

ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

МИЗЮК
Роман Владимирович

Кварконий и кваркониеподобные состояния

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва, 2014

Оглавление

| | |
|--|-----------|
| Введение | 5 |
| 1 Слабо возбужденные состояния кваркония | 8 |
| 1.1 Классификация уровней | 8 |
| 1.2 Экспериментальное изучение | 9 |
| 1.3 Предсказания для уровней кваркония | 12 |
| 1.3.1 Потенциальные модели | 12 |
| 1.3.2 Спектральные методы | 18 |
| 1.4 Аннигиляция кваркония | 20 |
| 1.4.1 Электромагнитная аннигиляция | 20 |
| 1.4.2 Сильная аннигиляция в легкие адроны | 22 |
| 1.4.3 Непертурбативные эффекты в адронной аннигиляции | 24 |
| 1.5 Радиационные переходы | 25 |
| 1.6 Адронные переходы между состояниями кваркония | 27 |
| 1.6.1 Рождение легких адронов глюонным оператором | 28 |
| 1.6.2 Двухпионные переходы | 29 |
| 1.6.3 Переходы с излучением η | 30 |
| 2 Состояния вблизи порогов $D\bar{D}/B\bar{B}$ и выше | 32 |
| 2.1 Обзор экспериментов | 32 |
| 2.2 Кваркониеподобные состояния вблизи порогов открытого аромата | 34 |
| 2.3 Кваркониеподобные состояния выше порогов | 35 |
| 3 Экспериментальная установка Belle | 39 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.1 | Коллайдер КЕКВ | 39 |
| 3.2 | Детектор Belle | 41 |
| 3.2.1 | Вершинный детектор | 42 |
| 3.2.2 | Дрейфовая камера | 44 |
| 3.2.3 | Аэрогелевый детектор Черенковского излучения | 45 |
| 3.2.4 | Система измерения времени пролета частиц | 47 |
| 3.2.5 | Электромагнитный калориметр | 48 |
| 3.2.6 | Мюонная система | 49 |
| 3.2.7 | Триггерная система | 49 |
| 3.2.8 | Идентификация заряженных треков | 51 |
| 3.2.9 | Моделирование детектора | 53 |
| 4 | Обнаружение P-волновых спин-синглетных состояний боттомония $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ | 55 |
| 4.1 | Метод восстановления | 56 |
| 4.2 | Отбор событий | 56 |
| 4.3 | Калибровочные каналы | 58 |
| 4.4 | Вклад распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ | 62 |
| 4.5 | Фитирование инклюзивного $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектра | 63 |
| 4.6 | Оценка систематических ошибок | 65 |
| 4.7 | Сечение рождения | 68 |
| 4.8 | Обсуждение полученных результатов | 70 |
| 5 | Обнаружение состояния $\eta_b(2S)$ и переходов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ | 73 |
| 5.1 | Метод восстановления | 74 |
| 5.2 | Отбор событий | 75 |
| 5.3 | Калибровка функции разрешения по энергии γ | 77 |
| 5.4 | Измерение параметров состояний $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ | 80 |
| 5.5 | Получение сигналов переходов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ | 83 |
| 5.6 | Измерение параметров состояний $\eta_b(1S)$ и $\eta_b(2S)$ | 85 |
| 5.7 | Измерение $\mathcal{B}[h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma]$ | 92 |
| 5.8 | Обсуждение полученных результатов | 94 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.9 | Проверка результата группы К. Сета по поиску $\eta_b(2S)$ | 97 |
| 6 | Обнаружение двух заряженных боттомониеподобных состояний | 105 |
| 6.1 | Резонансная структура $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$ | 105 |
| 6.2 | Резонансная структура $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-$ | 112 |
| 6.3 | Резонансная структура $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ | 115 |
| 6.4 | Обсуждение полученных результатов | 121 |
| 6.4.1 | Структура экзотических состояний Z_b | 122 |
| 6.4.2 | Динамическая модель состояний Z_b | 131 |
| 7 | Далиц анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ и обнаружение резонансных структур в канале $\chi_{c1}\pi^+$ | 133 |
| 7.1 | Отбор событий | 134 |
| 7.2 | Вероятность распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ | 135 |
| 7.3 | Формализм Далиц-анализа | 138 |
| 7.4 | Результаты фитирования | 142 |
| 7.5 | Два состояния Z^+ ? | 149 |
| 7.6 | Вероятности распадов $\bar{B}^0 \rightarrow K^*(892)^0\chi_{c1}$ | 153 |
| 7.7 | Угловые распределения в распадах χ_{c1} и J/ψ | 153 |
| 7.8 | Обсуждение полученных результатов | 154 |
| 8 | Далиц анализ распадов $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ и подтверждение $Z(4430)^+$ | 158 |
| 8.1 | Отбор событий | 159 |
| 8.2 | Распределения по диаграмме Далица | 161 |
| 8.3 | Формализм Далиц-анализа | 162 |
| 8.4 | Результаты фитирования | 163 |
| 8.5 | Дополнительные проверки | 168 |
| 8.6 | Угловые распределения в распаде $\psi(2S)$ | 169 |
| 8.7 | Вероятности распадов | 170 |
| 8.8 | Обсуждение полученных результатов | 171 |
| 9 | Обсуждение полученных результатов | 173 |

| | |
|-------------------|-----|
| Заключение | 182 |
| Список литературы | 186 |

Введение

Адронная спектроскопия является уникальной лабораторией для изучения сильного взаимодействия в непертурбативном режиме. Ожидается, что моделирование на решетках позволит дать описание адронов из первых принципов. В решеточных вычислениях наблюдается быстрый прогресс, однако для многих практических вопросов, особенно связанных с возбужденными состояниями, точность остается недостаточной. Поэтому в настоящее время активно используются эффективные теории и феноменологические модели.

В кварковой модели многочастичная динамика релятивистской системы не учитывается и адроны рассматриваются как связанные состояния конститuentных кварков. Мезоны состоят из $q\bar{q}$ пар, барионы – из qqq . Поиск других эффективных степеней свободы, таких как дикварк qq или валентный глюон g , продолжается в области легких адронов в течение десятилетий, однако надежно установленных экзотических состояний – тетракварков ($qq\bar{q}\bar{q}$), гибридных мезонов ($q\bar{q}g$) или глюболов (gg) – пока нет.

Применение кварковой модели к тяжелому кварконию было особенно успешным, поскольку эта система действительно приближенно нерелятивистская. Довольно неожиданно, сильно возбужденные состояния чармония и боттомония проявили многочисленные отклонения от предсказаний кварковой модели. Начиная с 2013 года экспериментально было обнаружено более десятка состояний, не вписывающихся в схему $q\bar{q}$ уровней. Пока что не существует общего теоретического понимания новых результатов.

Диссертация посвящена изучению кваркония и новых кваркониеподобных состояний, содержащих пару $c\bar{c}$ или $b\bar{b}$, но не похожих по своим свойствам на кварконий, т.е. имеющих, по-видимому, более сложную структуру. Представленные результаты

охватывают изучение области низких возбуждений в боттомонии, где были обнаружены спин-синглетные состояния $\eta_b(2S)$, $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$, области вблизи порогов рождения открытого аромата, т.е. $D\bar{D} B\bar{B}$ пар, наиболее интересной для интерпретации на сегодняшний день, где были обнаружены заряженные боттомониеподобные состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, и, наконец, области выше порогов, где были обнаружены заряженные чармониеподобные состояния $Z(4050)$ и $Z(4250)$, а также впервые подтверждено в Далиц-анализе заряженное состояние $Z(4430)$.

Диссертация состоит из введения, девяти глав и заключения.

Первая глава посвящена обсуждению низких возбуждений кваркония. После классификации уровней представлен обзор их экспериментального обнаружения и теоретических подходов к их описанию. Мы сравниваем предсказания пертурбативных вычислений для расщеплений и ширин с экспериментальными данными. Обсуждаются также спектральные методы.

Во второй главе представлены новые результаты по сильно возбужденным состояниям вблизи и выше порогов открытого аромата. Эти результаты получены за последнее десятилетие, и мы начинаем с обзора современных экспериментов. Затем последовательно обсуждаются обнаруженные состояния, внимание уделено открытым вопросам и перспективам получения ответов на них.

В третьей главе представлена экспериментальная установка Belle.

В четвертой главе начинается изложение результатов, вошедших в диссертацию. Мы начинаем с работы по обнаружению $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$, открывшей два новых направления исследований: с одной стороны, адронные переходы из $\Upsilon(5S)$ являются источником спин-синглетных и D -волновых состояний боттомония, с другой – здесь же рождаются состояния Z_b с, по-видимому, молекулярной структурой.

В пятой главе описано обнаружение радиационных переходов из $h_b(nP)$ в $\eta_b(mS)$, в результате обнаружено состояние $\eta_b(2S)$ и впервые точно измерены параметры $\eta_b(1S)$. Здесь же представлены результаты “закрытия” ложного сигнала $\eta_b(2S)$, полученного группой К. Сета на основании данных эксперимента CLEO.

Шестая глава посвящена состояниям $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. Мы описываем их обнаружение и измерение параметров в канале $h_b(nP)\pi^\pm$. Представлены также результаты феноменологического изучения состояний Z_b : получена их спиновая волновая

функция в предположении молекулярной структуры, дано предсказание для знака между амплитудами $\Upsilon(nS)\pi$ и $h_b(mP)\pi$.

Седьмая глава содержит представление Далиц-анализа распадов $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^+\pi^-$, в результате которого были обнаружены заряженные чармониеподобные состояния $Z(4050)$ и $Z(4250)$.

В восьмой главе представлен Далиц-анализ распада $B \rightarrow \psi(2S)K\pi^-$, в результате которого было подтверждено заряженное состояние $Z(4430)$.

Девятая глава содержит обсуждение полученных результатов.

Глава 1

Слабо возбужденные состояния кваркония

1.1 Классификация уровней

Состояния кваркония характеризуются орбитальным угловым моментом L , полным спином кварковой пары S и полным угловым моментом J , определяющим спин состояния, рассматриваемого как частица. Полный угловой момент является векторной суммой орбитального момента и спина: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Аналогично полный спин S является векторной суммой спинов кварка и антикварка: $\vec{S} = \vec{s}_q + \vec{s}_{\bar{q}}$. Очевидно, что S может принимать два значения: 0 и 1, а все состояния разделяются на спин-синглетные и спин-триплетные. Возбуждение радиального движения $q\bar{q}$ пары дает спектр уровней с одинаковыми L , S и J , отличающихся номером радиального возбуждения n_r , причем $n_r = 0$ соответствует самым низким уровням в этом спектре. Обычно все квантовые числа состояния кваркония записывают в виде символа $(n_r + 1)^{(2S+1)}L_J$, где значение L : $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ задается буквенным обозначением S, P, D, F, \dots . В этих обозначениях основное состояние с $L = 0, S = 0$ представляется как 1^1S_0 ($\eta_c(1S)$ в чармонии и $\eta_b(1S)$ в боттомонии), первое возбужденное состояние с теми же квантовыми числами – как 2^1S_0 ($\eta_c(2S)$ и $\eta_b(2S)$).

Значение L определяет четность состояния при инверсии пространства: $P = (-1)^{L+1}$, а L и S определяют четность при зарядовом сопряжении: $C = (-1)^{L+S}$. Следователь-

но, ранее упомянутое состояние 1S_0 имеет квантовые числа $J^{PC} = 0^{-+}$, а, например, состояние 3S_1 : $J^{PC} = 1^{-}$, т.е. квантовые числа фотона, так что такие состояния (J/ψ , $\psi(2S)$,... и $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$,...) рождаются в e^+e^- аннигиляции.

Описанная картина соответствует нерелятивистской системе, при этом релятивистские эффекты вносят некоторые изменения. Сохранение полного углового момента гарантирует, что состояния имеют определенное значение J . С другой стороны, величина L не сохраняется, в частности, оператор т.н. тензорного взаимодействия $S(S+1) - 3(\vec{S} \cdot \vec{r})(\vec{S} \cdot \vec{r})/r^2$ не коммутирует с оператором \vec{L}^2 для состояний с $S = 1$, поэтому происходит смешивание состояний с разными L . Из сохранения P четности следует, что могут смешиваться только состояния с одинаковой четностью L , а сохранение углового момента означает, что L могут отличаться не более чем на двойку. Например, состояние 3S_1 может иметь примесь состояния 3D_1 (т.н. ‘ $S - D$ смешивание’). Заметим, что смешивание по L отсутствует для некоторых состояний. Это все состояния с $J = L$ (как спин-синглетные так и спин-триплетные) и состояние 3P_0 . Эффекты смешивания для боттомония меньше, чем для чармония.

Применимость к чармонию и боттомонию нерелятивистского приближения всегда вызывала интерес к этим системам в надежде, что здесь динамика межкваркового взаимодействия не усложнена релятивистскими эффектами. На сколько эти эффекты являются существенными для чармония и боттомония можно оценить исходя из масс резонансов:

$$\frac{v^2}{c^2} \sim \frac{\Delta M}{M}, \quad (1.1)$$

где ΔM – разница масс основного состояния (например, 1^3S_1) и его первого радиального возбуждения (2^3S_1), M – масса одного из этих состояний. Для чармония $\frac{v^2}{c^2} \sim 0.2$, для боттомония – $\frac{v^2}{c^2} \sim 0.06$. Небольшие, но не пренебрежимо малые значения делают релятивистские эффекты наблюдаемыми, что еще более расширяет область, доступную для изучения в чармонии и боттомонии.

1.2 Экспериментальное изучение

В ноябре 1974 года группы, работавшие в лабораториях BNL и SLAC, сообщили об обнаружении новой частицы, сегодня известной как J/ψ [1, 2]. Группа из BNL

под руководством С. Тинга использовала выведенный из ускорителя AGS пучок протонов с энергией 28 GeV, который взаимодействовал с бериллиевой мишенью. Для регистрации частиц использовался двухплечевой спектрометр. Узкий пик наблюдался в распределении по инвариантной массе e^+e^- пар. Группа из SLAC под руководством Б. Рихтера работала на e^+e^- коллайдере SPEAR с использованием детектора Mark-I (который был первым 4π детектором). Пик наблюдался в сечениях реакций $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Значение массы у обеих групп получилось вблизи $3.10 \text{ GeV}/c^2$, что находилось уже за пределами области известных тогда резонансов. Обнаружение тяжелого узкого резонанса означало наблюдение принципиально нового явления. Результаты вызвали огромный интерес, как рассказывают старшие коллеги, физика пережила “Ноябрьскую революцию”. Основной (но не единственной тогда) интерпретацией являлось связанное состояние $c\bar{c}$ кварков, которые были предсказаны в ГИМ механизме для объяснения малости параметра осцилляций нейтральных каонов [3]. Если до открытия J/ψ мезона кварки воспринимались многими физиками как удобная чисто математическая схема для классификации адронов, то после “революции” кварки были признаны как фундаментальные частицы и многие воспринимают именно этот момент как начало современной физики элементарных частиц. Интерес к кварконию остается высоким и связан с возможностью изучения КХД в приближенно нерелятивистской системе.

Уже через 2 недели после обнаружения J/ψ на SPEAR было найдено первое радиальное возбуждение в системе $c\bar{c}$: $\psi(2S)$ [4]. В дальнейшем на e^+e^- коллайдерах SPEAR и DORIS (DESY) было найдено еще четыре 1^{--} состояния: $\psi(3770)$ (Mark-I, 1977 [5]), $\psi(4040)$ и $\psi(4160)$ (DASP на DORIS, 1978 [6]), $\psi(4415)$ (Mark-I, 1976 [7]); все они находятся уже выше порога рождения $D\bar{D}$ и, поэтому, широкие.

Триплет P -волновых уровней χ_{cJ} был обнаружен в электрических дипольных переходах из $\psi(2S)$ на коллайдерах SPEAR и DORIS в 1975 году [8, 9].

Наконец, первое спин-синглетное состояние η_c было обнаружено в запрещенном $M1$ переходе $\psi(2S) \rightarrow \eta_c\gamma$ в эксперименте Crystal Ball на SPEAR в 1980 году [10].

В течение следующих 22 лет – в период 1980-2002 – новых состояний обнаружено не было.

История обнаружения боттомония повторяет историю чармония со сдвижкой на

несколько лет. Первые состояния боттомония были обнаружены в 1977 году в лаборатории FNAL группой Л. Ледермана с использованием протон-ядерных столкновений [11, 12]. Здесь были найдены состояния $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$. Дальнейшее изучение спектроскопии боттомония происходило на e^+e^- коллайдерах DORIS и DORIS-II в DESY, CESR в Cornell и VEPP-4 в Новосибирске. К 1985 году были обнаружены радиальные возбуждения в системе Υ вплоть до $\Upsilon(6S)$ и P -волновые состояния $\chi_{bJ}(nP)$ с $n = 1, 2$. Период 1985-2004 прошел без обнаружения новых состояний.

Новая эпоха в обнаружении состояний кваркония началась в 2002 году, когда эксперимент Belle обнаружил состояние $\eta_c(2S)$ в распадах B -мезонов [13] и в процессе парного эксклюзивного рождения совместно с J/ψ [14]. Мы расскажем подробнее о современных экспериментах, изучающих кварконий, в следующей главе, посвященной сильно возбужденным состояниям. Здесь же мы кратко опишем вклад современных экспериментов в изучение спектроскопии ниже порогов.

В 2005 году эксперимент CLEOc обнаружил спин-синглетное состояние h_c в переходах из $\psi(2S)$ с излучением π^0 [15]. Использовался канал $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ как с инклюзивным, так и с полным восстановлением η_c в адронных модах. Эти два результата заполнили схему уровней чармония ниже порога рождения $D\bar{D}$.

В 2012 году эксперимент Belle обнаружил кандидата в состояние $\psi_2(1D)$ с квантовыми числами $J^{PC} = 2^{--}$ в распаде $B \rightarrow \psi_2(1D)K \rightarrow (\chi_{c1}\pi)K$ [16]. Это состояние расположено между порогами $D\bar{D}$ и $D\bar{D}^*$. Сохранение P -четности не позволяет $\psi_2(1D)$ распадаться на $D\bar{D}$, поэтому оно узкое. Ожидается еще только одно узкое состояние чармония – $\eta_{c2}(1D)$ (2^{-+}). Остальные состояния должны быть расположены заметно выше порога $D\bar{D}^*$, и, следовательно, широкими.

В области боттомония первое спин-синглетное состояние было обнаружено в 2008 году в эксперименте BaBar с использованием радиационных $M1$ переходов из $\Upsilon(3S)$ [17] и $\Upsilon(2S)$ [18]. В дальнейшем в эксперименте Belle были обнаружены спин-синглетные состояния $\eta_b(2S)$ [19], $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ [20]. Эти результаты являются частью диссертации и описаны в следующих главах.

Первое D -волновое возбуждение $\Upsilon(1D)$ было обнаружено в эксперименте CLEO в 2004 году [21]. Использовались переходы $\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_b(2P)\gamma \rightarrow \Upsilon(1D)\gamma\gamma$. В дальнейшем в эксперименте Belle были обнаружены переходы из $\Upsilon(5S)$ в $\Upsilon(1D)$ с излучением

$\pi^+\pi^-$ [22] и η [23]. Три состояния в мультиплете с $J = 1, 2, 3$ разделить пока не удалось. Наконец, в экспериментах ATLAS, D0 и LHCb был найден мультиплет $\chi_{bJ}(3P)$ [24, 25, 26, 27]. Состояния с разными J пока не разделены. Таблица всех подпороговых состояний кваркония, обнаруженных начиная с 2008 года, показана в главе 9.

Все эти новые результаты позволяют проверять теоретические предсказания, которые являются относительно надежными для состояний ниже порога открытого аромата. Наличие согласия между предсказаниями потенциальных моделей, эффективных теорий и решеточных вычислений в этой области вызывает особенный интерес ввиду трудностей с описанием сильно возбужденных состояний.

Теоретические предсказания для кваркония и их сравнение с экспериментом мы представим в следующем разделе.

1.3 Предсказания для уровней кваркония

1.3.1 Потенциальные модели

Лидирующее нерелятивистское приближение

Широко используемым подходом к описанию чармония и боттомония является рассмотрение его динамики по аналогии с атомом водорода или с позитронием в нерелятивистском пределе с использованием уравнения Шредингера с потенциалом $V(r)$, зависящим от расстояния r между кварком и антикварком. Форма потенциала на малых расстояниях определяется пертурбативной КХД. В наинизшем порядке обмен глюоном между медленными кварками полностью аналогичен обмену фотоном в КЭД, так что взаимодействие бесцветной пары имеет кулоновскую форму:

$$V_0(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}, \quad (1.2)$$

где α_s – константа связи КХД. Если учесть зависимость от масштаба, константа α_s из уравнения (1.2) должна быть заменена бегущей константой связи $\alpha_s(r)$. В однопетлевом приближении

$$\alpha_s(r) = \frac{2\pi}{9 \ln \frac{1}{r \Lambda_{QCD}}}. \quad (1.3)$$

Пертурбативный потенциал КХД сейчас вычислен уже в трехпетлевом приближении [32]. Однако практическая ценность этих результатов ограничена: пертурбативная КХД работает на расстояниях гораздо меньших, чем размер любых состояний кваркония. На средних и больших расстояниях требуется привлечение моделей взаимодействия между кварками. Явление невылетания кварков подсказывает, что потенциал должен возрасти на больших расстояниях. Наиболее распространен выбор линейного потенциала: $V(r) = \sigma r$. Такое поведение вытекает из идеи сужения хромоелектрического поля между кварками в трубку, похожую на струну с постоянным натяжением.

Информацию о потенциале можно также получить из решеточных вычислений: это энергия бесконечно тяжелой пары, разделенной расстоянием r . Численные результаты [33] дают зависимость, похожую на кулоновский потенциал на малых расстояниях и линейно возрастающий потенциал на больших.

