BESIII Collaboration)*, Precise measurement of the $e^+e^- \to \pi^+\pi^- J/\psi$ cross section at energies from 3.77 to 4.60 GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118. — P. 092001. — arXiv:1611.01317.

81. *Ablikim M. et al. (BESIII Collaboration)*, Evidence of two resonant structures in $e^+e^- \to \pi^+\pi^- h_c$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118, no. 9. — P. 092002. — arXiv:1610.07044.

82. *Ablikim M. et al. (BESIII Collaboration)*, Observation of a charged charmoniumlike structure $Z_c(4020)$ and search for the $Z_c(3900)$ in $e^+e^- \to \pi^+\pi^- h_c$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 242001. — arXiv:1309.1896.

83. *Ablikim M. et al. (BESIII Collaboration)*, Observation of a charged $(D\overline{D}^*)^\pm$ mass peak in $e^+e^- \to \pi D\overline{D}^*$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 2. — P. 022001. — arXiv:1310.1163.

84. *Wang Z. G.* Reanalysis of X(4140) as axial-vector tetraquark state with QCD sum rules // *Eur. Phys. J. C.* — 2016. — Vol. 76, no. 12. — P. 657. — arXiv:1607.00701.

85. *Wang Z. G.* Scalar tetraquark state candidates: X(3915), X(4500) and X(4700) // *Eur. Phys. J. C.* — 2017. — Vol. 77, no. 2. — P. 78. — arXiv:1606.05872.

86. *Maiani L., Polosa A. D., Riquer V.* Interpretation of axial resonances in J/ψ–ϕ at the LHCb // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. 94. — P. 054026. — arXiv:arXiv:1607.02405.

87. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of a narrow pentaquark state, $P_c(4312)^+$, and of the two-peak structure of the $P_c(4450)^+$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 122. — P. 222001. — arXiv:1904.03947.

88. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \to J/\psi K^- p$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115. — P. 072001. — arXiv:1507.03414.

89. *Chen R., Liu X. et al.* Identifying exotic hidden-charm pentaquarks // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115. — P. 132002. — arXiv:1507.03704.

90. *Chen H. X., Chen W. et al.* The hidden-charm pentaquark and tetraquark states // *Phys. Rept.* — 2016. — Vol. 639. — Pp. 1–121. — arXiv:1601.02092.

91. *Amsler C., Pianori E., Robinson D., R. Workman.* Naming scheme for hadrons. — https://pdg.lbl.gov/2026/reviews/rpp2026-rev-naming-scheme-hadrons.pdf.

92. Heavy quark effective theory / Ed. by Y. Chen, A. Fujimori et al. — Springer, Berlin, Heidelberg, 2004.

93. *Sirunyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Study of the $B^+ \to J/\psi\overline{\Lambda}p$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *JHEP*. — 2019. — Vol. 12. — P. 100. — arXiv:1907.05461.

94. *Verkerke W., Kirkby D.* The RooFit toolkit for data modeling. // *eConf*. — 2003. — Vol. C0303241. — P. MOLT007. — arXiv:physics/0306116.

95. *Gaiser J. E.* Charmonium spectroscopy from radiative decays of the J/ψ and ψ': Ph.D. thesis / Stanford University. — 1982. — SLAC Report SLAC-R-255. URL: https://www-public.slac.stanford.edu/sciDoc/docMeta.aspx?slacPubNumber=slac-R-255.

96. *Landau L.* On the energy loss of fast particles by ionisation // *J. Phys. (USSR)*. — 1944. — Vol. 8.

97. *Jackson J. D.* Remarks on the phenomenological analysis of resonances // *Nuovo Cim.* — 1964. — Vol. 34. — P. 1644.

98. *Blatt J. M., Weisskopf V. F.* Theoretical nuclear physics. — New York: Springer, 1952.

99. *Sjöstrand T., Ask S. et al.* An introduction to PYTHIA 8.2 // *Comput. Phys. Commun.* — 2015. — Vol. 191. — Pp. 159–177. — arXiv:1410.3012.

100. *Lange D.J.* The EvtGen particle decay simulation package // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2001. — Vol. 462. — Pp. 152–155.

101. *Agostinelli S. et al. (GEANT4 Collaboration)*, GEANT4: A simulation toolkit // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2003. — Vol. 506. — Pp. 250–303.

102. *Cowan G., Cranmer K. et al.* Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics // *Eur. Phys. J. C*. — 2011. — Vol. 71. — P. 1554. — arXiv:1007.1727.

103. *Pivk M., Le Diberder F. R.* SPlot: a statistical tool to unfold data distributions // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2005. — Vol. 555. — P. 356. — arXiv:physics/0402083.

104. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Amplitude analysis of the $B^+ \to D^+D^-K^+$ decay // *Phys. Rev. D*. — 2020. — Dec. — Vol. 102. — P. 112003. — arXiv:2009.00026.

105. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of an exotic narrow doubly charmed tetraquark // *Nature Phys.* — 2022. — Vol. 18, no. 7. — Pp. 751–754. — arXiv:2109.01038.

106. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of new resonances decaying to $J/\psi K^+$ and $J/\psi\phi$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Vol. 127, no. 8. — P. 082001. — arXiv:2103.01803.

107. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of a $J/\psi\Lambda$ resonance consistent with a strange pentaquark candidate in $B^- \to J/\psi\Lambda\overline{p}$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — Jul. — Vol. 131. — P. 031901. — arXiv:2210.10346.

108. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, First observation of a doubly charged tetraquark and its neutral partner // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — Jul. — Vol. 131. — P. 041902. — arXiv:2212.02716.

109. *Weng X. Z., Chen X. L. et al.* Hidden-charm pentaquarks and P_c states // *Phys. Rev. D*. — 2019. — Jul. — Vol. 100. — P. 016014. — arXiv:1904.09891.

110. *Liu W. Y., Hao W. et al.* Resonances X(4140), X(4160), and $P_{cs}(4459)$ in the decay of $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ // *Phys. Rev. D*. — 2021. — Vol. 103, no. 3. — P. 034019. — arXiv:2012.01804.

111. *Magas V., Ramos À. et al.* Exotic hadrons in the $\Lambda_b^0 \to J/\psi\Lambda\phi$ decay // *Phys. Rev. D*. — 2020. — Vol. 102, no. 5. — P. 054027. — arXiv:2004.01541.

112. *Qiao C. F., Sun L. P., Sun P.* Testing charmonium production mechamism via polarized J/ψ pair production at the LHC // *J. Phys. G*. — 2010. — Vol. 37. — P. 075019. — arXiv:0903.0954.

113. *Lansberg J. P., Shao H. S.* Production of $J/\psi + \eta_c$ versus $J/\psi + J/\psi$ at the LHC: importance of real α_s^5 corrections // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 122001. — arXiv:1308.0474.

114. *Lansberg J. P., Shao H. S.* J/ψ-pair production at large momenta: indications for double parton scatterings and large α_s^5 contributions // *Phys. Lett. B*. — 2015. — Vol. 751. — Pp. 479–486. — arXiv:1410.8822.

115. *Sun L. P., Han H., Chao K. T.* Impact of J/ψ pair production at the LHC and predictions in nonrelativistic QCD // *Phys. Rev. D*. — 2016. — Vol. 94, no. 7. — P. 074033. — arXiv:1404.4042.

116. *Baranov S. P., Rezaeian A. H.* Prompt double J/ψ production in proton-proton collisions at the LHC // *Phys. Rev. D*. — 2016. — Vol. 93, no. 11. — P. 114011. — arXiv:1511.04089.