В отличие от позитрония в КЭД, потенциальный подход в КХД формально оправдан только для масс кварков порядка сотни GeV/c^2 . В этом пределе волновые функции состояний локализованы на малых расстояниях, где применимы пертурбативные вычисления, и весь подход самосогласован. При учете непертурбативных эффектов самосогласованность нарушается [34, 35, 36]. Причину этого легко понять [34]. Действительно, потенциал предполагает мгновенное взаимодействие. В реальности взаимодействие между кварком и антикварком посредством глюонного поля вызывает возбуждение непертурбативных легких степеней свободы, так что система не может больше рассматриваться как двухчастичная. Взаимодействие посредством обмена таким полем имеет характерный временной масштаб $1/\Lambda_{QCD}$ и может рассматриваться как мгновенное, если кварки являются медленными, т.е. характерное время эволюции волновой функции кваркония велико на этом масштабе. Для чармония и боттомония можно оценить время эволюции как обратное к характерному расстоянию между уровнями, $M(\psi(2S)) - M(J/\psi) \approx M(\Upsilon(2S)) - M(\Upsilon(1S)) \approx 600 \text{ MeV}$, что является сравнимым с Λ_{QCD} .

Этот же эффект можно рассматривать как результат взаимодействия связанной системы кварка-антикварка с флуктуациями глюонного поля [34]. Если характерная частота флуктуаций велика по сравнению с характерной частотой кваркония, то поле

“подстраивается” к изменяющейся волновой функции и эффект такого взаимодействия можно учесть модификацией потенциала. Если же характерная частота поля мала, что соответствует флуктуациям с большой длиной волны, ответственным за возникновение глюонного конденсата:

$$\left\langle \frac{\alpha_S}{\pi} (F_{\mu\nu}^a)^2 \right\rangle = 0.012 - 0.018 \text{ GeV}, \quad (1.4)$$

то возникает запаздывание поля по сравнению с волновой функцией, что дает непотенциальный эффект. Характерная частота длинноволновых флуктуаций определяется инфракрасным параметром Λ_{QCD} .

Другими словами, фактически в КХД отсутствует параметр, который оправдывает описание чармония или боттомония как систему двух тел, взаимодействующую через потенциал. Однако из-за невыясненных пока причин, такое описание работает хорошо, особенно если не требовать очень высокой точности и не пытаться описать сильно возбужденные состояния. Практически любая параметризация потенциала, похожая на кулоновскую форму на малых расстояниях и линейное возрастание на больших, после оптимизации параметров дает разумное описание свойств состояний чармония и боттомония. С другой стороны, различные параметризации потенциала, дающие хорошее описание состояний кваркония, как оказалось, практически совпадают в той области, где волновые функции соответствующих состояний отличны от нуля [37]. Примеры потенциалов можно найти в работах [38, 39, 40].

Одной из наиболее развитых является Корнельская модель [38, 41, 42], использующая простой потенциал, являющийся суммой кулоновской и линейной частей:

$$V(r) = -\frac{\kappa}{r} + \frac{r}{a}, \quad (1.5)$$

и добавляющая затем более тонкие эффекты, такие как релятивистские члены, отвечающие за тонкую и сверхтонкую структуру уровней кваркония, а также, что является важным, включающая связь систем $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$ с парами $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ и $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ соответственно. Эта связь учитывает появление примеси адронных пар в состояниях кваркония выше порогов открытых ароматов и часто игнорируется в потенциальных моделях.

Зависящее от спина взаимодействие

Зависящая от спина и орбитального момента часть потенциала содержит слагаемые трех типов:

$$V_1(r) = V_{LS}(r) (\vec{L} \cdot \vec{S}) + V_T(r) \left[S(S+1) - \frac{3(\vec{S} \cdot \vec{r})(\vec{S} \cdot \vec{r})}{r^2} \right] + V_{SS}(r) \left[S(S+1) - \frac{3}{2} \right]. \quad (1.6)$$

Спин-орбитальное V_{LS} и тензорное V_T слагаемые описывают расщепления между состояниями с одинаковыми L и S , но разными J , спин-спиновое слагаемое V_{SS} – между спин-синглетными и спин-триплетными состояниями.

Взаимодействие в уравнении (1.6) возникает в порядке v^2/c^2 нерелятивистского разложения и требует дополнительных модельно-зависимых предположений. В рамках феноменологического подхода обычно предполагают, что части статического потенциала (например такого, как в уравнении (1.5)) соответствуют определенным Лоренц-структурам релятивистского взаимодействия между кварками [43, 44, 28] или, другими словами, обмену между кварком и антикварком “чем-то” с определенным спином. Кулоновская часть рассматривается как результат обмена векторной частицей:

$$(\bar{u}\gamma^\mu u)(\bar{v}\gamma_\mu v) V_V(q^2), \quad (1.7)$$

где u и v – дираковские спиноры кварка и антикварка, а линейная часть потенциала рассматривается как часть векторного обмена [43, 44], или скалярного обмена [29, 31], или смеси обоих [45]. В предположении, что обмены ограничиваются векторным и скалярным, зависящие от спинов слагаемые в уравнении (1.6) можно выразить через векторную $V_V(r)$ и скалярную $V_S(r)$ части статического потенциала при помощи стандартного разложения Брейта-Ферми до порядка v^2/c^2 [46]:

$$V_{LS} = \frac{1}{2m_q^2 r} \left(3 \frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_S}{dr} \right), \quad (1.8)$$

$$V_T = \frac{1}{6m_q^2} \left(\frac{d^2 V_V}{dr^2} - \frac{1}{r} \frac{dV_V}{dr} \right), \quad (1.9)$$

$$V_{SS} = \frac{1}{3m_q^2} \Delta V_V, \quad (1.10)$$

где m_q – масса s или b кварка, $\Delta = \nabla^2$ – трехмерный Лапласиан.

Потенциал (1.10) дает, согласно уравнению (1.2), точечное спин-спиновое взаимодействие:

$$V_{SS} = \frac{16\pi\alpha_s}{9m^2} \delta^{(3)}(\vec{r}) , \quad (1.11)$$

Это означает, что сверхтонкое расщепление пропорционально квадрату модуля волновой функции в нуле $|\psi(0)|^2$.

Очевидно, что точечное поведение спин-спинового взаимодействия может быть нарушено в более высоких порядках пертурбативной КХД, а также непертурбативной динамикой [47]. Несмотря на это, экспериментально измеренное сверхтонкое расщепление в чармонии очень похоже на результат точечного взаимодействия. Действительно, пропорциональность сверхтонкого расщепления величине $|\psi(0)|^2$ означает, что разница масс между 3S_1 и 1S_0 состояниями должна быть пропорциональна электронной ширине векторного состояния 3S_1 (ширина аннигиляции также пропорциональна $|\psi(0)|^2$), а для P -волновых состояний сверхтонкое расщепление должно быть очень маленьким из-за исчезающе малого значения волновой функции в нуле. Эти рассуждения подразумевают следующие соотношения:

$$\frac{M(\psi(2S)) - M(\eta_c(2S))}{M(J/\psi) - M(\eta_c(1S))} \approx \frac{\Gamma_{ee}(\psi(2S))}{\Gamma_{ee}(J/\psi)} . \quad (1.12)$$

и

$$M(h_c(1P)) \approx \overline{M}(\chi_{cJ}(1P)) . \quad (1.13)$$

где $\overline{M}(\chi_{cJ}) = [5M(\chi_{c2}) + 3M(\chi_{c1}) + M(\chi_{c2})]/9$ – “центр масс” мультиплета 3P_J состояний, который не сдвигается ни спин-орбитальным, ни тензорным взаимодействием в уравнении (1.6). Согласно табличным значениям [48], отношение электронных ширин в правой части уравнения (1.12) составляет 0.427 ± 0.013 , а отношение расщеплений в левой стороне – 0.413 ± 0.012 , т.е. наблюдается согласие в пределах одного стандартного отклонения. Далее, центр масс спин-триплетных состояний χ_{cJ} находится при $\overline{M}(\chi_{cJ}) = 3525.30 \pm 0.07 \text{ MeV}/c^2$, что соответствует сверхтонкому расщеплению $\overline{M}(\chi_{cJ}) - M(h_c) = -0.08 \pm 0.13 \text{ MeV}/c^2$ [48]. Таким образом, простые соотношения (1.12) и (1.13) для чармония выполняются удивительно хорошо.

Отметим, что в данной работе впервые были получены экспериментальные данные, позволившие сделать аналогичные оценки для боттомония: были обнаружены

состояния $\eta_b(2S)$, $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$. Как описано в Главах 4 и 5, найдено, что соотношения (1.12) и (1.13) для боттомония выполняются в пределах экспериментальной точности. Это показывает, что конфайнмент не различает спинов тяжелых кварков (“spin-blind”). Дальнейшей задачей является измерение отклонения от этих соотношений и их теоретическое предсказание.

Спин-орбитальная и тензорная силы в уравнении (1.6) дают тонкое расщепление уровней кваркония, а тензорное слагаемое – еще и смешивание состояний со значениями L , отличающимися на две единицы. Рассмотрим тонкую структуру 3P_J состояний χ_{cJ} . Сдвиги масс состояний с различными J относительно $\overline{M}(\chi_{cJ})$ определяются средними $\langle V_{LS} \rangle$ и $\langle V_T \rangle$ по координатной P -волновой функции как

$$\delta M({}^3P_0) = -2\langle V_{LS} \rangle + 2\langle V_T \rangle, \quad \delta M({}^3P_1) = -\langle V_{LS} \rangle - \langle V_T \rangle, \quad \delta M({}^3P_2) = \langle V_{LS} \rangle + \frac{1}{5}\langle V_T \rangle. \quad (1.14)$$

Используя измеренные массы χ_{cJ} [48], можно найти средние для $1P$ триплета чармония:

$$\begin{aligned} \langle V_{LS} \rangle &= \frac{1}{12} [5 M(\chi_{c2}) - 3 M(\chi_{c1}) - 2 M(\chi_{c0})] \approx 35 \text{ MeV}, \\ \langle V_T \rangle &= \frac{5}{36} [M(\chi_{c2}) - 3 M(\chi_{c1}) + 2 M(\chi_{c0})] \approx -20 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Эти оценки показывают, что для описания наблюдаемых расщеплений между состояниями χ_{cJ} требуются как LS , так и тензорное взаимодействие, причем сравнимой интенсивности. Если предположить, что эти взаимодействия вызваны одноглюонным обменом и использовать векторный кулоновский потенциал в уравнениях (1.8) и (1.9), то знак вкладов получается правильным, но интенсивность LS компоненты оказывается завышенной: $V_{LS}/V_T|_{Coul} = -3$. Подавление спин-орбитального взаимодействия возникает за счет скалярного потенциала V_S . Таким образом, чармоний не похож на чисто кулоновскую систему. Аналогичная картина наблюдается в боттомонии.

Потенциальные модели и предсказания новых состояний

После того как параметры потенциальной модели зафиксированы из оптимального описания данных, естественно использовать ее для предсказания более высоких еще не обнаруженных состояний кваркония. За четыре десятилетия сделано значительное

количество предсказаний, например, [38, 41, 42, 45, 49, 50, 51], причем они заметно отличаются между моделями. К сожалению, в этом подходе невозможно указать точность предсказаний, поэтому невозможно понять, насколько успешной является данная конкретная модель. Тем не менее, полученные результаты дают общие черты спектра высоких возбуждений. Тонкие и сверхтонкие расщепления уровней меньше, чем общая неопределенность в их положении. Вопрос высоких возбуждений чармония и боттомония вызывает в последнее время высокий интерес из-за обнаружения на B -фабриках и в других экспериментах значительного количества новых кваркониеподобных состояний, часто с аномальными свойствами.

1.3.2 Спектральные методы

Потенциальные модели тяжелого кваркония интуитивны и очень удобны для вычисления различных характеристик тяжелых резонансов. Однако их нельзя считать полностью удовлетворительными из-за отсутствия прямой связи с КХД.

Более непосредственную связь с первыми принципами КХД имеют методы, основанные на спектральных соотношениях для корреляторов в КХД. Этот подход можно проиллюстрировать, рассматривая корреляционную функцию вида $F(x) = \langle 0|T \{O^\dagger(x), O(0)\}|0\rangle$, где $O(x)$ – локальный оператор и $|0\rangle$ – вакуумное состояние в КХД. Оператор $O(x)$ содержит фактор $\bar{q}\Gamma q$ ($q = c$ или b , Γ – некоторая структура) и, следовательно, рождает состояния кваркония. Корреляционная функция может быть записана как сумма по физическим состояниям $|n\rangle$, содержащим $q\bar{q}$ пары:

$$F(x) = \sum_n |\langle n|O|0\rangle|^2 D_n(x) , \quad (1.16)$$

где $D_n(x)$ – пропагатор состояния n . Состояния с наименьшей массой, дающие вклад в сумму, – резонансы кваркония; при более высоких массах дают вклад также состояния континуума, содержащие пару $q\bar{q}$ кварков. Соответствующим выбором оператора $O(x)$ можно выделить состояния с определенными квантовыми числами, а правильный выбор x позволяет достичь доминирования в сумме требуемого резонанса.

Связь с “первыми принципами” возникает, если коррелятор F можно вычислить в необходимом диапазоне x методами КХД, и, таким образом, связать феноменологические свойства адронов с результатами вычисления КХД.

Существует два подхода к вычислению коррелятора F : численное моделирование в решеточной КХД и аналитические расчеты в пертурбативной КХД. Решеточный подход позволяет, в принципе, оценивать коррелятор на больших Евклидовых расстояниях x , где спектральная сумма определяется только одним – самым низким по массе – состоянием кваркония, так что можно найти массу этого состояния. С другой стороны, аналитические методы КХД ограничены относительно малыми значениями x , где существенен вклад не только основного состояния, но и более высоких возбуждений. По этой причине аналитические методы называют правилами сумм КХД. Возможность их использования для описания основного состояния в данном канале зависит от наличия промежуточного диапазона параметра, аналогичного x , в котором можно одновременно контролировать и неопределенность вычислений КХД на малых расстояниях, и феноменологическую неопределенность из-за вклада более высоких возбуждений.

Решеточные методы и ограничения спектрального подхода

Основной надеждой для решения проблемы вычислений за пределами пертурбативной теории по α_s , не ограниченной процессами КХД на малых расстояниях, являются решеточные вычисления. В частности, естественным применением этого подхода является вычисление корреляторов для точек, далеко отстоящих в Евклидовом пространстве, что дает возможность полностью изучить основное состояние в каждом канале. Однако практическое применение решеточных вычислений для тяжелого кваркония сопряжено с трудностями. Детальное обсуждение последних достижений дано в работе [30]. В настоящий момент точность решеточных вычислений даже для основных состояний в каждом J^{PC} канале требует дальнейшего улучшения. Далее в Главе 5 мы обсудим предсказания для масс состояний $\eta_b(nS)$ и сверхтонких расщеплений в мультиплете $1S$.

Спектральные методы, как аналитические, так и численные, сталкиваются с дополнительными трудностями при изучении возбужденных состояний. Действительно, основной вклад в спектральную сумму на конечном Евклидовом отрезке всегда дает самое низкое физическое состояние. При увеличении расстояния можно лишь повысить чувствительность к свойствам основного состояния, однако не существует

способа “сфокусировать” спектральные методы на возбужденных состояниях.

Более того, даже при изучении самого низкого состояния в каждом канале точность спектральных методов ограничена из-за аннигиляции кваркония в легкие адроны. Это ограничение похоже на проблему с возбужденными каналами: самое низкое состояние кваркония в канале с данными квантовыми числами J^{PC} , конечно, не является самым низким адронным состоянием в этом канале. Существует феноменологическое правило, согласно которому смешивание адронов с разными скрытыми ароматами, хотя не запрещено законами сохранения, является динамически подавленным. Это правило носит имя Okubo [52]-Zweig [53]-Iizuka [54] (OZI), обсуждаемый эффект является нарушением этого правила. Заметим, что в векторном канале смешивание легких адронов и скрытого тяжелого аромата начинается в порядке α_s^3 из-за сохранения C -четности. В каналах с положительной C -четностью такое смешивание начинается уже в порядке α_s^2 (кроме канала с $J = 1$, где смешивание запрещено теоремой Ландау-Янга [55, 56, 28]), так что OZI-нарушающие эффекты должны быть более существенными в этих каналах.

1.4 Аннигиляция кваркония

В аннигиляцию дают вклад два взаимодействия: сильное, отвечающее за большинство процессов, и электромагнитное, играющее существенную роль для векторных состояний 1^{--} и для двухфотонной аннигиляции C четных состояний с $J \neq 1$. Рассмотрим сначала электромагнитный процесс.

1.4.1 Электромагнитная аннигиляция

Аннигиляция 3S_1 состояний через виртуальный фотон

Состояния 3S_1 имеют квантовые числа фотона $J^{PC} = 1^{--}$ и могут аннигилировать в пары лептонов или легких кварков через один виртуальный фотон. Этот же процесс, обращенный по времени, приводит к рождению 3S_1 состояний как резонансов в e^+e^- аннигиляции. Ширину распада можно оценить в нерелятивистской картине, где кварконий описывается волновой функцией $\psi(\vec{r})$, зависящей от взаимного положения

кварков $\vec{r} = \vec{r}_q - \vec{r}_{\bar{q}}$. Аннигиляция происходит на характерных расстояниях $1/m_q$, которые следует считать пределом $r \rightarrow 0$ для нерелятивистской пары, так что амплитуда аннигиляции пропорциональна волновой функции в нуле. Для S -волновых состояний волновая функция содержит только радиальную часть R_{nS} : $\psi_{nS}(\vec{r}) = R_{nS}/\sqrt{4\pi}$, и выражение для электронной ширины принимает вид:

$$\Gamma_{ee}(n^3S_1) = \frac{4\alpha^2 e_q^2}{M^2} |R_{nS}(0)|^2 \left(1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}\right), \quad (1.17)$$

где $e_q = 2/3$ или 1.3 – электрический заряд тяжелого кварка в единицах заряда позитрона, M – масса кваркония, член в скобках с α_s дает первую поправку КХД. Константы связи α_s и α необходимо брать при масштабе m_q (или M) как следует для процесса, происходящего на расстоянии $\sim 1/m_q$. Поправка КХД для чармония велика: $-(0.35 \div 0.5)$ для $\alpha_s(m_q)$ в реалистичном диапазоне $0.2 \div 0.3$, что указывает на важность более высоких поправок [57]. Среди других неопределенностей – релятивистские поправки, для чармония они составляют несколько десятков процентов. Существует дополнительная неопределенность из-за непертурбативных эффектов, связанных с невозможностью описать кварконий как двухчастичную систему. Если, несмотря на эти проблемы, использовать потенциальные модели и уравнение (1.17), а также похожие формулы для других электронных ширин, результаты находятся в качественном согласии с экспериментом, хотя приписать ошибку результатам вычислений не удастся, потому, что их точность не контролируется.

В рамках потенциальных моделей отношение электронных ширин для $\psi(2S)$ и J/ψ является оценкой отношения волновых функций в нуле, что уже использовалось ранее в уравнении (1.12).

Аннигиляция смешанных ${}^3D_1 - {}^3S_1$ состояний через виртуальный фотон

Квантовые числа 3D_1 состояния: $J^{PC} = 1^{--}$ позволяют этому состоянию распадаться через один виртуальный фотон. Однако в чистом D -волновом состоянии волновая функция в нуле исчезающе мала, так что в лидирующем нерелятивистском приближении амплитуда аннигиляции равна нулю. Конечный вклад возникает в порядке v^2/c^2 из-за двух механизмов. Первый: ${}^3D_1 - {}^3S_1$ смешивание из-за тензорной силы, второй возникает при разложении D волновой координатной функции на расстоянии

аннигиляции $1/m_q$ и пропорционален второй производной волновой функции в нуле: $R''_{nD}(0)/m_q^2$, который также имеет порядок $p^2/m^2 \sim v^2/c^2$ по сравнению с S -волновой функцией в нуле. Второй механизм сам по себе дает следующее предсказание для ширины [28]:

$$\Gamma_{ee}(n^3D_1) = \frac{200 \alpha^2 e_c^2}{M^6} |R''_{nD}(0)|^2, \quad (1.18)$$

где пертурбативная поправка КХД не включена. Прямая аннигиляционная амплитуда и амплитуда из-за смешивания полностью интерферируют и имеют тот же порядок по v^2/c^2 . Поэтому требуется рассмотрение обоих вкладов. Феноменологически, резонанс $\psi(3770)$ считается как раз таким, в основном 1^3D_1 волновым, состоянием с примесью 3S_1 волновой функции. Простейшая модель примеси использует близость массы состояния ψ' и рассматривает смешивание только двух состояний $\psi(3770) - \psi'$. Далее, с использованием данных [48] для $\Gamma_{ee}[\psi(3770)] = 0.262 \pm 0.018 \text{ keV}$ и, пренебрегая вкладом прямой аннигиляции, можно оценить [58, 59], что угол смешивания составляет приблизительно 0.2. Такая оценка совпадает с ожиданиями для величины v^2/c^2 эффекта в чармонии.

Двухфотонная аннигиляция C -четных состояний

Пара $q\bar{q}$ в C -четном состоянии и с $J \neq 1$ может аннигилировать в два фотона [60, 28]. Для состояния n^1S_0 амплитуда аннигиляции пропорциональна волновой функции в нуле, а для состояний 3P_0 и 3P_2 – первой производной в нуле. Двухфотонные ширины P -волновых состояний имеют порядок v^2/c^2 по сравнению с состоянием 1S_0 , поэтому ожидается, что они несколько подавлены, что подтверждается в эксперименте [48].