117. *Likhoded A. K., Luchinsky A. V., Poslavsky S. V.* Production of $J/\psi + \chi_c$ and $J/\psi + J/\psi$ with real gluon emission at LHC // *Phys. Rev. D*. — 2016. — Vol. 94, no. 5. — P. 054017. — arXiv:1606.06767.

118. *Calucci G., Treleani D.* Proton structure in transverse space and the effective cross-section // *Phys. Rev. D*. — 1999. — Vol. 60. — P. 054023. — arXiv:hep-ph/9902479.

119. *Del Fabbro A., Treleani D.* Scale factor in double parton collisions and parton densities in transverse space // *Phys. Rev. D*. — 2001. — Vol. 63. — P. 057901. — arXiv:hep-ph/0005273.

120. *Kom C. H., Kulesza A., Stirling W. J.* Pair production of J/ψ as a probe of double parton scattering at LHCb // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 082002. — arXiv:1105.4186.

121. *Baranov S. P., Snigirev A. M. et al.* Interparticle correlations in the production of J/ψ pairs in proton-proton collisions // *Phys. Rev. D*. — 2013. — Vol. 87, no. 3. — P. 034035. — arXiv:1210.1806.

122. *d'Enterria D., Snigirev A. M.* Enhanced J/ψ-pair production from double parton scatterings in nucleus-nucleus collisions at the Large Hadron Collider // *Phys. Lett. B*. — 2013. — Vol. 727. — Pp. 157–162. — arXiv:1301.5845.

123. *He Z. G., Kniehl B. A.* Complete nonrelativistic-QCD prediction for prompt double J/ψ hadroproduction // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115, no. 2. — P. 022002. — arXiv:1609.02786.

124. *Borschensky C., Kulesza A.* Double parton scattering in pair production of J/ψ mesons at the LHC revisited // *Phys. Rev. D*. — 2017. — Vol. 95, no. 3. — P. 034029. — arXiv:1610.00666.

125. *Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P.* Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium // *Phys. Rev. D*. — 1995. — Vol. 51. — P. 1125. — arXiv:hep-ph/9407339.

126. *Butenschoen M., Kniehl B. A.* World data of J/ψ production consolidate NRQCD factorization at NLO // *Phys. Rev. D*. — 2011. — Vol. 84. — P. 051501. — arXiv:1105.0820.

127. *Abe F. et al. (CDF Collaboration)*, Double parton scattering in $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$TeV // *Phys. Rev. D*. — 1997. — Vol. 56. — Pp. 3811–3832.

128. *Lansberg J. P., Shao H. S. et al.* Complete NLO QCD study of single- and double-quarkonium hadroproduction in the colour-evaporation model at the Tevatron and the LHC // *Phys. Lett. B*. — 2020. — Vol. 807. — P. 135559. — arXiv:2004.14345.

129. *Shao H. S.* HELAC-Onia: An automatic matrix element generator for heavy quarkonium physics // *Comput. Phys. Commun.* — 2013. — Vol. 184. — Pp. 2562–2570. — arXiv:1212.5293.

130. *Shao H. S.* HELAC-Onia 2.0: an upgraded matrix-element and event generator for heavy quarkonium physics // *Comput. Phys. Commun.* — 2016. — Vol. 198. — Pp. 238–259. — arXiv:1507.03435.

131. *Jung H. et al. (CASCADE Collaboration)*, The CCFM Monte Carlo generator CASCADE version 2.2.03 // *Eur. Phys. J. C*. — 2010. — Vol. 70. — Pp. 1237–1249. — arXiv:1008.0152.

132. *Badier J. et al. (NA3 Collaboration)*, Evidence for J/ψJ/ψ production in π^- Interactions at 150 GeV/c and 280 GeV/c // *Phys. Lett. B*. — 1982. — Vol. 114. — Pp. 457–460.

133. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of J/ψ pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Phys. Lett. B*. — 2012. — Vol. 707. — Pp. 52–59. — arXiv:1109.0963.