1.4.2 Сильная аннигиляция в легкие адроны

Распад чармония и боттомония на легкие адроны посредством сильного взаимодействия рассматривается как двухступенчатый процесс. Вначале $q\bar{q}$ пара аннигилирует в глюоны на малых расстояниях, порядка $1/m_q$, а затем глюоны фрагментируют в адронные конечные состояния. Полная инклюзивная вероятность фрагментации равна единице, поэтому полная ширина распада определяется аннигиляцией в глюоны на малых расстояниях. Этот подход [61] оказался вполне успешным при объяснении

картины OZI-подавленных распадов кваркония ниже порога открытого аромата и, в частности, при объяснении узкой ширины J/ψ .

Трехглюонная аннигиляция 3S_1 состояний кваркония

Минимальное количество глюонов, в которые может аннигилировать состояние 3S_1 – три, поскольку процесс с одним глюоном запрещен по цвету, а с двумя – отрицательной C -четностью состояния. Ширина распада в наинизшем порядке КХД [61, 62] выглядит как

$$\Gamma(n^3S_1 \rightarrow 3g) = \frac{40}{81} \frac{\pi^2 - 9}{\pi} \frac{\alpha_s^3(m_q)}{M^2} |R_{nS}(0)|^2 \left(1 - 3.7 \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (1.19)$$

Отношение к Γ_{ee} в этом подходе чувствительно только к двум константам связи:

$$\frac{\Gamma(n^3S_1 \rightarrow 3g \rightarrow \text{light hadrons})}{\Gamma_{ee}(n^3S_1)} = \frac{5}{18} \frac{\pi^2 - 9}{\pi} \frac{\alpha_s^3(m_q)}{\alpha^2} \left(1 + 1.6 \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (1.20)$$

Можно попытаться извлечь отсюда α_s с использованием экспериментальных данных [63]. Результат получается разумным, $\alpha_s(m_q) \approx 0.19$ для кваркония, однако невозможно указать его неопределенность.

Трудности с использованием данного подхода для точного измерения параметров КХД демонстрирует следующий пример. Пропорциональность аннигиляционных ширин величине $|R_{nS}(0)|^2$ означает сходство между распадами J/ψ и $\psi(2S)$: отношения ширин для одинаковых распадов должны быть равными друг другу. В частности, отношения вероятностей распадов должны равняться $\mathcal{B}_{ee}(\psi')/\mathcal{B}_{ee}(J/\psi) = (13.2 \pm 0.3)\%$ (т.н. “правило 12%”, раньше экспериментальное значение было вблизи 12%). Отношение трехглюонных вероятностей распадов, $(16.5 \pm 2.5)\%$ [48], согласуется с этим правилом в пределах 1.3σ . Однако отношения вероятностей для эксклюзивных каналов для многих мод существенно отличается от “правила 12%”. Наиболее известным примером является канал $\rho\pi$ с отношением $(0.19 \pm 0.07)\%$ [48] (т.н. “загадка $\rho\pi$ ”). На сегодняшний день измерены вероятности для значительного количества каналов, наблюдаются отклонения от правила как в большую, так и в меньшую стороны [48], что показывает, что динамика здесь более сложная, чем факторизация процессов.

Двухглюонная аннигиляция C -четных состояний

Состояния кваркония с положительной C -четностью и $J \neq 1$ могут аннигилировать в два глюона. Этот процесс похож на двухфотонную аннигиляцию. Ширина соответствующих состояний выше, чем у C -нечетных.

Аннигиляция состояний 1P_1 и 3P_1

Распад состояний 1P_1 и 3P_1 может происходить каскадно: сначала излучается мягкий $E1$ глюон и состояния переходят в 1S_0 и 3S_1 соответственно, находящиеся в цветном состоянии. Затем 1S_0 распадается на два глюона, а 3S_1 – на пару легкий кварк-антикварк (амплитуда распада на два глюона в пределе бесконечно тяжелого кварка равна нулю [64, 28]). Излучение мягких глюонов приводит к инфракрасной расходимости, поэтому в результатах возникает множитель $\ln \frac{m_q}{\Lambda_{QCD}}$ [64].

1.4.3 Непертурбативные эффекты в адронной аннигиляции

Логарифмические формулы становятся применимыми в пределе очень тяжелого кварка, при этом результирующие логарифмы можно считать большим параметром и разработать теорию [65] для процессов с излучением мягких глюонов между бесцветными и цветными состояниями кваркония, или феноменологически рассматривать смешивание между бесцветными состояниями $Q\bar{Q}$ и состояниями, где цветная пара кварк-антикварк сопровождается мягким глюоном. Этот подход получил название нерелятивистской КХД [29].

Эффекты излучения мягких глюонов можно рассматривать не только в распадах состояний 3P_1 и 1P_1 , где они являются лидирующими, но и для других процессов, где они дают поправку. В частности, лидирующая непертурбативная поправка к ширине трехглюонной аннигиляции состояния 3S_1 тяжелого кваркония соответствует следующему механизму. Мягкое глюонное поле превращает бесцветное состояние 3S_1 в цветное состояние $^3P_{0,2}$ через хромо-электрическое взаимодействие $E1$, или в цветное состояние 1S_0 через хромо-магнитное взаимодействие. Конечное состояние в этих переходах распадается на два жестких глюона. В вычислениях возникает усреднение квадратичного выражения по мягкому глюонному полю, поэтому эффект становится

пропорциональным глюонному конденсату $\langle 0|G^2|0\rangle$.

Важной чертой этого механизма является то, что его зависимость от волновой функции состояния 3S_1 не сводится к значению волновой функции в нуле $\psi(0)$, но определяется соответствующими интегралами перекрытия. Эти интегралы являются разными для разных возбуждений, поэтому эффект нарушает "правило 12%".

Оценки, сделанные для асимптотически тяжелого кваркония, и экстраполированные к реальным состояниям, дают значения приблизительно 5% для J/ψ и 0.5% для $\Upsilon(1S)$ [66]. Значения предсказаний зависят от степени сокращения хромо-электрического и хромо-магнитного членов в вакуумном конденсате.

1.5 Радиационные переходы

Как и в случае атомов, возбужденные состояние кваркония переходят в низшие состояния с излучением фотонов. Размер излучающей нерелятивистской системы всегда мал по сравнению с длиной волны фотона (отношение приближенно равно v^2/c^2), поэтому излучение можно разложить по мультиполям. Доминирующим является электрический дипольный переход $E1$, который описывается следующим членом в гамильтониане:

$$H_{E1} = -e e_q (\vec{r} \cdot \vec{E}). \quad (1.21)$$

Этот член не содержит операторов спина, поэтому спин кваркония в $E1$ переходах сохраняется, а орбитальный момент изменяется на единицу. Примерами $E1$ переходов могут служить переходы между триплетными S и P -волновыми состояниями, а также аналогичные переходы между синглетными состояниями.

Выражения для ширин переходов содержат статистический вес, энергию фотона в третьей степени и интеграл перекрытия:

$$\Gamma({}^3S_1 \rightarrow \gamma {}^3P_J) = (2J + 1) \frac{4}{27} e_q^2 \alpha \omega_\gamma^3 |\langle P|r|S\rangle|^2, \quad (1.22)$$

$$\Gamma({}^3P_J \rightarrow \gamma {}^3S_1) = \frac{4}{9} e_q^2 \alpha \omega_\gamma^3 |\langle S|r|P\rangle|^2. \quad (1.23)$$

Интеграл перекрытия имеет размерность длины, его можно найти, вычислив волновые функции в потенциальных моделях, либо извлечь из экспериментальных данных.

Используя ширины радиационных переходов, имеем:

$$|\langle 1P|r|2S\rangle| = \begin{cases} 0.34 \text{ fm из } \psi(2S) \rightarrow \chi_{c0} \gamma \\ 0.36 \text{ fm из } \psi(2S) \rightarrow \chi_{c1} \gamma \\ 0.38 \text{ fm из } \psi(2S) \rightarrow \chi_{c2} \gamma , \end{cases} \quad (1.24)$$

$$|\langle 1S|r|1P\rangle| = \begin{cases} 0.34 \text{ fm из } \chi_{c0} \rightarrow J/\psi \gamma \\ 0.37 \text{ fm из } \chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma \\ 0.39 \text{ fm из } \chi_{c2} \rightarrow J/\psi \gamma , \end{cases} \quad (1.25)$$

Полученные значения согласуются между собой в пределах ожидаемой точности выражений (1.23), а также с общими представлениями о размере чармония. В случае боттомония ситуация аналогична:

$$|\langle 1P|r|2S\rangle| \approx 0.33 \text{ fm} , \quad (1.26)$$

$$|\langle 2P|r|3S\rangle| \approx 0.66 \text{ fm} , \quad (1.27)$$

однако

$$|\langle 1P|r|3S\rangle| \sim 0.015 \text{ fm} , \quad (1.28)$$

что связано с сокращением в интеграле перекрытия из-за осцилляций волновой функции $\Upsilon(3S)$.

В случае магнитных переходов фотон излучается не зарядом кварка, а его магнитным моментом:

$$H_{M1} = -Q_q \frac{e}{2m_Q} (\vec{\sigma}_Q - \vec{\sigma}_{\bar{Q}}) \cdot \vec{B} , \quad (1.29)$$

в результате спин тяжелого кварка переворачивается, т.е. это переходы между триплетными и синглетными состояниями, например $J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c$. Ожидание для ширины составляет:

$$\Gamma(n^3S_1 \rightarrow \gamma m^1S_0) = \frac{4}{3} e_c^2 \alpha \frac{\omega_\gamma^3}{m_q^2} |I_{mn}|^2 , \quad (1.30)$$

где I_{mn} – интеграл перекрытия единичного оператора между координатными волновыми функциями начального и конечного состояний чармония. Экспериментальное значение $\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c) = (1.6 \pm 0.4) \text{ keV}$ [48] несколько меньше, чем предсказания: $\approx 2.9 \text{ keV}(1.5 \text{ GeV}/m_c)^2$ [63], хотя, с учетом неопределенностей, различие не очень значимо. Различие может быть связано с наличием в η_c примеси из легких кварков и

глюонных состояний. Такая примесь усиливает адронные распады и подавляет переходы из чистого состояния чармония, каким является J/ψ .

В случае боттомония $M1$ переходы подавлены по сравнению с чармонием за счет двух факторов: меньшего в два раза заряда и в три раза большей массы b кварка. Переход $\Upsilon(1S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ еще не обнаружен, ширина ожидается на уровне 15 eV , соответствующая вероятность $\sim 3 \times 10^{-4}$.

Магнитное взаимодействие $M1$ не изменяет координатную часть волновой функции, поэтому переходы радиальных возбуждений в основное состояние в этом порядке разложения по v^2/c^2 запрещены. Действительно, экспериментальное значение $\Gamma(\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta_c) = 1.03 \pm 0.15\text{ keV}$ мало, учитывая большой доступный фазовый объем, и соответствует порядку малости v^4/c^4 . В случае боттомония аналогичные переходы известны, их вероятности составляют: $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\eta_b(1S)] = (3.9 \pm 1.5) \times 10^{-4}$ и $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\eta_b(1S)] = (5.1 \pm 0.7) \times 10^{-4}$ [48], именно в этих переходах было обнаружено состояние $\eta_b(1S)$.

1.6 Адронные переходы между состояниями кваркония

Подобно тому, как радиационные переходы между уровнями тяжелого кваркония возникают из-за взаимодействия кварков с электромагнитным полем, адронные переходы возникают из-за взаимодействия с глюонами, которые затем переходят в легкие адроны: пионы и η . Также в полной аналогии с радиационными переходами, взаимодействие нерелятивистского кваркония с глюонным полем может быть описано мультипольным разложением КХД [67]. Лидирующими членами, важными для интерпретации экспериментальных данных, являются хромoeлектрический и хромомагнитный диполи, $E1$ и $M1$, а также хромомагнитный квадруполь $M2$. Соответствующие члены в Гамильтониане можно записать как

$$H_{E1} = -\frac{1}{2}\xi^a \vec{r} \cdot \vec{E}^a(0), \quad H_{M1} = -\frac{1}{2M}\xi^a (\vec{\Delta} \cdot \vec{B}^a), \quad H_{M2} = -(4m_Q)^{-1}\xi^a S_j r_i (D_i B_j(0))^a, \quad (1.31)$$

где $\xi^a = t_1^a - t_2^a$ – разница в цветных генераторах, действующих на кварк и антикварк ($t_1^a = \lambda^a/2$, λ^a – матрицы Гелл-Манна), \vec{r} – вектор относительного положения кварка и антикварка, $\vec{S} = (\vec{\sigma}_Q + \vec{\sigma}_{\bar{Q}})/2$ – оператор полного спина кварк-антикварковой пары, \vec{D} – ковариантная производная КХД, \vec{E} и \vec{B} – хромозлектрическая и хромомагнитная компоненты тензора глюонного поля.

Важным отличием адронных переходов от радиационных является то, что из-за требования бесцветности излучаемой адронной системы, амплитуды переходов возникают только во втором порядке взаимодействия с глюонным полем. Рассматривая кварконий как компактный объект, взаимодействующий с мягким глюонным полем, для дальнейшей аппроксимации перехода можно использовать локальный бесцветный глюонный оператор, рождающий легкие мезоны в переходе. Таким образом, полная амплитуда перехода факторизуется на часть кваркония, определяемую из мультипольного разложения, и амплитуду рождения легких мезонов глюонным оператором. Часть кваркония является модельно зависимой, а рождение мягких легких мезонов описывается киральной алгеброй и низкоэнергетическими теоремами КХД.

1.6.1 Рождение легких адронов глюонным оператором

Структуры, возникающие во втором порядке в гамильтониане взаимодействия в уравнении (1.31) квадратичны по тензору напряженности глюонного поля. Поэтому представляют интерес амплитуды рождения одного или двух псевдоскалярных мезонов оператором общего вида $G_{\mu\nu}^a G_{\lambda\sigma}^a$. В низкоэнергетическом пределе (импульсы и массы мезонов малы) рождение двух мезонов этим оператором определяется [68, 69] из киральной алгебры и аномалии КХД в следе тензора энергии-импульса [70, 71, 72, 73], а амплитуда рождения одного мезона – аномалией в аксиальном токе легких кварков [74, 75]. Более того, матричные элементы рождения одного мезона, содержащие одну дополнительную ковариантную производную, полностью определены матричными элементами без производной [68, 76]. Знание амплитуд рождения легких мезонов позволяет предсказать отношения амплитуд адронных переходов, которые неплохо согласуются с экспериментальными данными.

1.6.2 Двухпионные переходы

Переходы $\psi' \rightarrow \pi\pi J/\psi$

Двухпионный переход между состояниями 3S_1 генерируется во втором порядке лидирующего члена $E1$ в уравнении (1.31) мультипольного разложения, так что амплитуду процесса можно записать как

$$A(\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi) = \frac{1}{2} \langle \pi^+\pi^- | E_i^a E_j^a | 0 \rangle \alpha_{ij}^{(12)}, \quad (1.32)$$

где $\alpha_{ij}^{(12)}$ (по аналогии со свойствами атома в электрическом поле) – хромополяризуемость кваркония. Другими словами, переход $\psi_2 \rightarrow \psi_1$ в хромоэлектрическом поле описывается эффективным Лагранжианом

$$H_{eff} = -\frac{1}{2} \alpha_{ij}^{(12)} E_i^a E_j^a, \quad (1.33)$$

с хромополяризуемостью, равной

$$\alpha_{ij}^{(12)} = \frac{1}{16} \langle 1S | \xi^a r_i \mathcal{G} r_j \xi^a | 2S \rangle, \quad (1.34)$$

где \mathcal{G} – функция Грина пары тяжелого кварка-антикварка в октетном состоянии по цвету. Эта функция еще хорошо не понята на сегодняшний день, поэтому ее теоретические вычисления имеют большую модельную неопределенность. Тензор α_{ij} является симметричным. В лидирующем нерелятивистском порядке координатные и спиновые степени свободы факторизованы, поэтому хромополяризуемость для переходов между S волновыми состояниями сводится к скаляру:

$$\alpha_{ij}^{(12)} = \alpha^{(12)} \delta_{ij} (\vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_2). \quad (1.35)$$

Результат для амплитуды распада $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ [68, 69, 77]:

$$A(\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi) = -\frac{4\pi^2}{b} \alpha^{(12)} \left[(q^2 + m_\pi^2) - \kappa \left(1 + \frac{2m_\pi^2}{q^2} \right) \left(\frac{(q \cdot P)^2}{P^2} - \frac{1}{4} q^2 \right) + \frac{3\kappa}{2} \frac{\ell_{\mu\nu} P^\mu P^\nu}{P^2} \right] (\epsilon_1 \cdot \epsilon_2), \quad (1.36)$$

где P – 4-вектор начального резонанса ψ' , тензор $\ell_{\mu\nu}$ соответствует D -волне и записывается через относительный импульс двух пионов $r = p_1 - p_2$ как

$$\ell_{\mu\nu} = r_\mu r_\nu + \frac{1}{3} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{q^2} \right) (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu). \quad (1.37)$$

Из уравнения (1.36) легко увидеть, что ширина распада определяется хромополяризуемостью $\alpha^{(12)}$.

1.6.3 Переходы с излучением η

$\psi' \rightarrow \eta J/\psi$

Распад $\psi' \rightarrow \eta J/\psi$ возникает из-за интерференции членов $E1$ и $M2$ в мультипольном разложении (уравнение (1.31)). Амплитуда перехода записывается как

$$A(\psi' \rightarrow \eta J/\psi) = m_Q^{-1} \langle \eta | E_i^a (D_j B_k)^a + (D_j B_k)^a E_i^a | 0 \rangle A_{ijk} , \quad (1.38)$$

где

$$A_{ijk} = \frac{1}{64} \langle 2^3 S_1 | \xi^a r_i \mathcal{G} r_j \xi^a S_k | 1^3 S_1 \rangle \quad (1.39)$$

является амплитудой перехода кваркония. В приближении факторизации координатных и спиновых степеней свободы матричный элемент спинового оператора выражается через поляризационные амплитуды $\vec{\epsilon}_1$ и $\vec{\epsilon}_2$ начального и конечного кваркониев, а перекрытие такое же, как в выражении (1.34) для хромополяризуемости, так что амплитуду можно выразить через $\alpha^{(12)}$ как

$$A(\psi' \rightarrow \eta J/\psi) = i \frac{\alpha^{(12)}}{4 m_Q} \langle \eta | E_i^a (D_i B_k)^a + (D_i B_k)^a E_i^a | 0 \rangle \epsilon_{klm} \epsilon_{1l} \epsilon_{2m} , \quad (1.40)$$

Амплитуда рождения η глюонным оператором в этом выражении равна

$$i \langle \eta | E_i^a (D_i B_k)^a + (D_i B_k)^a E_i^a | 0 \rangle = \frac{16 \pi^2}{15} \sqrt{\frac{2}{3}} F_\eta m_\eta^2 p_k \quad (1.41)$$

здесь \vec{p} – импульс η мезона. В результате получается следующая формула для перехода с излучением η мезона:

$$A(\psi' \rightarrow \eta J/\psi) = \frac{4 \pi^2}{15} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\alpha^{(12)}}{m_Q} F_\eta m_\eta^2 \epsilon_{klm} p_k \epsilon_{1l} \epsilon_{2m} . \quad (1.42)$$

Сравнивая эту формулу с уравнением (1.36) легко видеть, что кваркониевая часть амплитуды, $\alpha^{(12)}$, сокращается в отношении амплитуд для излучений η и двух пионов, и отношение выражается через две аномалии в КХД: конформную аномалию и аномалию в дивергенции синглетного аксиального тока [68]. Предсказание для отношения ширин составляет:

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \eta J/\psi)}{\Gamma(\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi)} = 0.09 \left(\frac{F_\eta}{130 \text{ MeV}} \right)^2 \left(\frac{1.4 \text{ GeV}}{m_q} \right)^2 . \quad (1.43)$$

Принимая во внимание все неопределенности, эта оценка согласуется очень хорошо с экспериментальным значением 0.097 ± 0.003 .

Для переходов между $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ предсказание составляет:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(2S) \rightarrow \eta \Upsilon(1S))}{\Gamma(\Upsilon(2S) \rightarrow \pi^+ \pi^- \Upsilon(1S))} = (2.2 \times 10^{-3}) \left(\frac{F_\eta}{130 \text{ MeV}} \right)^2 \left(\frac{4.8 \text{ GeV}}{m_b} \right)^2, \quad (1.44)$$

что соответствует $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow \eta \Upsilon(1S)] \approx 4.3 \times 10^{-4}$. Экспериментальное значение составляет $(2.9 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ [48], что несколько меньше ожидания.

В качестве общего вывода отметим, что состояния кваркония ниже порогов довольно хорошо описываются теорией. Наблюдается разумное согласие с экспериментом для масс, аннигиляционных ширин и ширин радиационных и адронных переходов. В данной работе были обнаружены спин-синглетные состояния $\eta_b(2S)$, $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$, а также были точно измерены параметры состояния $\eta_b(1S)$, единственного известного ранее спин-синглетного состояния боттомония. В следующих главах мы обсудим, согласуются ли свойства этих новых слабовозбужденных состояний с теоретическими предсказаниями, или здесь возникли неожиданности.

Мы переходим в следующей главе к обсуждению сильно возбужденных состояний кваркония. Эта область была и остается полной неожиданностей.

Глава 2

Состояния вблизи порогов $D\bar{D}/B\bar{B}$ и ВЫШЕ

В 2013 году исполнилось десять лет с момента обнаружения чармониеподобного состояния $X(3872)$ [78], положившего конец эпохе, когда тяжелый кварконий считался относительно хорошо понятой системой связанных кварка и антикварка. С этого момента каждый год приносит обнаружения новых частиц с неожиданными свойствами, которые не вписываются в простую схему $q\bar{q}$ уровней. Основной поток открытий дают B и c -фабрики: Belle, BaBar и BES III, где стали доступными образцы данных с беспрецедентной статистикой.

В этой главе мы сперва опишем современные эксперименты, которые участвуют в исследованиях в этой области, затем опишем новые состояния вблизи порогов открытого аромата и выше. Мы будем рассматривать чармоний и боттомоний параллельно, чтобы отслеживать схожесть наблюдаемых явлений в этих двух секторах. Отметим, что современному статусу кваркония и кваркониеподобных состояний посвящено много обзоров, например [79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 63].