134. *Berezhnoy A. V., Likhoded A. K. et al.* Double J/ψ-meson production at LHC and 4*c*-tetraquark state // *Phys. Rev. D*. — 2011. — Vol. 84. — P. 094023. — arXiv:1101.5881.

135. *Khachatryan V. et al. (CMS Collaboration)*, Measurement of prompt J/ψ pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *JHEP*. — 2014. — Vol. 09. — P. 094. — arXiv:1406.0484.

136. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Measurement of the J/ψ pair production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP*. — 2017. — Vol. 06. — P. 047. — arXiv:1612.07451.

137. *Chen W., Chen H. X. et al.* Hunting for exotic doubly hidden-charm/bottom tetraquark states // *Phys. Lett. B*. — 2017. — Vol. 773. — Pp. 247–251. — arXiv:1605.01647.

138. *Wang Z. G.* Analysis of the $QQ\bar{Q}\bar{Q}$ tetraquark states with QCD sum rules // *Eur. Phys. J. C*. — 2017. — Vol. 77, no. 7. — P. 432. — arXiv:1701.04285.

139. *Wang G. J., Meng L., Zhu S. L.* Spectrum of the fully-heavy tetraquark state $QQ\bar{Q}'\bar{Q}'$ // *Phys. Rev. D*. — 2019. — Vol. 100, no. 9. — P. 096013. — arXiv:1907.05177.

140. *Liu M. S., Lü Q. F. et al.* All-heavy tetraquarks // *Phys. Rev. D*. — 2019. — Vol. 100, no. 1. — P. 016006. — arXiv:1901.02564.

141. *Berezhnoy A. V., Luchinsky A. V., Novoselov A. A.* Heavy tetraquarks production at the LHC // *Phys. Rev. D*. — 2012. — Aug. — Vol. 86. — P. 034004. — arXiv:1111.1867.

142. *Karliner M., Nussinov S., Rosner J. L.* $QQ\bar{Q}\bar{Q}$ states: masses, production, and decays // *Phys. Rev. D*. — 2017. — Vol. 95, no. 3. — P. 034011. — arXiv:1611.00348.

143. *Wu J., Liu Y. R. et al.* Heavy-flavored tetraquark states with the $QQ\bar{Q}\bar{Q}$ configuration // *Phys. Rev. D*. — 2018. — Vol. 97, no. 9. — P. 094015. — arXiv:1605.01134.

144. *Anwar M. N., Ferretti J. et al.* Spectroscopy and decays of the fully-heavy tetraquarks // *Eur. Phys. J. C*. — 2018. — Vol. 78, no. 8. — P. 647. — arXiv:1710.02540.

145. *Esposito A., Polosa A. D.* A $bb\overline{bb}$ di-bottomonium at the LHC? // *Eur. Phys. J. C*. — 2018. — Vol. 78, no. 9. — P. 782. — arXiv:1807.06040.

146. *Hughes C., Eichten E., Davies C. T. H.* Searching for beauty-fully bound tetraquarks using lattice nonrelativistic QCD // *Phys. Rev. D*. — 2018. — Vol. 97, no. 5. — P. 054505. — arXiv:1710.03236.

147. *Aaij R. et al. (LHCb Collaboration)*, Search for beautiful tetraquarks in the $\Upsilon(1S)\mu^+\mu^-$ invariant-mass spectrum // *JHEP*. — 2018. — Vol. 10. — P. 086. — arXiv:1806.09707.

148. *Sirunyan A. et al. (CMS Collaboration)*, Measurement of the $\Upsilon(1S)$ pair production cross section and search for resonances decaying to $\Upsilon(1S)\mu^+\mu^-$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett. B*. — 2020. — Vol. 808. — P. 135578. — arXiv:2002.06393.

149. *Gao Y., Gritsan A. V. et al.* Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders // *Phys. Rev. D*. — 2010. — Vol. 81. — P. 075022. — arXiv:1001.3396.