2.1 Обзор экспериментов

В течение последнего десятилетия основными источниками новой информации по кварконию являлись B -фабрики: эксперименты Belle и BaBar, работавшие на асимметричных e^+e^- коллайдерах в области Υ резонансов. Хотя основной целью B -фабрик

является изучение нарушения CP симметрии в распадах B мезонов, универсальный характер установок позволил изучать очень широкий спектр задач. Состояния чармония на B -фабриках рождаются в распадах B мезонов, двухфотонных процессах, при фрагментации очарованного кварка в $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ аннигиляции и через излучение в начальном состоянии, когда часть энергии e^+e^- столкновения передается излученному фотону. Обе B -фабрики также активно изучают боттомоний, используя данные, набранные при энергиях различных $\Upsilon(nS)$ резонансов (см. Таблицу 2.1). Не смотря на то, что набор данных B -фабриками уже завершился (BaBar в 2008 году, Belle в 2010), анализ имеющихся данных продолжается.

Таблица 2.1: Интегральные светимости (в fb^{-1}), набранные в экспериментах BaBar и Belle при разных энергиях e^+e^- столкновений.

| | BaBar | Belle |
|------------------------------------|-------|-------|
| $\Upsilon(1S)$ | – | 5.7 |
| $\Upsilon(2S)$ | 14 | 24.1 |
| $\Upsilon(3S)$ | 30 | 3.0 |
| $\Upsilon(4)$ | 433 | 711 |
| off-resonance | 54 | 87 |
| $\Upsilon(5S)$ | - | 121 |
| $\Upsilon(5S) - \Upsilon(6S)$ scan | 5 | 27 |

Другим классом экспериментов, где изучаются состояния кваркония, являются чарм- τ фабрики. В течение последнего десятилетия BES II, CLEO и, наконец, BES III успешно изучали процесс e^+e^- аннигиляции в области чармония. Эксперимент BES III начал набор данных в 2009 году после значительной модернизации e^+e^- коллайдера BEPC и спектрометра BES II. Ускоритель BEPC II работает в области энергий $\sqrt{s} = (2 - 4.6) \text{ GeV}$ и достиг светимость близкую к проектной. Начиная с осени 2012 года BES III набирал данные при высоких энергиях для изучения состояния $Y(4260)$ и других сильно возбужденных чармониеподобных состояний.

Эксперименты на адронных машинах Tevatron и LHC могут изучать кварконий,

рожденный в адронных столкновениях и, дополнительно, чармоний в распадах B мезонов. Эксперименты CDF и D0 на ускорителе Tevatron завершили набор данных в 2010 году после начала работы LHC в CERN. Четыре эксперимента на LHC являются взаимодополняющими по своим задачам. Эксперимент LHCb был оптимизирован, в основном, для физики тяжелых ароматов, а ATLAS и CMS изучают процессы в центральной области быстрот с высокой статистикой. Ускоритель LHC достиг и уже превзошел проектную светимость. Интегральная светимость у экспериментов ATLAS и CMS достигла 6 fb^{-1} в 2011 году и более 20 fb^{-1} в 2012. Мгновенная светимость в эксперименте LHCb ограничена возможностями триггера. Эксперимент LHCb набрал 1 fb^{-1} в 2011 году и 2 fb^{-1} в 2012.

Новая B фабрика в КЕК, SuperKEKB, начнет работу в 2016 году. Ожидается, что будет набрана интегральная светимость 50 ab^{-1} к 2022 году.

2.2 Кваркониеподобные состояния вблизи порогов открытого аромата

Первое обнаруженное чармониеподобное состояние $X(3872)$ находится вблизи порога $D^0 \bar{D}^{*0}$: $\delta m_{X(3872)} \equiv m_{X(3872)} - m_{D^{*0}} - m_{D^0} = -0.11 \pm 0.22 \text{ MeV}$ [48, 87, 88]. Известные каналы распада $X(3872)$ перечислены в Таблице 9.2. Найдено, что изовекторный $J/\psi \rho$ и изоскалярный $J/\psi \omega$ каналы имеют близкие вероятности: $\mathcal{B}_\omega/\mathcal{B}_\rho = 0.8 \pm 0.3$ [89, 90], что соответствует большому нарушению изоспина. По-видимому, структуру состояния $X(3872)$ можно считать установленной: это молекула $D^0 \bar{D}^{*0}$ с примесью чармония $\chi_{c1}(2P)$ [91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 102, 103, 104, 105, 63]. Порог $D^+ \bar{D}^{*-}$ отстоит от порога $D^0 \bar{D}^{*0}$ на $8 \text{ MeV}/c^2$, что гораздо больше чем $\delta m_{X(3872)}$, поэтому именно молекулярная компонента отвечает за нарушение изоспина. Относительно компактный кварконий отвечает за рождение $X(3872)$ в распадах B мезонов и в адронных столкновениях при высоких энергиях. Открытыми вопросами остаются вес двух компонент и природа молекулы: связанное это состояние или виртуальное (виртуальное состояние возникает, когда глубины потенциальной ямы оказывается чуть-чуть недостаточно для образования связанного состояния).

Описанная картина справедлива только для молекулы в S -волне, поскольку для более высоких волн кинематическая энергия является слишком большой. Следовательно, $J^P = 1^+$ является предсказанием молекулярной модели. В течение 8 лет 1^+ являлась предпочтительной гипотезой в угловых анализах Belle и CDF, однако 2^- оставалась не исключенной [106, 107, 108]. Проблема была разрешена экспериментом LHCb в 2013 году с использованием полного амплитудного анализа [109].

Значение $\delta m_{X(3872)}$ является важным для выяснения, является ли $X(3872)$ связанным состоянием или виртуальным. В ошибку в $\delta m_{X(3872)}$, равную ± 0.22 MeV, вносят вклад три источника: (i) неточность в измерении массы $X(3872)$: ± 0.17 MeV, (ii) удвоенная неопределенность в массе D^0 : ± 0.13 MeV и (iii) неопределенность в разнице масс D^{*0} и D^0 : ± 0.07 MeV. Эксперимент LHCb может улучшить точность в $m_{X(3872)}$ и m_{D^0} , эксперименты BES III и KEDR могут улучшить точность в m_{D^0} . Разница масс $D^{*0} - D^0$ была измерена 20 лет назад экспериментами ARGUS и CLEO и также может быть улучшена.

Радиационный переход $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ является хорошо установленным, а переход $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ находится на грани чувствительности современных экспериментов [89, 110, 111]. Последнее измерение в эксперименте LHCb их отношения $\mathcal{B}_{\psi(2S)}/\mathcal{B}_{J/\psi} = 2.46 \pm 0.64 \pm 0.29$ [112] не противоречит модели молекулы с небольшой (5-12%) примесью чармония [113].

Доминирующей модой распада $X(3872)$ является $D^0\bar{D}^{*0}$ [114, 115, 116], как и ожидается для молекулы. Аннигиляционные распады чармониевой компоненты относятся к еще не обнаруженным распадам $X(3872)$, их можно искать в LHCb. Абсолютная вероятность распадов $X(3872)$ еще не измерена; это может являться задачей для Belle II.

2.3 Кваркониеподобные состояния выше порогов

В области выше порогов открытого аромата на B -фабриках и в других экспериментах обнаружено более десятка новых состояний. Эти состояния перечислены в Таблицах 9.3 и 9.4.

Мы начнем с состояний, которые можно приписать незанятым уровням чармония. В 2005 году коллаборация Belle в двухфотонном процессе обнаружила состоя-

ние $\chi_{c2}(2P)$, которое затем было подтверждено коллаборацией BaBar. Его полная и двухфотонная ширины, а также канал обнаружения согласуются с теоретическими ожиданиями, масса на ~ 50 MeV ниже предсказаний потенциальных моделей.

Еще два кандидата в обычный чармоний, $\eta_c(3S)$ и $\eta_c(4S)$, были обнаружены в эксперименте Belle [117, 118] в реакции парного рождения: $e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940/4160)$, в каналах $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}$ соответственно. Процесс рождения и каналы распада типичны для обычного чармония, однако массы этих состояний намного меньше предсказаний потенциальных моделей (например, $X(4160)$ на ~ 300 MeV тяжелее, чем ожидаемый $\eta_c(4S)$). Интерпретацию можно будет проверить на Belle II, определив спин-четность из углового анализа.

Для остальных новых состояний выше порога привязка к уровням кваркония остается неясной. Вопреки ожиданиям, они распадаются на конечные состояния с кварконием, а не на пары тяжелых мезонов с открытым ароматом, что трудно объяснить в наивной кварковой модели. Детальное обсуждение различных интерпретаций для этих состояний можно найти в обзоре [82]. Здесь мы продолжим обсуждение их статуса и связанных с ними открытых вопросов.

Состояние $Y(3915)$, распадающееся на $J/\psi\omega$, было обнаружено коллаборацией Belle в процессе $B \rightarrow J/\psi\omega K$, а также в двухфотонных столкновениях. Оба результата подтверждены BaBar. Рождение в $\gamma\gamma$, по теореме Ландау, исключает гипотезу спина $J = 1$. BaBar выполнил угловой анализ [119], согласно которому предпочтительной гипотезой является $J^P = 0^+$. В этом анализе для альтернативной гипотезы $J = 2$ предполагалось, что состояние рождается со спиральностью двойка, по аналогии с рождением $\chi_{c2}(1P)$. Поскольку природа $Y(3915)$ неизвестна, такое предположение не выглядит обоснованным. Состояние $J^P = 0^+$ может распадаться на $D\bar{D}$ в S -волне. Поскольку $Y(3915)$ находится на 200 MeV выше порога $D\bar{D}$, его ширина $\Gamma = 20$ MeV выглядит невероятно узкой и указывает на экзотическую структуру. Кроме того, расщепление относительно $\chi_{c2}(2P)$, равное 9 MeV является слишком маленьким для $\chi_{c0}(2P)$ [120].

Эксперименты CMS и D0 изучали распады $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ [121, 122] и подтвердили состояние $Y(4140)$ на пороге $J/\psi\phi$, обнаруженное в 2008 в CDF [123]. В этих экспериментах имеются также указания на существование второго пика, $Y(4274)$, хотя измеренные массы согласуются только на уровне 3σ . Фон в области $Y(4274)$ может

иметь сложную форму из-за отражений от распадов $K^{*+} \rightarrow \phi K^+$, что мешает оценить значимость $Y(4274)$ [121]. Состояния $Y(4140)$ и $Y(4274)$ не были найдены в распадах B мезонов в Belle [124] и LHCb [125], а также в процессе $\gamma\gamma$ в Belle [126]. Амплитудный анализ с высокой статистикой на LHC сможет устранить существующее противоречие.

В 2005-2007 годах эксперименты BaBar и Belle выполнили измерение энергетической зависимости реакций $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$ с использованием излучения в начальном состоянии. В канале $J/\psi\pi^+\pi^-$ были обнаружены состояния $Y(4008)$ и $Y(4260)$, в канале $\psi(2S)\pi^+\pi^-$ – состояния $Y(4360)$ и $Y(4660)$. Плохо установленным остается только одно состояние – $Y(4008)$. Как Belle, так и BaBar повторили измерения с использованием полной статистики [127, 128]. При этом Belle подтвердил наличие $Y(4008)$ с несколько сдвинутой массой: $M = 3891 \pm 42 \text{ MeV}/c^2$, а BaBar нашел некоторый вклад в той же области, но при фитировании данных посчитал его нерезонансным. Данные BES III могут помочь разрешить вопрос существования векторного резонанса вблизи $3.9 \text{ GeV}/c^2$.

Обсуждаемые четыре Y резонанса не видны в зависимости полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ от энергии (т.е. при сканировании R_c), что свидетельствует о малости их электронных ширин. Соответственно был установлен нижний предел на их парциальные ширины: $\Gamma[Y \rightarrow \pi^+\pi^-\psi] \gtrsim 1 \text{ MeV}$ [129], являющийся по крайней мере на порядок выше, чем значения ширин таких же переходов из $\psi(2S)$ и $\psi(3770)$. В 2013 году эксперимент Belle измерил тем же методом энергетическую зависимость сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \eta J/\psi$ [130] и обнаружил пики известных ранее состояний $\psi(4040)$ и $\psi(4160)$; парциальные ширины составили $\Gamma[\psi(4040, 4160) \rightarrow \eta J/\psi] \sim 1 \text{ MeV}$, что является аномально большой величиной. В отличие от Y -состояний, $\psi(4040)$ и $\psi(4160)$ видны в распределении по R_c , т.е. их электронные ширины не маленькие.

Усиление адронных переходов было обнаружено коллаборацией Belle также в области боттомония: оказалось, что состояние $\Upsilon(10860)$, которое интерпретируется обычно как $\Upsilon(5S)$, распадается на $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) с парциальными ширинами $300 - 400 \text{ keV}$ [131], что на два порядка выше ширин аналогичных переходов из $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$, $\Upsilon(4S)$. Как и состояния ψ , пик $\Upsilon(5S)$ виден в полном адронном сечении. Если $\Upsilon(10860)$ распадается по многим каналам на нижележащие состояния боттомония (см. Таблицу 9.4), то каждое из чармониеподобных состояний избирательно и на се-

годняшний день найдено только в одном аномальном канале. Феноменологическая картина очень богатая и имеет множество интересных деталей, полного теоретического понимания пока нет. Заметим, что адронные переходы между состояниями чармония и боттомония подавлены из-за большой массы кварков, которые “не хотят” излучать глюоны. Если же в состоянии есть легкие кварки, такое подавление снимается [132, 133]. Поэтому одно из самых естественных объяснений Y состояний – наличие легких кварков, т.е. четырехкварковой примеси. Мы продолжим обсуждение интерпретации новых векторных состояний в заключительной главе после того, как представим результаты, вошедшие в эту диссертацию, а также инспирированные ими исследования заряженных чармониеподобных состояний в эксперименте BES-III.

Наконец, в 2007 году коллаборация Belle обнаружила в распаде $B \rightarrow \psi(2S)\pi K$ заряженное состояние Z^+ в канале $\psi(2S)\pi$. Минимальный кварковый состав этого состояния, несомненно, экзотический – это как минимум четырехкварковая комбинация. Однако, коллаборации BaBar не удалось подтвердить данное наблюдение. Оба анализа были одномерными. Мы подтвердили Z^+ с использованием двумерного Далиц-анализа, а также обнаружили две резонансные структуры в канале $\chi_{c1}\pi^\pm$. Эти результаты вошли в диссертацию и обсуждаются в следующих главах. В дальнейшем Belle выполнил полный амплитудный анализ распада $B \rightarrow \psi(2S)\pi K$ в четырех измерениях, подтвердил Z^+ и измерил его спин и четность. Эти измерения были повторены и полностью подтверждены на большей статистике в эксперименте LHCb. Эксперимент LHCb измерил также поведение фазы амплитуды рождения Z^+ в зависимости от значения массы $\psi(2S)\pi$, так называемую диаграмму Аргана, и непосредственно продемонстрировал резонансный характер этого состояния. Результат LHCb очень важен для признания состояния Z^+ , поскольку результаты Belle находились на грани статистической значимости. LHCb продемонстрировал также низкую чувствительность подхода, разработанного и используемого коллаборацией Belle при изучении заряженных чармониеподобных состояний.

Мы продолжим обсуждение кваркониеподобных состояний выше порогов в Главах 7, 8 и 9 после представления полученных в диссертации результатов.

Глава 3

Экспериментальная установка Belle

Физические данные, которые использовались в представленных исследованиях, были набраны магнитным спектрометром Belle [134] на асимметричном e^+e^- -коллайдере КЕКВ [135] в лаборатории физики высоких энергий КЕК (Япония, г. Цукуба).

Коллайдер КЕКВ и установка Belle характеризуются использованием самых передовых экспериментальных методик. В этой главе приводится краткое описание коллайдера КЕКВ, детектора Belle, процедуры идентификации частиц и моделирования событий методом Монте-Карло.

3.1 Коллайдер КЕКВ

Схематический вид коллайдера КЕКВ представлен на Рис. 3.1. Электроны и позитроны инжектируются в накопительные кольца при номинальных энергиях 8 GeV и 3.5 GeV соответственно. Длина окружности каждого кольца составляет ~ 3 km. В единственной точке взаимодействия пучки пересекаются под конечным углом, равным 22 mrad, что позволяет уменьшить число паразитных столкновений.

Работа коллайдера началась в 1999 году и завершилась в 2010 для последующей модернизации с целью увеличения светимости на два порядка. Данные набирались при энергиях от 9.46 до 11.02 GeV в области $\Upsilon(nS)$ резонансов, интегральные светимости в разных пиках приведены в Таблице 2.1 в предыдущей главе. Полная интегральная светимость составила $\sim 1000 \text{ fb}^{-1}$, что примерно в два раза превышает объем данных, набранных конкурирующим экспериментом BaBar.

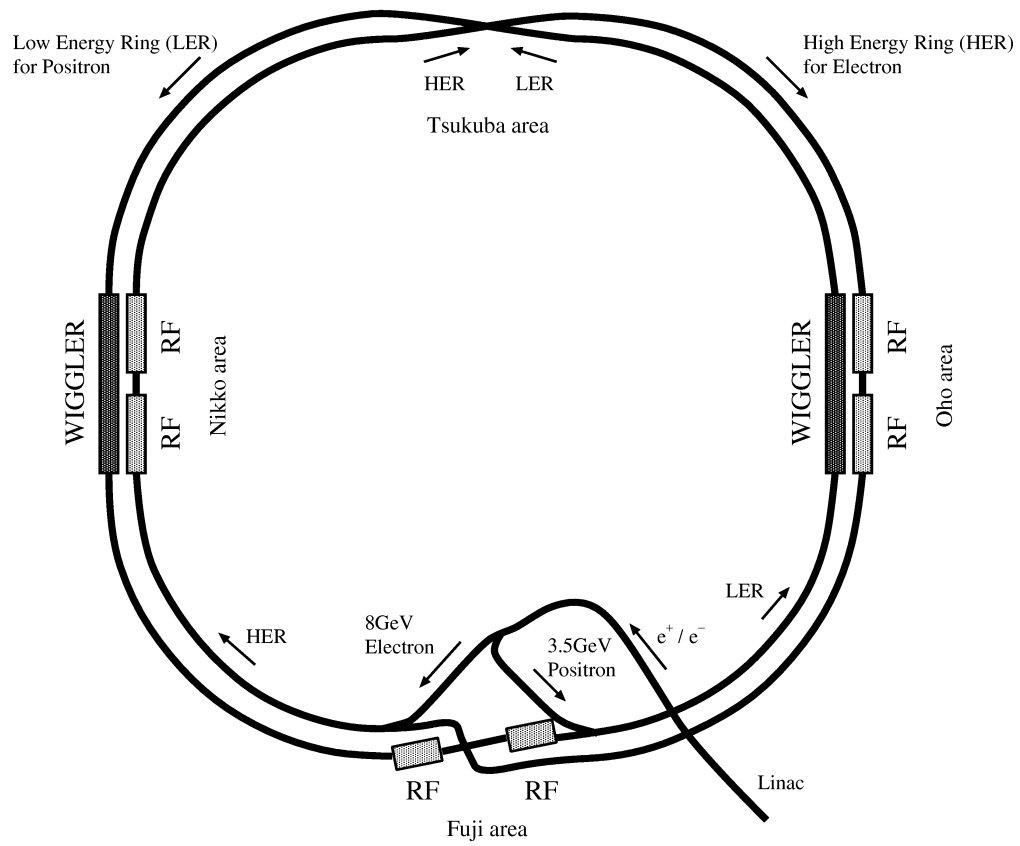


Рис. 3.1: Схема асимметричного e^+e^- коллайдера КЕКВ.

Проектная светимость составляла $L = 1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$, при этом было достигнуто значение $L = 2.1083 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$, что является мировым рекордом. Набор данных происходил при непрерывной инжекции, что значительно повышало эффективность и стабильность работы ускорителя и детектора. Токи пучков составляли 1.75 А для позитронного и 1.33 мА для электронного. Полное число сгустков (банчей) составило 1389, расстояние между сгустками – 2.1 м. Модернизация системы фокусировки пучков в 2007 году с использованием “crab-cavity” позволила увеличить светимость на 20%. Под конец набора данных ежедневно набиралось $\sim 1.3 \text{ fb}^{-1}$.

3.2 Детектор Belle

Детектор Belle был оптимизирован для измерения нарушения CP -симметрии в распадах B -мезонов. Элементы детектора размещены цилиндрически-симметрично вокруг точки взаимодействия пучков в магнитном поле напряженностью 1.5 Т. Магнитное поле создается при помощи сверхпроводящего соленоида. Основными компонентами детектора являются силиконовый вершинный детектор SVD, дрейфовая камера CDC, аэрогелевый детектор Черенковского излучения ACC, система измерения времени пролета частиц TOF, электромагнитный калориметр ECL на кристаллах CsI(Tl), сверхпроводящий магнит и мюонные камеры KLM, расположенные в магнитном ярме, а также триггер и система сбора и записи данных DAQ. Детектор покрывает телесный угол в интервале от 17° до 150° азимутального угла, что соответствует 92% от полного телесного угла 4π в системе центра масс e^+e^- -пучков. Схематическое изображение детектора Belle (вид сбоку) показано на Рис. 3.2. Универсальный характер установки позволяет проводить измерение редких распадов B -мезонов, исследование свойств очарованных частиц, физики двух-фотонных взаимодействий, распадов τ -лептона. Общие характеристики детектора Belle удовлетворяют следующему набору требований, вытекающих из перечисленного круга физических задач:

- эффективное восстановление заряженных треков;
- высокое пространственное и энергетическое разрешение для фотонов;
- идентификация заряженных (e, μ, π, K, p) и нейтральных (γ, π^0, K_L^0) частиц;

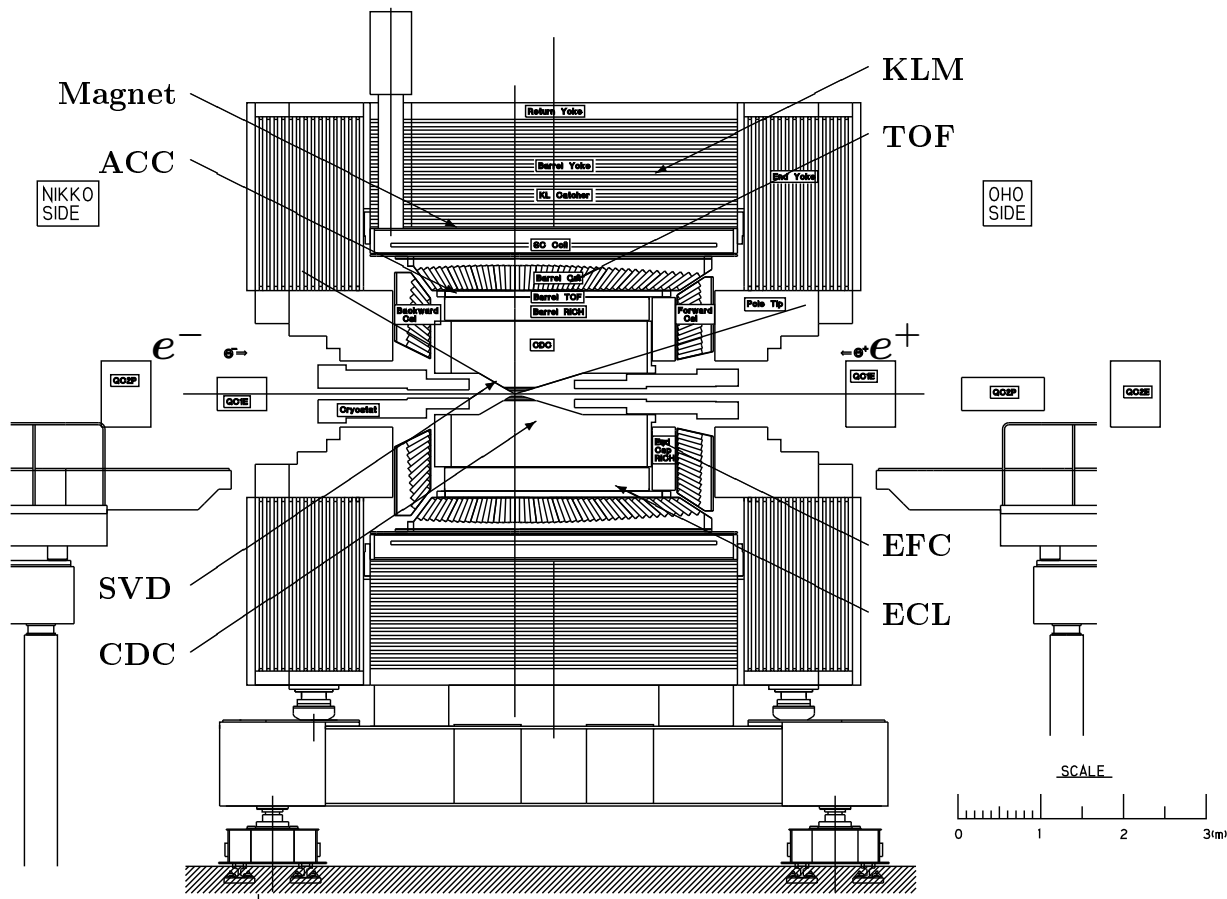


Рис. 3.2: Схематический вид детектора Belle.

- прецизионное измерение положения заряженных треков в пространстве;
- эффективный триггер и быстродействующая система записи данных.

Основные параметры элементов детектора приведены в Таблице 3.1. В описании детектора приняты следующие обозначения для пространственных координат: ось x направлена горизонтально к центру колец КЕКВ, y – вертикально вверх, z – антипараллельно позитронному пучку, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – радиальное расстояние от оси z , θ и ϕ – азимутальный и полярный углы по отношению к оси z . Центр системы координат находится в точке взаимодействия пучков.

3.2.1 Вершинный детектор

Силиконовый вершинный детектор (SVD) позволяет реконструировать пространственное положение треков частиц вблизи точки взаимодействия (IP) электрон-позит-

Таблица 3.1: Параметры основных элементов детектора Belle.

| Элемент детектора | Тип материала | Конструкция | Параметры работы |
|-------------------|---|---|---|
| Beam pipe | Бериллий | Радиус: 2.3 см 0.5мм Ве/ 2мм He/0.5мм Ве | |
| SVD | Двусторонние силиконовые сенсоры | Толщина стрипа: 300 мкм Радиус: 3.0-5.8 см Длина: 22-34 см (41 × 2 тыс. каналов) | $\sigma_{\Delta z} \sim 100$ мкм |
| CDC | Дрейфовая камера 50% He 50% C ₂ H ₆ | 52 проволочных слоя (8.4 тыс. каналов) 3 катодно-стриповых слоя (1.5 тыс. каналов) | $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\% \sqrt{p_t + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6\%$ |
| ACC | Аэрогелевые пороговые Черенковские счетчики | 960 каналов в боковой области 228 каналов в торцевой области | $N_{p.e.} \geq 6$ K/ π -идент. 1.2 – 3.5 ГэВ/c |
| TOF | Сцинтиллятор | 128 ϕ -сегментов $r = 120$ см, длина 3 м | $\sigma_t = 100$ пс K/ π -разделение до 1.2 ГэВ/c |
| TSC | | 60 ϕ -сегментов | |
| ECL | Кристаллы CsI | 6624 канала в боковой области 1152 (+z) + 960 (-z) в торцевой области | $\sigma_E/E = 0.066(\%)/E \oplus 0.81(\%)/E^{1/4} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ см} \sqrt{E}$ E в ГэВ |
| EFC | Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ | 2 см x 1.5 см x 12 см (5 каналов по θ и 32 – по ϕ) | $\sigma_E/E = (0.3 \sim 1)\% / \sqrt{E}$ |
| Magnet | Сверх-проводящий магнит | Внут. радиус: 170 см | $B = 1.5$ Т |
| KLM | Плоско-параллельные счетчики | 14 слоев (5 см Fe + 4 см зазор) по 2 RPC в каждом зазоре (16 × 2 тыс. каналов) | $\sigma_\phi = \sigma_\theta = 30$ мрад $\sigma_t = 1$ пс 1% адронных примесей |

тронных пучков. Полное восстановление заряженного трека в детекторе Belle производится с учетом информации из SVD и дрейфовой камеры. Таким образом, использование SVD повышает точность реконструкции не только пространственных координат, но и импульса трека. Начальный образец данных с интегральной светимостью 155 fb^{-1} был набран с вакуумной трубой диаметром 2 см и трехслойным вершинным детектором (SVD1) [136], последующие данные набирались с вакуумной трубой диаметром 1.5 см и четырехслойным вершинным детектором (SVD2) [137]. Двусторонние силиконовые сенсоры имеют толщину $300 \mu\text{m}$. Силиконовые полоски ориентированы в двух перпендикулярных направлениях – вдоль и перпендикулярно к оси z . Сенсоры расположены с перекрытием, так что траектории частиц из области точки взаимодействия пересекают хотя бы один сенсор в каждом слое SVD. Количество каналов считывания SVD1 составляет 81900. Разрешение по прицельному параметру трека в точке взаимодействия пучков в зависимости от азимутального угла θ , импульса p и скорости β может быть параметризовано в виде $(19 + 50/p\beta \sin^{3/2} \theta) \mu\text{m}$ в плоскости $r - \phi$ и $(36 + 42/p\beta \sin^{5/2} \theta) \mu\text{m}$ в направлении z .

3.2.2 Дрейфовая камера

Дрейфовая камера (CDC) детектора Belle предназначена для измерения координат и импульсов заряженных треков, а также для идентификации частиц в диапазоне импульсов до $\sim 1 \text{ GeV}/c$ по ионизационным потерям. Информация, считываемая с CDC, также использовалась в триггере первого уровня. Конструкция CDC [138] включает в себя 32 слоя аксиально-ориентированных анодных проволочек (для измерения x , y координат) и 18 стерео-слоев проволочек, расположенных под малыми углами друг к другу для измерения z -координаты. Расстояние до проволочки измеряется по времени дрейфа, считываемому с помощью TDC, ионизация dE/dx определяется по амплитуде сигнала с помощью ADC. Совместное использование информации из аксиальных и стерео-слоев дает возможность восстановить трехмерное положение участка спирали трека. Кроме того, в состав CDC также входят 3 катодно-стриповых слоя с высокой гранулярностью для точного измерения z -координаты точки входа трека в камеру (только для конфигурации SVD1). Внутренний радиус CDC – 8 см, внешний

– 88 см. Общее количество проволочных каналов считывания составляет 8400, катодно-стриповых – 1792. Максимальная длина проволочек в камере – 2.4 м. В качестве рабочего газа дрейфовой камеры использовалась смесь 50% He и 50% C₂H₆. Легкий газ (радиационная длина в данной газовой смеси составляет около 640 м) выбран для минимизации многократного рассеяния заряженных треков в объеме камеры. Кроме того, в отличие от аргоновых смесей, газ, используемый в CDC, имеет меньшее сечение фото-электронного взаимодействия, что позволяет снизить влияние синхротронного излучения на работу камеры. В то же время, несмотря на отсутствие тяжелых компонент в рабочем газе CDC, он обеспечивает хорошее разрешение по dE/dx , благодаря большому процентному содержанию C₂H₆. Пространственное разрешение CDC составляет 130 μm в плоскости $r - \phi$ и менее 2 mm в направлении оси z . Соответствующее разрешение по реконструированному импульсу треков приближенно описывается следующей формулой:

$$\sigma_{p_t}/p_t \approx 0.3\% \sqrt{p_t + 1}, \quad (3.1)$$

где p_t обозначает поперечный импульс трека в единицах GeV/c. Нижний порог по p_t для реконструируемых треков – 50 MeV/c. Разрешение CDC по dE/dx составляет 6% для частиц, вызывающих минимальную ионизацию. На Рис. 3.3 показана экспериментальная зависимость удельных ионизационных потерь частиц в объеме CDC от их импульса.

3.2.3 Аэрогелевый детектор Черенковского излучения

Аэрогелевый детектор Черенковского излучения (АСС) предназначен для идентификации заряженных каонов и пионов в интервале импульсов от 1.2 до 3.5 GeV/c, т.е. в диапазоне, где отсутствует возможность определения типа заряженного трека по ионизационным потерям или времени пролета. Подробное описание конструкции АСС приведено в [139]. АСС состоит из аэрогелевых модулей, расположенных в боковой и торцевых частях детектора. Модули имеют кубическую форму с длиной стороны около 120 mm. Считывание Черенковского света с модулей производится при помощи тонко-сетчатых фото-умножителей (ТС-ФЭУ), спроектированных для работы в сильных магнитных полях. На один модуль приходится один или два ФЭУ. Аэрогель

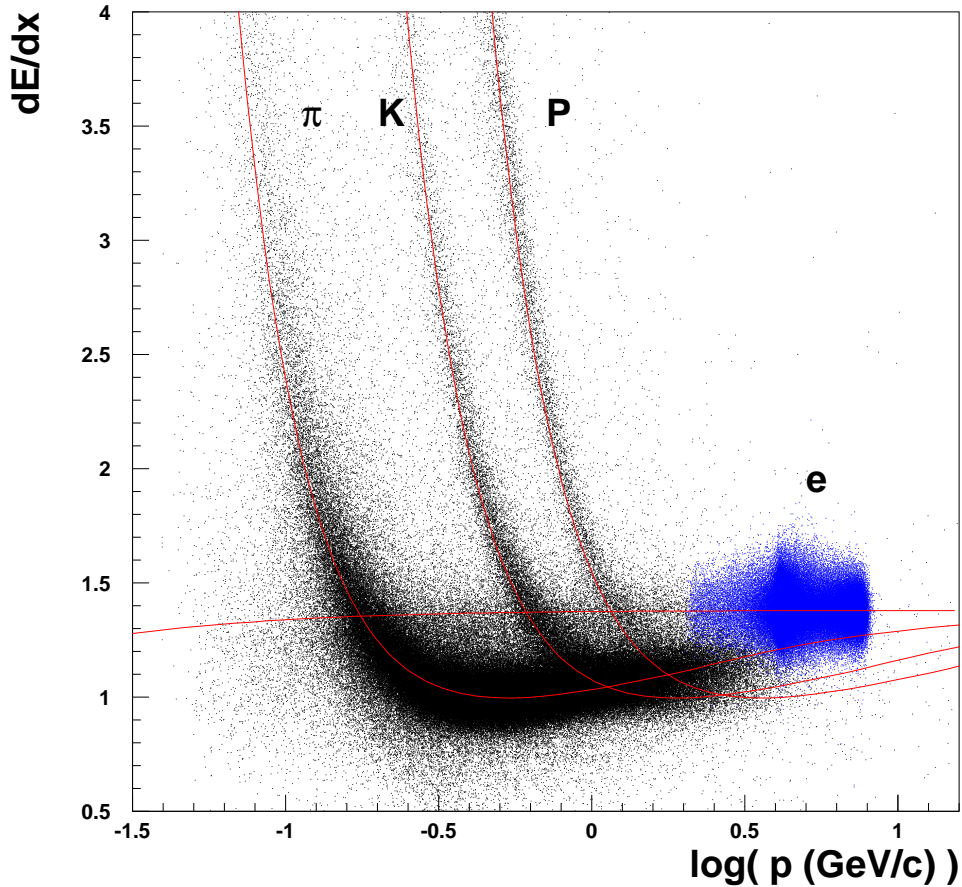


Рис. 3.3: Идентификация заряженных частиц в эксперименте Belle по удельным потерям энергии в газе дрейфовой камеры.

представляет собой коллоидную форму стекла (SiO_2) в твердом состоянии [140, 141]. Он прозрачный и очень легкий благодаря пористой структуре. Выбор аэрогеля в качестве вещества, заполняющего рабочий объем АСС, обусловлен его крайне низким (в отличие от других твердых материалов) показателем преломления n , который может быть произвольно настроен в диапазоне от 1.010 до 1.050 в процессе его изготовления. Частица, проходящая через аэрогель, излучает Черенковский свет в том случае, если выполняется пороговое условие: $\beta > 1/n$, где β – релятивистская скорость частицы; поэтому для идентификации быстрых частиц важно, чтобы n был близок к единице. В боковой области детектора индекс преломления различается в 5 сегментах по азимутальному углу ($n = 1.010, 1.013, 1.015, 1.020, 1.028$), в соответствие со средним ожидаемым распределением скоростей частиц от двухчастичных распадов В-мезонов, для которых, в первую очередь, и был оптимизирован дизайн детектора. Общее коли-

чество счетчиков в боковой области (в интервале $34^\circ < \theta < 127^\circ$) – 960, полное число каналов считывания – 1560. В торцевой области детектора счетчики находятся только в передней части (по направлению электронного пучка), поскольку более медленные частицы, летящие в противоположном направлении, могут быть идентифицированы без помощи АСС. В торцевой области находятся 228 счетчиков, имеющих показатель преломления 1.030. Световой импульс, излучаемый частицей в радиаторе АСС, измеряется в фотоэлектронах. Средняя величина светового импульса для релятивистских частиц движущихся со скоростью, превышающей пороговое значение $1/n$, в боковой области детектора в среднем составляет 15 фотоэлектронов, в торцевой области – 30 фотоэлектронов.

3.2.4 Система измерения времени пролета частиц

Временипролетная система (TOF) служит для разделения низкоэнергетичных каонных и пионных треков. На радиальной длине пролета 1.2 m при временном разрешении около 100 ps TOF позволяет эффективно отделять каоны от пионов с импульсами до $1.2 \text{ GeV}/c$. Кроме того, триггерные сцинтилляционные счетчики (TSC) совместно с TOF являлись генераторами первичного запускающего импульса для триггера первого уровня. Подробное описание конструкции TOF приведено в [142]. Временипролетная система состоит из 128 счетчиков TOF и 64 счетчиков TSC, изготовленных из сцинтиллятора BC408 (Bicron). Два счетчика TOF толщиной 4 см, имеющие трапецеидальную форму, и один счетчик TSC толщиной 0.5 см конструктивно объединены в единый модуль. Ширина сцинтилляционной пластины составляет 6 см, длина – 255 см. Экранирование модулей осуществляется при помощи поливинилового пленки толщиной $45 \mu\text{m}$. В общей сложности 64 TOF-TSC модулей покрывают цилиндрическую поверхность радиуса 1.2 m в интервале от 34° до 120° по азимутальному углу. Счетчики TOF считываются при помощи пар ТС-ФЭУ с обоих концов. Счетчики TSC также считываются ТС-ФЭУ, но только с одной стороны. Суммарное количество каналов считывания в системе составляет 320. ФЭУ смонтированы непосредственно на сцинтилляторе без использования световодного волокна. Тем самым значительно снижается дисперсия по времени фотонов, попадающих в счетчик из сцинтиллятора. При

использовании средне-взвешенного сигнала с обоих концов считывания сцинтиллятора разрешение составляет около 100 ps с небольшой зависимостью от координаты z . TOF позволяет достичь разделения π/K гипотез на уровне двух стандартных отклонений и выше в интервале импульсов частиц до 1.25 GeV/c. Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками TOF, измеренная на мюонных событиях, составляет около 95% (88% в случае, если требуется сигнал с обоих концов сцинтиллятора). Неэффективность в 5% обусловлена фоновыми частицами пучков, наличием мертвых зон между сцинтилляторами (2.8%) и падением коэффициента усиления ФЭУ в событиях с большой загрузкой.

3.2.5 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ECL) предназначен для измерения энергии и направления импульса фотонов, а также для идентификации электронов путем сравнения энергии кластера и импульса соответствующего заряженного трека в дрейфовой камере. Подробное описание конструкции ECL приведено в [143]. Калориметр собран из 8736 кристаллических модулей (CsI-Tl), имеющих характерный размер 30 cm \times 5.5 cm \times 5.5 cm (точные размеры модулей различаются в зависимости от положения в детекторе) и вес 5 kg. Имеется 95 различных геометрических конфигураций кристаллов. Толщина калориметра примерно соответствует 16 радиационным длинам. Считывание сигналов производится при помощи двух силиконовых фотодиодов (на кристалл), с площадью чувствительной поверхности 2 cm \times 1 cm. Количество вещества детектора, расположенного на пути следования частицы от точки взаимодействия до поверхности электромагнитного калориметра, зависит от азимутального угла траектории. При $\theta = 90^\circ$ по пути к калориметру фотоны проходят через материал, эквивалентный 0.387 рад.длина. Энергетическое и пространственное разрешение калориметра в зависимости от энергии может быть параметризовано в следующем виде:

$$\sigma_E/E = 0.066\%/E \oplus 0.81\%/E^{1/4} \oplus 1.34\%,$$

$$\sigma_{pos.} = 0.5 \text{ cm}/\sqrt{E},$$

где E – энергия фотонов (или электронов) в единицах GeV. Приведенные соотношения получены с помощью тестового пучка фотонов с пороговой энергией 0.5 MeV на каждый из 25-ти кристаллов, собранных в виде матрицы 5×5 . Калибровка калориметра в реальных условиях при работающем ускорителе производилась при помощи Vhabha-событий.

В дополнение к обычному электромагнитному калориметру детектор Belle оснащен специальным калориметром EFC, позволяющим измерять энергии частиц, летящих под малыми углами к оси z . Принципиальное отличие EFC от ECL – способность выдерживать большие радиационные нагрузки (до 5 Mrad), обусловленные синхротронным излучением вблизи пучков. Кристаллы EFC, изготовленные из $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, имеют сечение $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ и расположены в передней и задней частях детектора вблизи вакуумной трубы. EFC покрывает телесные углы $6.4^\circ < \theta < 11.5^\circ$ и $163.3^\circ < \theta < 171.2^\circ$. Длина кристаллов соответствует количеству материала от 10.5 до 12.0 рад.длин. Измеренное энергетическое разрешение EFC составляет 5.8% для фотонов (электронов) с энергией 3.5 GeV. Более подробное описание конструкции EFC и его характеристик приведено в [144].

3.2.6 Мюонная система

Мюонная система (KLM) используется для идентификации мюонов с импульсами, превышающими 600 MeV/c. KLM состоит из слоев RPC-камер, чередующихся со слоями железа (экран магнитного поля вокруг детектора) толщиной 4.7 см. Всего в детекторе находится 28 слоев RPC, по два в каждом из зазоров между обкладками магнита. Помимо мюонов, KLM также позволяет реконструировать направление K_L -мезонов. Более подробную информацию о мюонной системе детектора Belle можно найти в [145].

3.2.7 Триггерная система

Проектная частота электрон-позитронных столкновений в ускорителе KEKB составляет 500 МГц. Поскольку система записи данных в состоянии обеспечить скорость не более 500 событий в секунду, детектор Belle оснащен триггером для отбора

интересных физических событий и подавления фона в режиме реального времени. Таблица 3.2 показывает число событий в секунду для основных физических процессов, выделяемых триггером при светимости $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для обеспечения высокой

Таблица 3.2: Полные сечения и число событий в секунду для различных физических процессов в энергетическом интервале $\Upsilon(4S)$ при проектной светимости ускорителя КЕКВ. Индекс (*) означает, что число событий в секунду указано с учетом фактора 1/100, который вводится в триггере для данного типа событий.

| Физический процесс | Полное сечение (нб) | Число событий в сек. |
|--|---------------------|---|
| $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ | 1.2 | 12 |
| $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ | 2.8 | 28 |
| $\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$ | 1.6 | 16 |
| Vhabha ($\theta_{lab} > 17^\circ$) | 44 | 4.4 (*) |
| $\gamma\gamma$ ($\theta_{lab} > 17^\circ$) | 2.4 | 0.24 (*) |
| 2γ процессы ($\theta_{lab} > 17^\circ$) | ~ 15 | ~ 35 ($p_t > 0.3 \text{ ГэВ}/c$) |
| Всего | ~ 67 | ~ 96 |

эффективности отбора адронных событий, триггерная система построена по принципу логического “ИЛИ” для выполнения двух условий – наличия треков в дрейфовой камере и большой суммарной энергии в электромагнитном калориметре. Кроме того, в Belle имеется также калибровочный триггер Vhabha-событий и 2-фотонных процессов для калибровки калориметра и точного вычисления интегральной светимости. Несколько упрощает триггерную задачу тот факт, что несмотря на высокую частоту столкновений, лишь малая часть из них (порядка 10^{-3}) приводит к возникновению сигналов в детекторе. С увеличением светимости, однако, это соотношение ухудшается из-за роста ускорительных фонов, в первую очередь – синхротронных.