150. *Gritsan A. V., Roskes J. et al.* New features in the JHU generator framework: constraining Higgs boson properties from on-shell and off-shell production // *Phys. Rev. D*. — 2020. — Vol. 102, no. 5. — P. 056022. — arXiv:2002.09888.

151. *Dong X. K., Baru V. et al.* Coupled-channel interpretation of the LHCb double-J/ψ spectrum and hints of a new state near the $J/\psi J/\psi$ threshold // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Vol. 126, no. 13. — P. 132001. — arXiv:2009.07795.

152. *Guo F. K., Liu X. H., Sakai S.* Threshold cusps and triangle singularities in hadronic reactions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2020. — Vol. 112. — P. 103757. — arXiv:1912.07030.

153. *Gong C., Du M. C. et al.* Nature of X(6900) and its production mechanism at LHCb // *Phys. Lett. B.* — 2022. — Vol. 824. — P. 136794. — arXiv:2011.11374.

154. *Aad G. et al. (ATLAS Collaboration)*, Observation of structures in the $J/\psi + \psi(2S)$ mass spectrum with the ATLAS detector // *Phys. Rev. D.* — 2026. — Vol. 113, no. 11. — P. 112015. — arXiv:2509.13101.

155. *Tiwari R., Rathaud D. P., Rai A. K.* Spectroscopy of all charm tetraquark states // *Indian J. Phys.* — 2023. — Vol. 97, no. 3. — Pp. 943–954. — arXiv:2108.04017.

156. *Lu Y., Chen C. et al.* A discussion on the anomalous threshold enhancement of J/ψ–$\psi(3770)$ couplings and X(6900) peak // *Chin. Phys. C.* — 2024. — Vol. 48, no. 4. — P. 041001. — arXiv:2312.10711.

157. *Debastiani V. R., Navarra F. S.* A non-relativistic model for the $[cc][\bar{c}\bar{c}]$ tetraquark // *Chin. Phys. C.* — 2019. — Vol. 43, no. 1. — P. 013105. — arXiv:1706.07553.

158. *Karliner M., Rosner J. L.* Interpretation of structure in the di-J/ψ spectrum // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 102, no. 11. — P. 114039. — arXiv:2009.04429.

159. *Zhu R.* Fully-heavy tetraquark spectra and production at hadron colliders // *Nucl. Phys. B.* — 2021. — Vol. 966. — P. 115393. — arXiv:2010.09082.

160. *Wang G. J., Meng L. et al.* Higher fully charmed tetraquarks: radial excitations and P-wave states // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 104, no. 3. — P. 036016. — arXiv:2105.13109.

161. *Belov I., Giachino A., Santopinto E.* Fully charmed tetraquark production at the LHC experiments // *JHEP.* — 2025. — Vol. 01. — P. 093. — arXiv:2409.12070.

162. *Liu M. S., Liu F. X. et al.* Fully heavy tetraquark states and their evidences in LHC observations // *Phys. Rev. D*. — 2024. — Vol. 109, no. 7. — P. 076017. — arXiv:2006.11952.

163. *Faustov R. N., Galkin V. O., Savchenko E. M.* Fully heavy tetraquark spectroscopy in the relativistic quark model // *Symmetry*. — 2022. — Vol. 14, no. 12. — P. 2504. — arXiv:2210.16015.

164. *Feng F., Huang Y. et al.* Inclusive production of fully charmed tetraquarks at the LHC // *Phys. Rev. D*. — 2023. — Vol. 108, no. 5. — P. L051501. — arXiv:2304.11142.

165. *Celiberto F. G., Gatto G., Papa A.* Fully charmed tetraquarks from LHC to FCC: natural stability from fragmentation // *Eur. Phys. J. C*. — 2024. — Vol. 84, no. 10. — P. 1071. — arXiv:2405.14773.