Базовая триггерная схема для адронных событий основана на выполнении одного из 4-х условий:

- 2 трека с “жесткими” требованиями
- 3 трека с “мягкими” требованиями

- число изолированных кластеров в калориметре ≥ 4
- полная энергия в калориметре $\geq 1 \text{ GeV}$

Указанные условия не являются взаимоисключающими и их совместное применение позволяет свести неэффективность к минимуму. Эффективность триггера контролируется при помощи случайных событий, записанных в обход основного триггерного отбора. Система записи данных расположена в компьютерном центре КЕК на расстоянии 2 км от детектора и соединена с ним при помощи оптоволоконка. Максимальная скорость записи событий достигает 500 Hz (15 Mbyte/s), при этом “мертвое” время системы составляет не более 10%.

3.2.8 Идентификация заряженных треков

Идентификация заряженных каонов и пионов в детекторе Belle базируется на независимом измерении трех величин: ионизационных потерь dE/dx в дрейфовой камере, времени пролета от точки взаимодействия до сцинтилляторов TOF и числа фотоэлектронов $N_{p.e.}$ в Черенковских счетчиках АСС. Каждое из этих измерений независимо друг от друга позволяет идентифицировать тип частицы в ограниченных интервалах по импульсу и телесному углу. Задача идентификации состоит в том, чтобы объединить информацию с различных детекторных систем в единую оценочную функцию, действующую во всем интервале импульсов и углов. Количественные требования к идентификации, используемые в анализе данных, основаны на применении отношений вероятностей различных идентификационных гипотез:

$$\mathcal{L}_{i/j} = \mathcal{L}_i / (\mathcal{L}_i + \mathcal{L}_j), \quad (3.2)$$

где $\mathcal{L}_i, \mathcal{L}_j$ - функции правдоподобия идентификационных гипотез для данного трека. Индексы i, j ($i \neq j$) соответствуют 5 возможным видам заряженных частиц, регистрируемых в детекторе: π, K, p, e, μ . Если гипотезы i и j равновероятны и идентификация невозможна $\mathcal{L}_{K/\pi} = 0.5$ (априорная вероятность будет пропорциональна инклюзивному сечению образования частиц данного сорта). Реальная вероятность идентификации при определенном требовании на $\mathcal{L}_{i/j}$ (например $\mathcal{L}_{K/\pi} > 0.6$)

зависит от импульсного и углового спектра исследуемых частиц. Вычисление функций правдоподобия, входящих в соотношение (3.2), производится путем перемножения функций правдоподобия для данного трека, основанных на информации с каждой из детекторных систем по отдельности:

$$\mathcal{L}_i = \mathcal{L}_i^{dE/dx} \times \mathcal{L}_i^{TOF} \times \mathcal{L}_i^{ACC}. \quad (3.3)$$

В случае, когда одна или несколько детекторных подсистем не участвуют в идентификации конкретной частицы (при данном импульсе или направлении траектории), соответствующие множители из (3.3) (их значение будет равно 0.5) при подстановке в формулу (3.2) сокращаются и не дают никакого вклада.

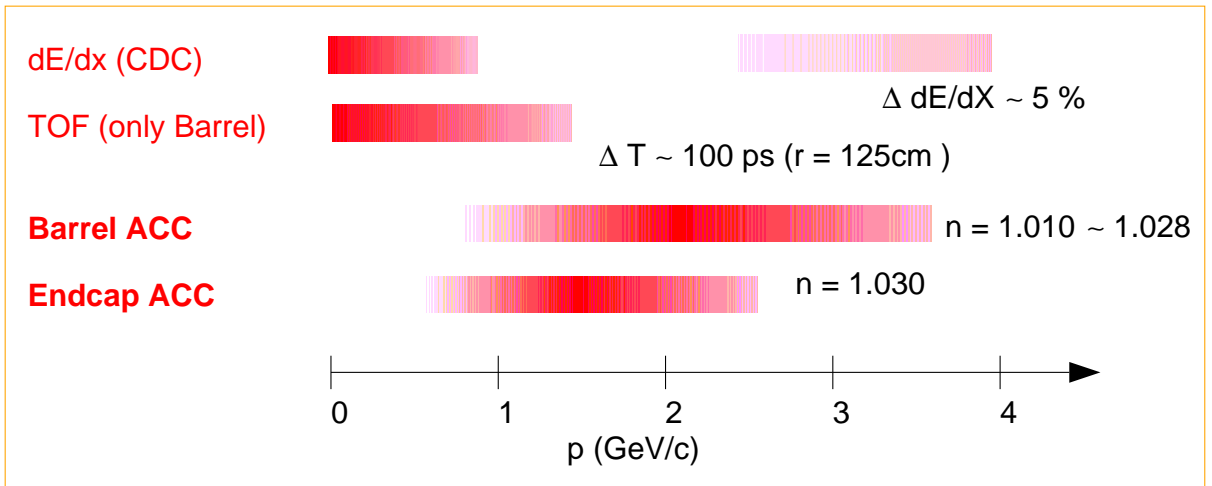


Рис. 3.4: Идентификация частиц в детекторе Belle с использованием различных детекторных систем в зависимости от импульса. Глубина цвета диаграммы соответствует более надежной степени идентификации.

На Рис. 3.4 приведена диаграмма, иллюстрирующая возможности K/π -идентификации в детекторе Belle в зависимости от импульса частиц. Для калибровки описанных методов идентификации на реальных данных использовались распады $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, позволяющие выделить чистые K^\pm - и π^\pm -треки благодаря малому энерговыделению в распаде $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ [48]. Фон удается полностью подавить кинематическими требованиями, после чего тип трека (K/π) в комбинации $D^0 \rightarrow h_1^+h_2^-$ однозначно определяется его зарядом ¹. Полученное распределение эффективности

¹В пренебрежении дважды Кабиббо-подавленным распадом $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, имеющим малую отно-

идентификации K^\pm мезонов и вероятность неправильной идентификации $\pi^\pm \rightarrow "K^\pm"$ в зависимости от импульса рассматриваемых частиц представлены на Рис. 3.5.

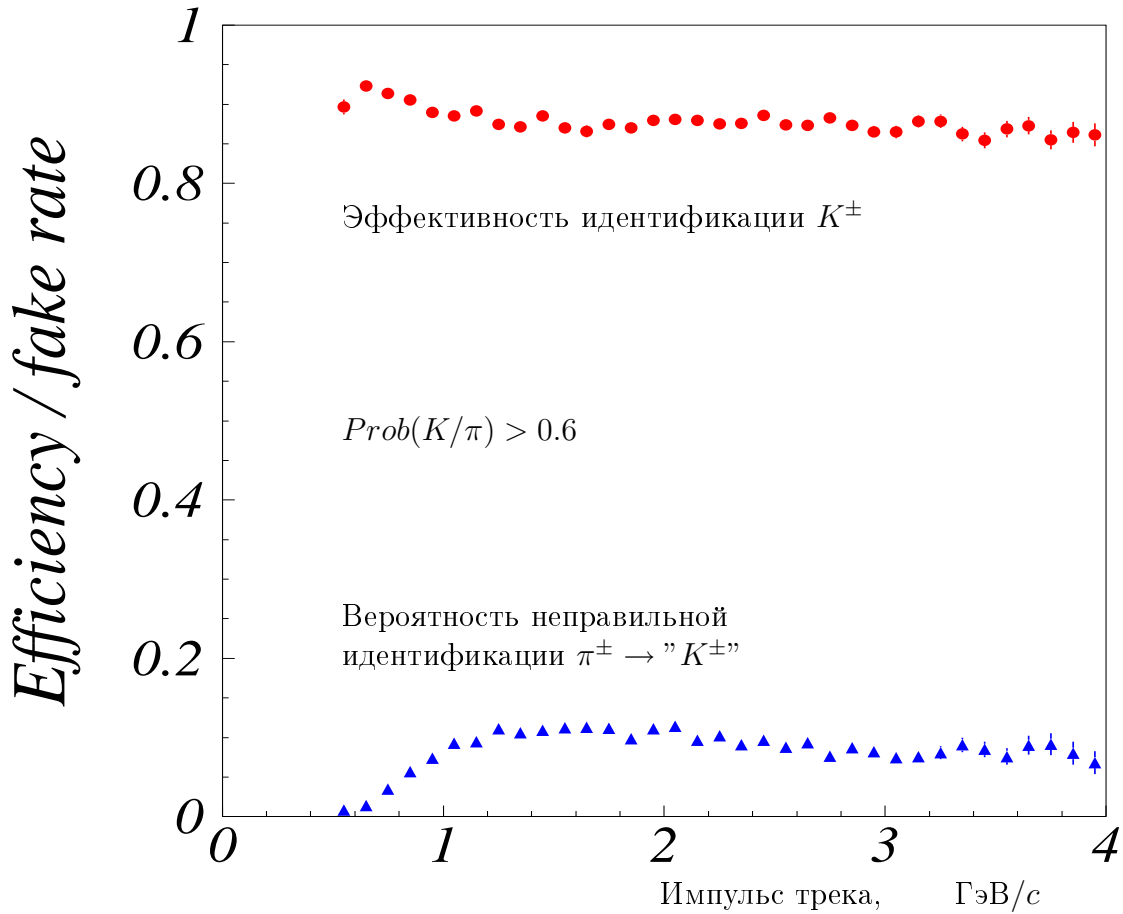


Рис. 3.5: Эффективность идентификации K^\pm мезонов и вероятность неправильной идентификации $\pi^\pm \rightarrow "K^\pm"$ в зависимости от импульса частицы, определенные из реальных данных при помощи распадов $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.

3.2.9 Моделирование детектора

Для определения разрешения и эффективности детектора при исследовании конкретных физических процессов необходимо детальное моделирование всех подсистем детектора Belle методом Монте Карло (MC) [146]. Программа для такого моделирования написана на основе пакета GEANT [147], который обеспечивает общую схему для описания геометрии и прохождения частиц через вещество детектора. Процесс моделирования состоит из трех последовательных стадий:

сительную вероятность.

- Моделирование изучаемого физического процесса на уровне генератора кинематики рождения частиц в e^+e^- столкновениях и последующих распадов.
- Проведение стабильных частиц через детектор и моделирование отклика всех компонент детектора, например, измерение амплитуды и времени прихода сигнала в дрейфовой камере, энерговыделение во временипролетных счетчиках, в калориметре и т.д. Результирующая информация о событии записывается в том же формате, что и реальные данные.
- Обработка записанных таким образом событий с помощью стандартных программ реконструкции Belle, т.е. тем же способом, которым реконструируются реальные данные. Результат также анализируется теми же программными средствами, что и данные.

Параметры работы отдельных систем детектора, описанные при помощи GEANT, контролируются в лабораторных тестах на выведенных пучках, а также с использованием космических частиц и реальных данных, набранных при работе детектора на ускорителе. Постоянно проводившаяся процедура калибровки отклика элементов детектора позволяет поддерживать соответствие между моделированием и экспериментальными данными.

Глава 4

Обнаружение P -волновых СПИН-СИНГЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ БОТТОМОНИИ $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$

В октябре 2010 года на конференции CHARM коллаборация CLEO сообщила об обнаружении реакции $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$ при энергии 4170 MeV [148]. С использованием данных сканирования, имеющих меньшую статистику, CLEO получил указание, что сечение возрастает при увеличении энергии и приближении к области состояния $Y(2460)$. Аналогия между чармонием и боттомонием, о которой мы говорили в Главе 2 в связи с усилением адронных переходов для состояний выше порога, мгновенно подсказала идею поиска аналогичной реакции вблизи пика $\Upsilon(5S)$ резонанса.

Напомним, что состояние $Y(2460)$ было обнаружено как пик в сечении реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ в 2005 году [149], и имеет очень маленькую электронную ширину, поскольку его не видно при сканировании R_c . Когда в 2008 году в пике резонанса $\Upsilon(5S)$ были обнаружены переходы $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) с аномально большими ширинами [131], выдвигалось предположение о наличии гипотетического состояния Y_b , аналогичного по свойствам состоянию $Y(4260)$, и расположенного вблизи резонанса $\Upsilon(5S)$, который при этом лишен экзотических свойств. Хотя идея расщепленности сигнала не нашла подтверждения при последующем сканировании сечений [150], она оставила глубокий след в осознании схожести процессов в чармонии и боттомонии,

что для данной задачи оказалось очень полезным.

Напомним, что масса $h_b(nP)$ ожидается вблизи центра масс [т.е. $(2J+1)$ -взвешенной средней массы] $\chi_{bJ}(nP)$ мультиплета. Отклонение называется сверхтонким расщеплением и дает информацию о цветном спин-спиновом взаимодействии.

4.1 Метод восстановления

Ожидается, что состояния $h_b(nP)$ распадаются на три глюона или радиационно переходят в $\eta_b(mS)$, которые, в свою очередь, распадаются на два глюона. В отличие от h_c и η_c , состояния $h_b(nP)$ и $\eta_b(mS)$ восстановить эксклюзивно пока не удастся: из-за большого фазового объема каналы имеют большую множественность и малые вероятности. Мы использовали инклюзивное восстановление: состояния $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ были обнаружены в распределении по недостающей массе всех $\pi^+\pi^-$ пар в адронных событиях:

$$M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) = \sqrt{(E_{\text{c.m.}} - E_{\pi^+\pi^-}^*)^2 - p_{\pi^+\pi^-}^{*2}}, \quad (4.1)$$

здесь $E_{\text{c.m.}}$ – энергия сталкивающихся e^+e^- пучков в системе их центра масс (ц.м.), $E_{\pi^+\pi^-}^*$ и $p_{\pi^+\pi^-}^*$ – энергия и импульс $\pi^+\pi^-$ пары в системе ц.м. Типичные значения импульса пионов в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ составляют 300 – 600 MeV/c. Для анализа использовался полный образец данных, набранный в пике $\Upsilon(5S)$ резонанса ($\sqrt{s} \sim 10.865$ GeV), с интегральной светимостью 121.4 fb⁻¹. Представленные здесь результаты опубликованы в работе [20].

4.2 Отбор событий

Для отбора адронных событий применялись требования, направленные на подавление рождения $\tau^+\tau^-$, Баба рассеяния ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) и двухфотонных взаимодействий, а также взаимодействий с остаточным газом в вакуумной трубе. Требовалось:

- (1) Наличие по крайней мере трех хорошо восстановленных треков.
- (2) Положение восстановленной первичной вершины должно согласоваться с усредненным по заходу положением точки взаимодействия.

(3) Суммарная энергия нейтральных ливней в калориметре должна находиться в диапазоне: $(0.1 - 0.8) E_{\text{с.м.}}$,

(4) Модуль проекции суммарного импульса на ось пучка в системе ц.м. должен быть меньше $0.5 E_{\text{с.м.}}$.

(5) Полная энергия, восстановленная по трекам и нейтральным ливням, должна быть больше $0.2 E_{\text{с.м.}}$.

(6) Наличие по крайней мере одного кластера в центральной части калориметра.

Эффективность этих критериев оптимизировалась для распадов B мезонов. Отобранные таким образом события образуют т.н. “ским” HadronV и являются основой большинства анализов в эксперименте Belle. Эти же критерии имеют очень высокую эффективность и для распадов боттомония на два или три глюона.

Адронные события в континууме $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) имеют форму двух струй, в отличие от сферически-симметричных глюонных распадов боттомония. Для разделения событий с разной формой мы использовали отношение R_2 второго и нулевого моментов Фокса-Вольфрама [151], определенных как

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{E_{\text{vis}}^2} P_l(\cos \theta_{ij}), \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (4.2)$$

Здесь θ_{ij} – угол раскрытия между частицами i и j (автокорреляция $i = j$ также включена), E_{vis} – полная восстановленная энергия в событии, $P_l(x)$ – полиномы Лежандра ($P_0 = 1, P_1 = x, P_2 = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$). Переменная R_2 распределена на интервале $(0, 1)$. Малые значения соответствуют сферически-симметричным событиям, большие – двухструйным. Для оптимизации требования на R_2 использовался инклюзивно восстановленный калибровочный переход $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ (выделение этого сигнала описано ниже в разделе 4.5). Выбранное требование $R_2 < 0.3$ соответствует максимуму значимости калибровочного сигнала.

Для пионов применялись следующие критерии отбора:

(1) Трек должен исходить из области взаимодействия пучков: цилиндрические координаты точки максимального сближения трека с точкой взаимодействия должны удовлетворять требованиям $dr < 3 \text{ mm}$, $|dz| < 2 \text{ cm}$, ось Z выбрана антипараллельной e^+ пучку. Это требование подавляет плохо восстановленные треки, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и треки из вторичных взаимодействий с веществом.

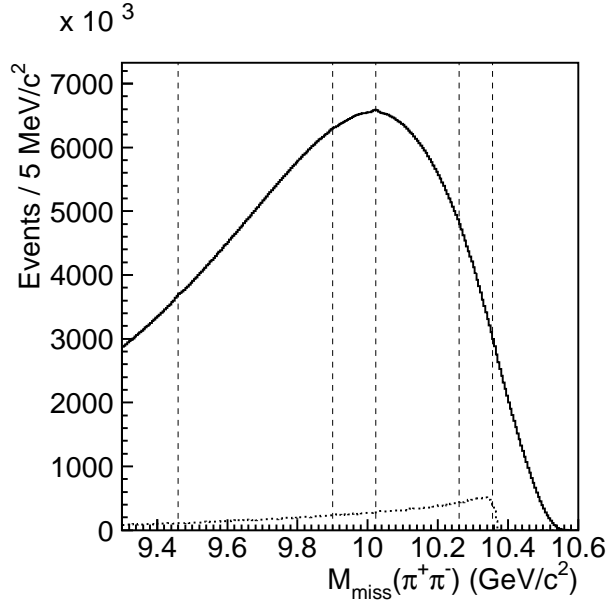


Рис. 4.1: Распределение отобранных $\pi^+\pi^-$ пар по недостающей массе (сплошная гистограмма) и вклад процесса $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, умноженный на 10, чтобы сделать его различимым (пунктирная гистограмма). Вертикальные линии показывают ожидаемые положение сигналов (слева направо) $\Upsilon(1S)$, $h_b(1P)$, $\Upsilon(2S)$, $h_b(2P)$ и $\Upsilon(3S)$.

(2) Требования идентификации: отношения правдоподобий пионной, каонной и протонной гипотез должны удовлетворять требованиям $L(\pi/K) > 0.1$, $L(\pi/p) > 0.1$. Применялось также вето на электроны $P_e < 0.9$. Требования идентификации имеют высокую эффективность для сигнальных пионов и носят “профилактический” характер. Мы посчитали их полезными в условиях большого количества процессов, дающих вклад в фон при инклюзивном восстановлении.

Распределение отобранных $\pi^+\pi^-$ по недостающей массе показано на Рисунке 4.1. Различимы пики в области $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$. Заметим однако, что число событий в бине около миллиона, а относительная точность – 10^{-3} , поэтому едва заметное отклонение от гладкого фона имеет высокую статистическую значимость.

4.3 Калибровочные каналы

Перед фитированием инклюзивного $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектра мы определили форму сигналов из данных. Мы использовали ранее обнаруженные в Belle переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow$

$\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ с аномально большими парциальными ширинами [131]. Образец таких переходов с чистотой $> 95\%$ получен восстановлением $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ комбинаций.

Критерии отбора HadronB имеют низкую эффективность для переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^- \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$, поэтому для их изучения был создан специальный отбор событий (т.н. урірі ским) с единственным требованием наличия в событии лептонной пары с высокой инвариантной массой $M(l^+l^-) > 8 \text{ GeV}/c^2$. Для отбора мюонов применялись критерии из предыдущей публикации [131]: прицельные параметры $dr < 1 \text{ cm}$ и $dz < 5 \text{ cm}$, достоверность мюонной гипотезы $L(\mu) > 0.8$. Канал e^+e^- имеет меньшую эффективность и больший фон, поэтому он не использовался. Критерии отбора пионов те же, что при инклюзивном восстановлении. Дополнительно, для подавления фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma(\rightarrow e^+e^-)$, где конверсионная e^+e^- пара неправильно идентифицирована как $\pi^+\pi^-$, наложено требование на пространственный угол между пионами, измеренный в лабораторной системе отсчета, $\cos\theta_{\pi^+\pi^-} < 0.95$.

Для изучения конечного состояния $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ удобно использовать двумерное распределение массы $\mu^+\mu^-$ $M(\mu^+\mu^-)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$, показанное на Рисунке 4.2. В диагональной области, где $M(\mu^+\mu^-) \approx M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$, видны отчетливые кла-

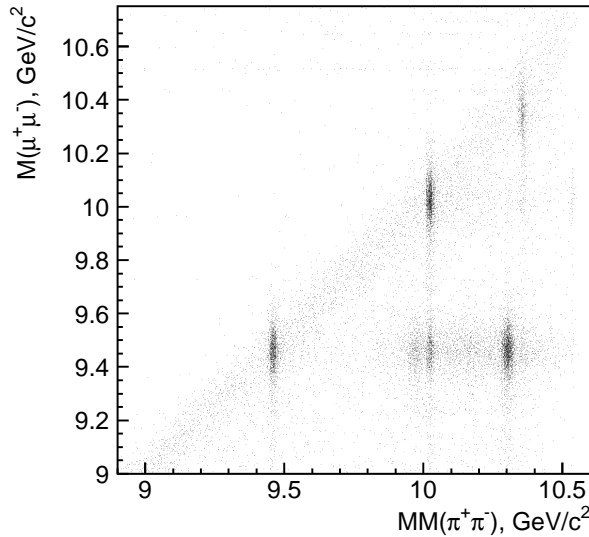


Рис. 4.2: Распределение $M(\mu^+\mu^-)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для отобранных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ комбинаций.

стеры, соответствующие полностью восстановленным переходам $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$

($n = 1, 2, 3$). События, равномерно заполняющие диагональную область – это остаток фона от $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma(\rightarrow e^+e^-)$ и нерезонансный процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. Проекция диагональной полосы $|M(\mu^+\mu^-) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)| < 150\text{MeV}/c^2$ на $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ показана на Рисунке 4.3 для областей $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$. На приведенных рас-

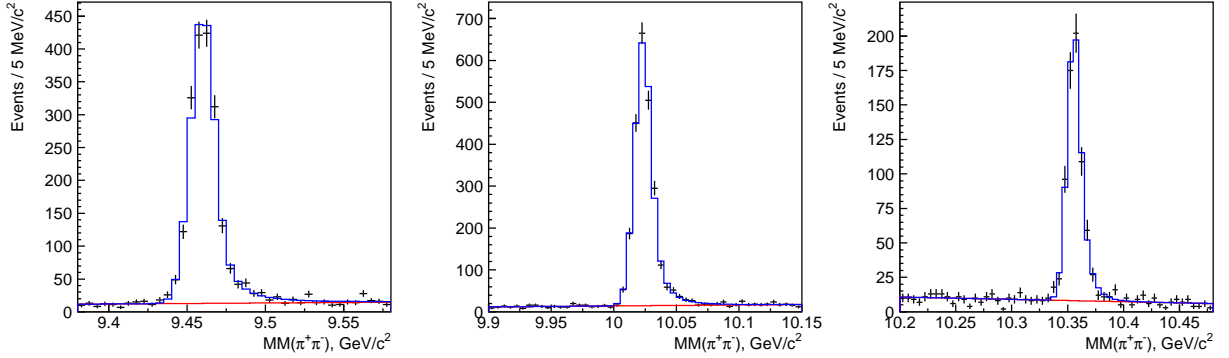


Рис. 4.3: Проекция диагональной полосы $|M(\mu^+\mu^-) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)| < 150\text{MeV}/c^2$ на $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для областей (слева направо) $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$.

пределениях изучаемые переходы выглядят как асимметричные пики. Мы интерпретируем «хвосты» при больших недостающих массах как результат излучения мягких фотонов в начальном состоянии e^+e^- . Расчет с учетом вероятности испускания фотонов в зависимости от их энергии [152] и формы $\Upsilon(5S)$ резонанса [150] подтверждает эту гипотезу.

Собственная ширина состояний $\Upsilon(nS)$ пренебрежимо мала по сравнению с детекторным разрешением. Для параметризации сигналов использовалась Crystal Ball функция, являющаяся гауссианой с гладко «пришитым» степенным хвостом [153] (мы используем версию, в которой хвост справа):

$$CB(x; N, M, \sigma, \alpha, n) = N \begin{cases} \exp\left\{-\frac{(x-M)^2}{2\sigma^2}\right\}, & \text{для } \frac{x-M}{\sigma} < \alpha \\ \exp\left\{-\frac{\alpha^2}{2}\right\}/d, & \text{для } \alpha < \frac{x-M}{\sigma} \end{cases} \quad (4.3)$$

здесь $d = \left(1 + \frac{\alpha}{n} \frac{x-M}{\sigma} - \frac{\alpha^2}{n}\right)^n$. Фон описывался полиномом первой степени. Результаты фитирования показаны на Рисунке 4.3. Полученные значения для выхода, отклонения измеренного положения пика от мирового среднего [48] и ширины (σ) для состояний $\Upsilon(nS)$ показаны в Таблице 4.1. Массы хорошо согласуются с мировыми средними. Хвосты сигналов содержат приблизительно 8% событий.

Таблица 4.1: Выход, отклонение измеренного положения пика от мирового среднего и ширина (σ) для сигналов, восстановленных с использованием $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ в конечном состоянии $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$.

| | Yield | $\Delta M, \text{MeV}/c^2$ | $\sigma, \text{MeV}/c^2$ |
|----------------|-------------------|---------------------------------|--------------------------|
| $\Upsilon(1S)$ | 1894 ± 61 | $-0.34 \pm 0.23 \pm 0.26$ | 7.68 ± 0.21 |
| $\Upsilon(2S)$ | 2322 ± 60 | $+0.08 \pm 0.22 \pm 0.31$ | 6.60 ± 0.20 |
| $\Upsilon(3S)$ | 661_{-30}^{+39} | $+0.42_{-0.39}^{+0.56} \pm 0.5$ | $5.98_{-0.37}^{+0.62}$ |

Структуры в горизонтальной полосе $M(\mu^+\mu^-) \approx M[\Upsilon(1S)]$ на Рисунке 4.2 соответствуют событиям, в которых присутствует $\Upsilon(1S)$ резонанс, распавшийся на $\mu^+\mu^-$. Проекция полосы $|M(\mu^+\mu^-) - M(\Upsilon(1S))| < 150 \text{ MeV}/c^2$ на $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ показана на Рисунке 4.4 для областей $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$. Пики на массах $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ соответствуют

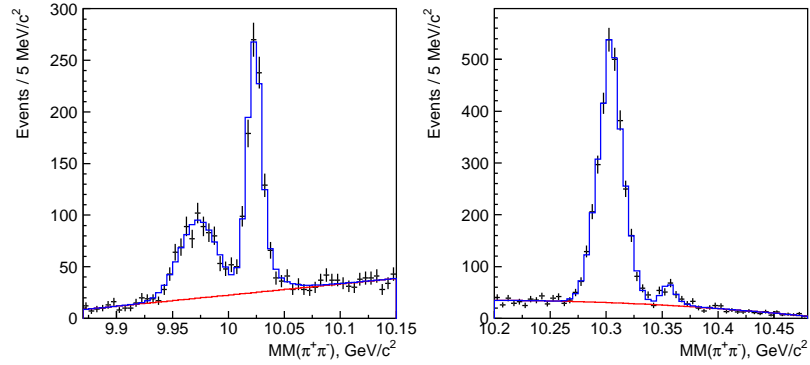


Рис. 4.4: Проекция полосы $|M(\mu^+\mu^-) - M(\Upsilon(1S))| < 150 \text{ MeV}/c^2$ на $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для областей (слева направо) $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$.

двухпионным переходам из $\Upsilon(5S)$ в $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ с последующим инклюзивным рождением $\Upsilon(1S)$. При фитировании эти сигналы описывались Crystal Ball-функциями с фиксированными параметрами, полученные выходы составили 894 ± 35 и 139 ± 19 соответственно.

Пики на массах $9.97 \text{ GeV}/c^2$ и $10.30 \text{ GeV}/c^2$ являются “отражениями” от переходов $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ соответственно, где $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(2S)$ рождаются в процессе радиационного возврата или в инклюзивных переходах из $\Upsilon(5S)$.

Пики, уширенные из-за эффекта Доплера, описывались гауссианой и двойной гауссианой соответственно. Найденные выходы (среднеквадратичные отклонения) составили 653 ± 36 и 2764 ± 61 ($17.2 \pm 0.1 \text{MeV}/c^2$ и $11.7 \pm 0.6 \text{MeV}/c^2$) соответственно.

Результаты моделирования показывают, что форма пиков в распределении по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ не зависит от того, восстанавливаются ли $\pi^+\pi^-$ пары в окружении адронов (случай распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(nS)(\rightarrow ggg)$), или в намного более чистых $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ событиях (случай распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(nS)(\rightarrow \mu^+\mu^-)$). Поэтому при фитировании инклюзивного спектра $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ мы использовали формы $\Upsilon(nS)$ сигналов, найденные из образца данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. Для дополнительных при инклюзивном восстановлении сигналов $h_b(1P)$, $h_b(2P)$ и $\Upsilon(1D)$ мы использовали параметры хвоста сигнала $\Upsilon(2S)$, а параметр σ был найден линейной интерполяцией по массе (см. Рисунок 4.5; показаны также результаты измерения параметра σ при инклюзивном восстановлении, описанные ниже в разделе 4.6).

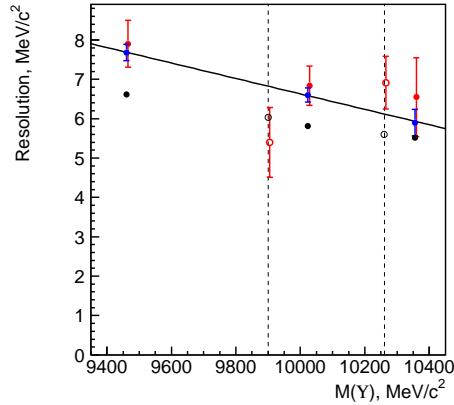


Рис. 4.5: Разрешение по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для резонансов $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$. Черные точки соответствуют разрешению в моделировании, синие (красные) – разрешению в данных с эксклюзивным (инклюзивным) восстановлением. Прямая соответствует результату фитирования эксклюзивных точек.

4.4 Вклад распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Вклад распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в распределение по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ имеет форму ступеньки. Резкое падение в выходе K_S^0 соответствует их нулевому импульсу. Ступенька

расположена вблизи пиков $h_b(2P)$ и $\Upsilon(3S)$, поэтому ее невозможно исключить из области фитирования. Наложение вето на сигнальную область K_S^0 в распределении по $M(\pi^+\pi^-)$ вносит искажение в спектр $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Поэтому в качестве решения было выбрано определение зависимости выхода K_S^0 от $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ из данных. Для этого мы фитировали распределения по $M(\pi^+\pi^-)$ в бинах по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Фитирующая функция является суммой гауссианы, описывающей сигнал, и ARGUS-функции, свернутой с гауссианой, описывающей фон. ARGUS-функция [154] имеет вид: $(x - x_0)^p \exp(ax)$, где x_0 , p и a – параметры. Параметр обрезания x_0 зафиксирован в каждом бине по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ на значении $10.865 \text{ GeV} - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Параметр σ гауссианы найден из данных и зафиксирован на $\sigma = 2.06 \text{ MeV}/c^2$ при фитировании в каждом бине. Выход, положение и ширина пика K_S^0 в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ показаны на Рисунке 4.6. Распределение по массе и ширине качественно согласуется с моделированием.

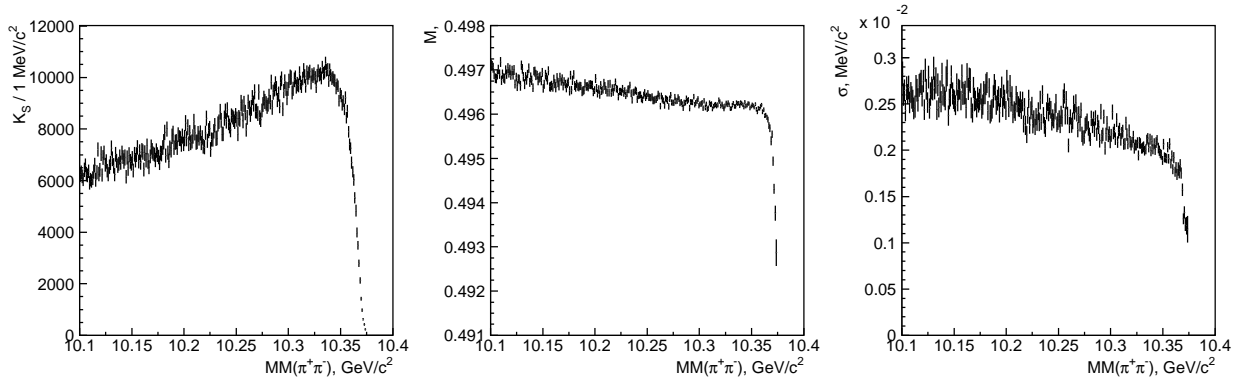


Рис. 4.6: Выход, положение и ширина пика K_S^0 в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$.

4.5 Фитирование инклюзивного $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектра

Для фитирования инклюзивного $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектра мы используем бинированный χ^2 фит. Он включает все сигналы и отражения, найденные при эксклюзивном восстановлении $\Upsilon(nS)$, сигналы $h_b(1P)$, $\Upsilon(1D)$ и $h_b(2P)$, вклад распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и комбинаторный фон. Форма сигналов и отражений зафиксирована (см. раздел 4.3), положение пиков отпущено, кроме широкого отражения $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, которое плохо ограничено фитом. Комбинаторный фон описывается полиномом Чебыше-

ва. Для того, чтобы избежать использования полиномов очень высокой степени, весь диапазон фитирования $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) = 9.3 \dots 10.45 \text{ MeV}/c^2$ разделен на три смежные области с границами при 9.8 и $10.1 \text{ GeV}/c^2$. Каждая область фитировалась независимо. Степень полинома выбиралась из требования максимума уровня достоверности фита: степень повышалась, пока χ^2 не выходил на плато. В первой и второй областях мы использовали 6-ю степень, в третьей - 7-ю. Вклад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в первой и второй областях гладкий, поэтому он добавлялся в фитирующую функцию только в третьей области. При этом учитывалась его ошибка в каждом бине. Фит выполнен с бином $1 \text{ MeV}/c^2$, для представления результатов использовался бин $5 \text{ MeV}/c^2$. Результаты фитирования для трех областей показаны на Рисунке 4.7. Уровни достоверности фи-

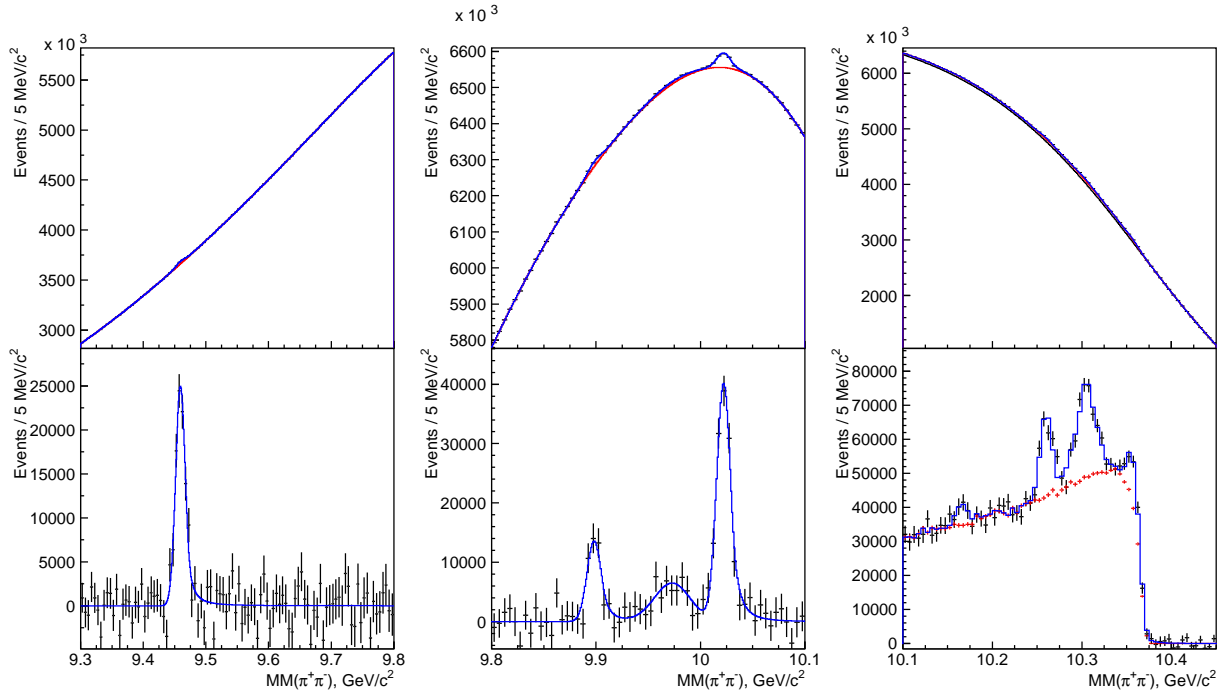


Рис. 4.7: Результаты фитирования $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ в трех областях. На верхней части в каждом рисунке точки с ошибками – данные, синяя гистограмма – результаты фитирования, красная гистограмма – комбинаторный фон. Нижняя часть: остаток после вычитания комбинаторного фона.

тов в трех областях равны 78%, 80% и 30% соответственно. Спектр $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ после вычитания комбинаторного фона и вклада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ для трех областей, сшитых вместе, показан на Рисунке 4.8. Результаты фита для выходов, положений и значимо-

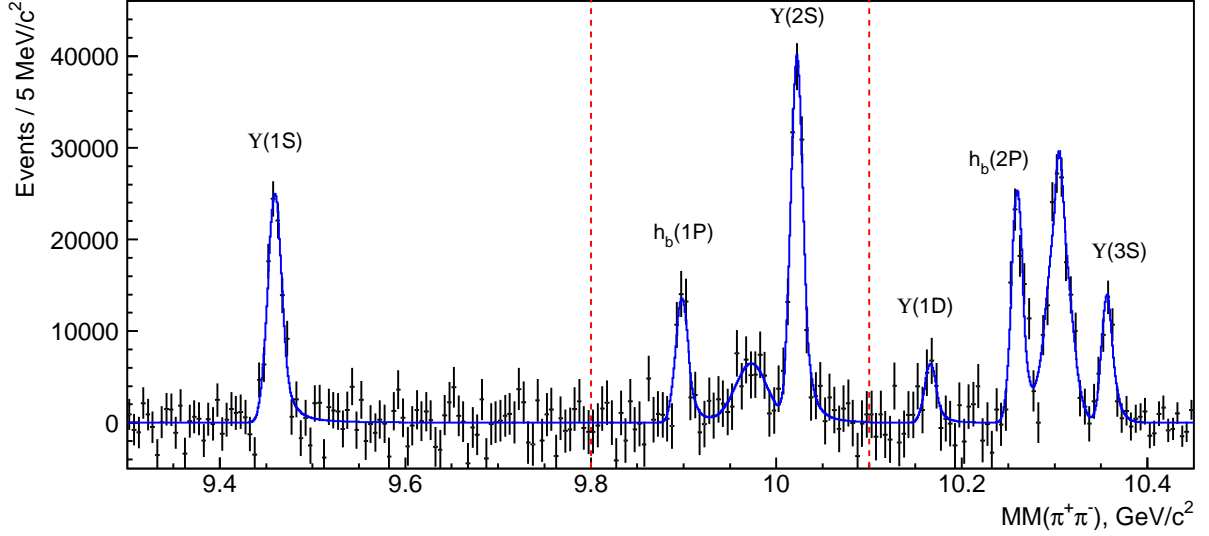


Рис. 4.8: Спектр $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ после вычитания комбинаторного фона и вклада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (точки с ошибками) и сигнальная компонента фитирующей функции (сплошная гистограмма). Вертикальные прерывистые линии показывают границы областей фитирования.

стей вкладов показаны в Таблице 4.2. Значимость каждой компоненты вычислялась по разнице χ^2 между фитами с этой компонентой включенной и выключенной с учетом разницы в количестве степеней свободы этих двух фитов.

В этих распределениях впервые обнаружены состояния $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$, их значимости составляют 6 и 12σ соответственно.

4.6 Оценка систематических ошибок

Было изучено несколько источников систематической погрешности. (1) Степень полинома повышалась на 1, 2 и 3. (2) Границы областей фитирования варьировались в широких пределах: приблизительно $\pm 100 \text{ MeV}/c^2$. Результаты фита оказались очень стабильными при этих изменениях.

(3) Изучалась систематическая погрешность связанная с формой сигналов. Мы рассматривали возможность, что у сигналов $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ нет радиационных хвостов и для случаев с хвостами и без отпускали параметр σ . Если параметр σ сигналов

Таблица 4.2: Выход, масса и значимость из фитирования $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектра.

| | Выход, 10^3 | Масса, MeV/c^2 | Значимость, σ |
|---------------------|-------------------------------|---------------------------------|----------------------|
| $\Upsilon(1S)$ | $105.0 \pm 5.8 \pm 3.0$ | $9459.4 \pm 0.5 \pm 1.0$ | 18.1 |
| $h_b(1P)$ | $50.0 \pm 7.8^{+4.5}_{-9.1}$ | $9898.2^{+1.1+1.0}_{-1.0-1.1}$ | 6.1 |
| $3S \rightarrow 1S$ | 55 ± 19 | 9973.01 | 2.9 |
| $\Upsilon(2S)$ | $143.8 \pm 8.7 \pm 6.8$ | $10022.2 \pm 0.4 \pm 1.0$ | 17.1 |
| $\Upsilon(1D)$ | 22.4 ± 7.8 | 10166.1 ± 2.6 | 2.4 |
| $h_b(2P)$ | $84.0 \pm 6.8^{+23.}_{-10.}$ | $10259.8 \pm 0.6^{+1.4}_{-1.0}$ | 12.3 |
| $2S \rightarrow 1S$ | $151.3 \pm 9.7^{+9.0}_{-20.}$ | $10304.6 \pm 0.6 \pm 1.0$ | 15.7 |
| $\Upsilon(3S)$ | $45.5 \pm 5.2 \pm 5.1$ | $10356.7 \pm 0.9 \pm 1.1$ | 8.5 |

$\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ умножить на “фактор уширения” f и отпустить этот новый параметр при фитировании, в среднем получается $f = 1.04 \pm 0.05$ (см. Рисунок 4.5). Мы умножали на 1.04 параметр σ сигналов $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$. Мы также отпускали ширину отражения $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$.

(4) Варьировались критерии отбора. Мы применяли более жесткие требования на прицельные параметры треков, которые в 1.5 раза уменьшали вклад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Мы также вводили требование на угол разлета между пионами $\cos \theta_{\pi^+\pi^-} < 0.95$, которое применялось при эксклюзивном восстановлении.

Максимальное изменение результатов рассматривалось как систематическая ошибка. Результаты оценки систематической погрешности представлены в Таблице 4.3.

Отклонения измеренных масс $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ от табличных значений [48] при инклюзивном восстановлении показаны на Рисунке 4.9. Разброс больше, чем при эксклюзивном восстановлении, и составляет приблизительно $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$. Этот разброс статистически не очень значим и, возможно, связан с локальными изменениями формы фона, которые плохо описываются полиномом. Для учета этого источника неопределенности во все измерения массы введена дополнительная систематическая ошибка $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$.

Полные систематические неопределенности, представленные в Таблице 4.2, явля-

Таблица 4.3: Систематические ошибки в выходе и массе сигналов из $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ фита.

| | Степень Полинома | Диапазон фита | Форма сигнала | Критерии отбора |
|--------------------------------------|---------------------|------------------|--------------------|--------------------|
| $N[\Upsilon(1S)], 10^3$ | ± 1.4 | ± 1.7 | ± 2.0 | – |
| $N[h_b(1P)], 10^3$ | ± 2.4 | ± 3.6 | $^{+1.2}_{-8.0}$ | – |
| $N[\Upsilon(2S)], 10^3$ | ± 3.4 | ± 3.2 | ± 5.0 | – |
| $N[h_b(2P)], 10^3$ | ± 2.2 | ± 2.6 | $^{+23.}_{-9.0}$ | – |
| $N[2 \rightarrow 1], 10^3$ | ± 3.0 | ± 8.0 | $^{+0}_{-18}$ | – |
| $N[\Upsilon(3S)], 10^3$ | ± 1.0 | ± 3.0 | ± 4.0 | – |
| $M[\Upsilon(1S)], \text{MeV}/c^2$ | ± 0.04 | ± 0.06 | ± 0.03 | ± 0.18 |
| $M[h_b(1P)], \text{MeV}/c^2$ | ± 0.04 | ± 0.10 | $^{+0.04}_{-0.20}$ | $^{+0.20}_{-0.30}$ |
| $M[\Upsilon(2S)], \text{MeV}/c^2$ | ± 0.02 | ± 0.08 | ± 0.06 | ± 0.03 |
| $M[h_b(2P)], \text{MeV}/c^2$ | ± 0.10 | ± 0.20 | $^{+1.0}_{-0.0}$ | ± 0.08 |
| $M[2 \rightarrow 1], \text{MeV}/c^2$ | ± 0.20 | ± 0.10 | ± 0.06 | ± 0.10 |
| $M[\Upsilon(3S)], \text{MeV}/c^2$ | ± 0.15 | ± 0.24 | ± 0.10 | ± 0.20 |

ются квадратичной суммой всех вкладов, перечисленных в Таблице 4.3. Сигнал $\Upsilon(1D)$ имеет низкую значимость, поэтому систематические погрешности для его параметров не приведены. Минимальная значимость при введении изменений в анализ составила 5.5σ и 11.2σ для сигналов $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ соответственно. Мы рассматриваем эти значения как значимость с учетом систематической погрешности.

Измеренные массы $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ составили $M = (9898.2^{+1.1+1.0}_{-1.0-1.1}) \text{MeV}/c^2$ и $M = (10259.8 \pm 0.6^{+1.4}_{-1.0}) \text{MeV}/c^2$ соответственно. Используя мировые средние для масс $\chi_{bJ}(nP)$ состояний [48], мы находим сверхтонкие расщепления: $\Delta M_{\text{HF}} = (+1.7 \pm 1.5) \text{MeV}/c^2$ и $(+0.5^{+1.6}_{-1.2}) \text{MeV}/c^2$ соответственно, где статистическая и систематическая погрешности сложены квадратично.

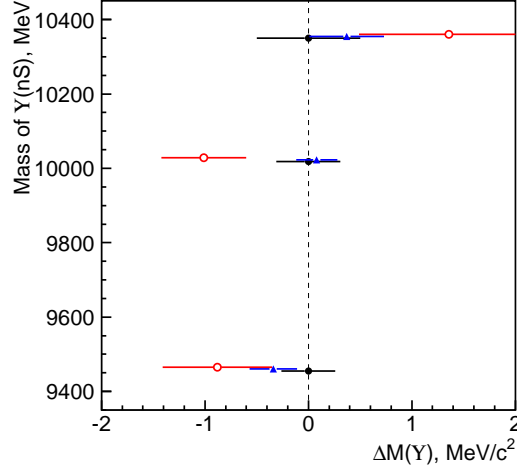


Рис. 4.9: Отклонения измеренных масс $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ резонансов от табличных значений. Вертикальная ось это масса Υ . Черные точки с ошибками показывают неопределенность табличных значений, синие (красные) точки соответствуют эксклюзивным (инклюзивным) измерениям.

4.7 Сечение рождения

Для определения эффективности восстановления мы использовали результаты изучения динамики трех-частичных распадов $\Upsilon(5S)$ [155]. Дело в том, что в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) и $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1, 2$) были обнаружены промежуточные заряженные состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ с экзотическим минимальным кварковым составом. Эти результаты подробно описаны в главе 6. Для канала $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ мы используем измеренную зависимость квадрата модуля матричного элемента от переменных Далица $M^2[\Upsilon(nS)\pi]$ и $M^2[\pi^+\pi^-]$. Мы предполагаем, что спин-четность состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ равны 1^+ , так что и резонансная, и нерезонансная компоненты в канале $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ идут в S волне. В канале $h_b(mP)\pi^+\pi^-$ нами было получено, что нерезонансная часть пренебрежимо мала. Дальнейшее изучение с использованием полного шестимерного анализа распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ подтвердило правильность гипотезы о спин-четности $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ состояний [156]. Для оценки погрешности в эффективности рассматривались все другие гипотезы с $J \leq 2$, при этом предполагалось, что распад идет в низшей из разрешенных

волн. Для оценки эффективности, в моделировании сначала события разыгрывались равномерно по фазовому объему, а затем вводились веса, учитывающие динамику распадов. Были получены значения $(56.5_{-1.6}^{+0.5})\%$, $(51.6_{-1.7}^{+6.0})\%$ и $(46.6_{-1.8}^{+5.8})\%$ для $\Upsilon(2S)$, $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ соответственно. Эффективности восстановления $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ по отношению к $\Upsilon(2S)$ составляют $0.913_{-0.010}^{+0.136}$ и $0.824_{-0.013}^{+0.130}$ соответственно.

Потеря эффективности из-за требования на форму события $R_2 < 0.3$ была определена из данных, поскольку оценка из моделирования была бы ненадежной. Для этого был измерен выход событий с обращенным требованием $R_2 > 0.3$, при этом масса сигналов была зафиксирована, а статистическая ошибка в выходе учитывалась как систематическая ошибка в эффективности. Были получены значения $(86.3 \pm 3.2)\%$, $(72.3 \pm 6.8)\%$ и $(79.6 \pm 4.3)\%$ для $\Upsilon(2S)$, $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ соответственно.

На основании полученных значений выходов и эффективностей мы нашли отношение сечений рождения в пике $\Upsilon(5S)$ резонанса:

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.45 \pm 0.08_{-0.12}^{+0.07}, \quad (4.4)$$

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.77 \pm 0.08_{-0.17}^{+0.22}. \quad (4.5)$$

Систематическая ошибка в отношении включает систематическую ошибку в выходах, ошибки в эффективностях восстановления и требования $R_2 < 0.3$ и систематическую ошибку из-за варьирования критериев отбора. Вклады разных источников сложены квадратично.

Мы также использовали образец данных, набранный в пике $\Upsilon(4S)$ резонанса с интегральной светимостью 711 fb^{-1} , для поиска переходов $\Upsilon(4S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$ ($h_b(2P)$ кинематически запрещен). В предположении, что отношение эффективностей требования $R_2 < 0.3$ на $\Upsilon(4S)$ и на $\Upsilon(5S)$ совпадают, отношение полных эффективностей равно $0.94_{-0.03}^{+0.11}$. Из измеренного выхода $(35 \pm 21_{-15}^{+24}) \times 10^3$ мы установили верхний предел на отношение сечений $\sigma(e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-)$ в пике $\Upsilon(4S)$ и в пике $\Upsilon(5S)$, равный 0.28 на 90% У.Д.

4.8 Обсуждение полученных результатов

Таким образом, в данном анализе впервые были обнаружены P -волновые спин-синглетные состояния боттомония $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$.

Измеренные значения масс составили

$$M_{h_b(1P)} = (9898.2^{+1.1+1.0}_{-1.0-1.1}) \text{ MeV}/c^2, \quad (4.6)$$

$$M_{h_b(2P)} = (10259.8 \pm 0.6^{+1.4}_{-1.0}) \text{ MeV}/c^2. \quad (4.7)$$

Измеренные отношения сечений рождения в пике $\Upsilon(5S)$ резонанса составили

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.45 \pm 0.08^{+0.07}_{-0.12}, \quad (4.8)$$

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.77 \pm 0.08^{+0.22}_{-0.17}. \quad (4.9)$$

Ближайшими уровнями боттомония являются $\chi_{bJ}(1P)$ и $\chi_{bJ}(2P)$, однако их массы отличаются от измеренных здесь значений более чем на 3σ . Более того, в распадах $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(nP)\pi^+\pi^-$ не сохраняется G -четность, поэтому они должны быть сильно подавлены. В следующей главе представлено обнаружение распадов новых состояний на $\eta_b(nS)\gamma$ [19]. Измеренные вероятности распадов близки к 50%, что согласуется с ожиданиями для $h_b(nP)$ [163] и подтверждает правильность нашей интерпретации.

Единственным положительным результатом по $h_b(1P)$ на момент публикации нашей работы являлось указание на существование распада $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^0 h_b(1P)$ со значимостью 3.1σ , полученное в эксперименте BaBar [168]. Значение массы $(9902 \pm 4) \text{ MeV}/c^2$ в пределах большой ошибки согласуется с результатом Belle.

Измеренным значениям масс соответствуют сверхтонким расщеплениям $\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+1.7 \pm 1.5) \text{ MeV}/c^2$ и $\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5^{+1.6}_{-1.2}) \text{ MeV}/c^2$. Полученные значения согласуются с нулем, как предсказывают вычисления в пертурбативной КХД [157, 158, 159, 160]. Этот результат показывает, что обмен мягкими глюонами не дает заметного вклада в спин-спиновое взаимодействие в P -волновых мультиплетах [161]. Такое заключение подтверждается прямыми решеточными вычислениями [162].

В дальнейшем при изучении радиационных распадов $h_b(nP)$, описанном в следующей главе, точность измерения масс была повышена за счет использования требования промежуточных Z_b состояний, позволившего понизить комбинаторный фон,

и небольшого увеличения статистики из-за использования данных сканирования по энергии в области $\Upsilon(5S)$ [19]. Новые значения $\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+0.8 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$ и $\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2$ еще лучше согласуются с нулем. Заметим, что в чармонии достигнута еще более высокая точность измерения сверхтонкого расщепления: $\Delta M_{\text{HF}}(1P)_{c\bar{c}} = (-0.11 \pm 0.17) \text{ MeV}/c^2$ [48].

Если результаты измерения массы состояний $h_b(nP)$ показали прекрасное согласие с теорией, то высокие значения сечения рождения оказались неожиданными. Измеренные отношения сечений показывают, что переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ имеют близкие парциальные ширины, составляющие $\Gamma \sim 1 \text{ MeV}$ [131], что на два порядка превышает парциальные ширины двухпионных переходов между состояниями $\Upsilon(nS)$ ниже $\Upsilon(4S)$. Ширины распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ также значительно превышают верхний предел на ширину распада $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$, полученный в эксперименте BaBar [165]. Более того, переход $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ сопровождается переворотом спина b кварка, что нарушает симметрию тяжелых кварков и, следовательно, должен быть подавлен как $(\Lambda_{\text{QCD}}/m_b)^2$ по сравнению с переходом $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Отсутствие подавления свидетельствует об экзотическом механизме перехода $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$. Изучение в дальнейшем его резонансной структуры выявило, что этот переход идет через заряженные промежуточные состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ с экзотическим кварковым составом. Предположение о том, что структура состояний Z_b является молекулярной, позволило объяснить механизм нарушения симметрии тяжелых кварков. Эти результаты представлены в Главе 6.

Обнаружение переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ стало отправной точкой дальнейших исследований, в частности, обнаружения состояния $\eta_b(2S)$ и точного измерения параметров состояния $\eta_b(1S)$ с использованием радиационных распадов $h_b(nP)$, а также обнаружения состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ с экзотическим кварковым составом при изучении механизма рождения $h_b(nP)$. Эти результаты описаны в двух следующих главах.

В связи с изучением состояний Z_b был выполнен угловой анализ переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$ [164]. Предварительные результаты согласуются с гипотезой $J^P = 1^+$ для $h_b(1P)$, как и ожидалось.

Отметим также, что предварительные (еще не опубликованные) результаты из-

мерения зависимости сечений $\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-]$ ($n = 1, 2$) от энергии в эксперименте Belle демонстрируют выразительный пик $\Upsilon(5S)$ и отсутствие рождения в континууме, что согласуется с аналогичными измерениями для процесса $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ [167] и показывает правильность нашего представления о том, что эти конечные состояния являются продуктами распада $\Upsilon(5S)$.

Обнаружение $h_b(nP)$ вызвало интерес к другим адронным распадам $\Upsilon(5S)$ и $\Upsilon(4S)$ резонансов в более легкие состояния боттомония, что привело к обнаружению целого ряда новых переходов: $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1S, 2S)\eta$ [22], $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)\pi^+\pi^-$ [22], $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)\eta$ [23], $\Upsilon(5S) \rightarrow \chi_{bJ}(1P)\omega$ [166], $\Upsilon(4S) \rightarrow h_b(1P)\eta$ [23]. Эксперимент Belle представил предварительные результаты по этим каналам, которые, однако, не вошли в диссертацию.

В мае 2014 года эксперимент Belle сообщил об обнаружении перехода $\Upsilon(4S) \rightarrow h_b(1P)\eta$ [23]. Предварительное измерение массы $h_b(1P)$ хорошо согласуется с представленным здесь значением.

Интересно, что статистика для обнаружение $h_b(1P)$ с использованием перехода $\Upsilon(4S) \rightarrow h_b(1P)\eta$ была доступна уже в 2002-2003 годах, причем как в эксперименте Belle, так и в эксперименте BaBar. Однако идея о том, что парциальная ширина может оказаться достаточно большой, а метод недостающей массы можно использовать для поиска адронных переходов, тогда не возникла.

Глава 5

Обнаружение состояния $\eta_b(2S)$ и переходов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$

В начале 2011 года коллаборация Belle сообщила об обнаружении P -волновых спин-синглетных состояний $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ [20]. Ожидается, что радиационные переходы из этих состояний в S -волновые спин-синглетные состояния имеют высокие вероятности [163]:

$$h_b(1P) \rightarrow ggg (57\%), \eta_b(1S)\gamma (41\%), gg\gamma (2\%), \quad (5.1)$$

$$h_b(2P) \rightarrow ggg (63\%), \eta_b(1S)\gamma (13\%), \eta_b(2S)\gamma (19\%), gg\gamma (2\%). \quad (5.2)$$

Поэтому большая статистика инклюзивно восстановленных $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ предоставляет возможность изучать $\eta_b(1S)$ и $\eta_b(2S)$. Напомним, что измерение сверхтонкого расщепления $\Delta M_{\text{HF}}(nS) = M[\Upsilon(nS)] - M[\eta_b(nS)]$ дает информацию о спин-спиновом взаимодействии между кварком и антикварком.

Состояние $\eta_b(1S)$ было обнаружено в 2008 году в эксперименте ВаВар в подавленных магнитных переходах $\Upsilon(3S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ [17] и затем подтверждено в эксперименте CLEO в этом же переходе [169]. Впоследствии ВаВар обнаружил переходы $\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ [18]. Мировое среднее 2012 года: $\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (69.3 \pm 2.8) \text{ MeV}$ [48] находилось несколько выше, чем оценки пертурбативной нерелятивистской КХД (41 ± 14) MeV [170] и решеточных вычислений (60 ± 8) MeV [171]. Экспериментальной информации о ширине $\eta_b(1S)$ не было. Также полностью отсутствовала экспериментальная информация о состоянии $\eta_b(2S)$.

В этой главе представлено первое обнаружение состояния $\eta_b(2S)$ и первое обнаружение переходов $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$. В анализе использовались данные, набранные экспериментом Belle в пике резонанса $\Upsilon(5S)$ с интегральной светимостью 121.4 fb^{-1} , и данные сканирования вблизи $\Upsilon(5S)$ с интегральной светимостью 12.0 fb^{-1} . Представленные здесь результаты опубликованы в работе [19].

5.1 Метод восстановления

В цепочке $\Upsilon(5S) \rightarrow \pi^+\pi^-h_b(nP) \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma\eta_b(mS))$ мы восстанавливали только π^- , π^+ и γ . Комбинации $\pi^+\pi^-\gamma$ из сигнальной цепочки распадов образуют кластер в двумерном распределении $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-\gamma)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ с координатами $(m_{h_b(nP)}, m_{\eta_b(mS)})$, как видно из Рис. 5.1 (слева), на котором показаны результаты моделирования перехода $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$. В этом распределении видны также вер-

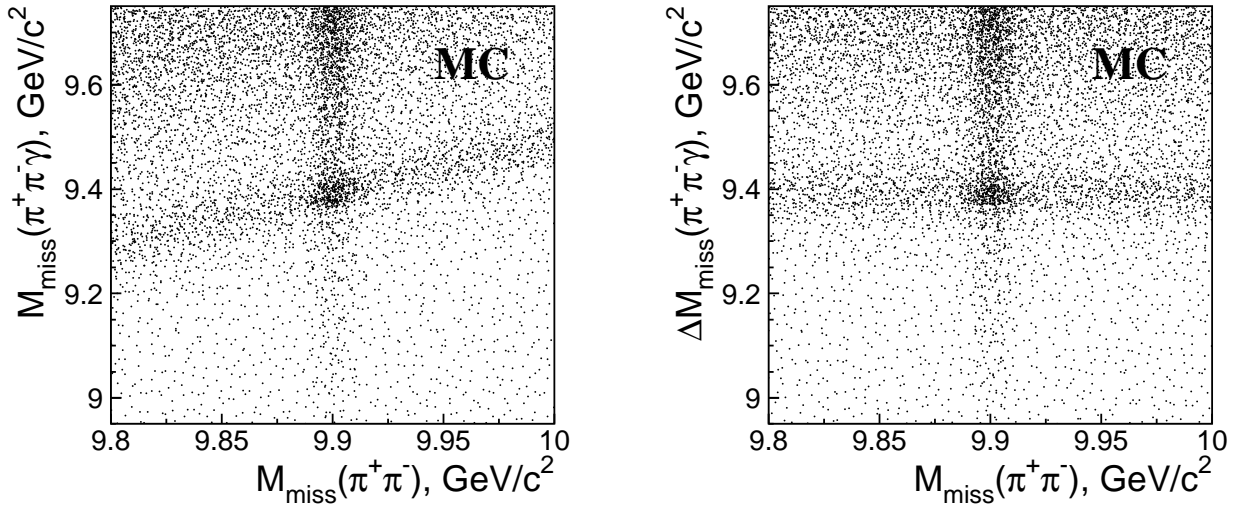


Рис. 5.1: Результаты моделирования переходов $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$. Распределения $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-\gamma)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ (слева) и $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ (справа) для всех комбинаций $\pi^+\pi^-\gamma$ в сигнальных событиях.

тикальная полоса, в которой $\pi^+\pi^-$ – сигнальные, а γ – случайные, и наклонная полоса, в которой, наоборот, γ – сигнальные, а $\pi^+\pi^-$ – случайные. Введем новую переменную: $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma) \equiv M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-\gamma) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) + m_{h_b(nP)}$, которая удобна тем, что, в от-

личие от переменной $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-\gamma)$, не коррелирует с $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$, и, поэтому, полоса от сигнальных γ и случайных $\pi^+\pi^-$ становится горизонтальной (см. Рис. 5.1 справа).

Вполне возможно выполнить фитирование двумерного распределения $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Однако из-за очень высокого уровня фона и низкого отношения сигнала к фону контролировать такой фит сложно. Мы использовали более интуитивный подход, в котором разделяли двумерное распределение на горизонтальные полосы шириной $10 \text{ MeV}/c^2$, проектировали их на ось $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ и фитировали полученные распределения по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для каждого $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ бина. В найденную зависимость выхода $h_b(nP)$ состояний от $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ дают вклад только сигнал и фон от случайных γ . Это распределение удобно фитировать для измерения параметров сигнала $\eta_b(mS)$.

В этом подходе выход $h_b(1P)$ измеряется в зависимости от $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$, а выход $h_b(2P)$ – в зависимости от $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$.

5.2 Отбор событий

В анализе рассматривались все $\pi^+\pi^-\gamma$ комбинации в событии. Мы использовали такие же критерии отбора адронных событий и $\pi^+\pi^-$ пар, как в работе по обнаружению $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ [20], описанной в предыдущей главе.

Отбор адронных событий направлен на подавление фона от взаимодействий с остаточным газом в вакуумной трубе, Баба-рассеяния ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), рождения $\tau^+\tau^-$ и двухфотонных процессов. В нем применялись требования на положение общей вершины события, множественность треков и суммарные энергию и импульс события.

Для подавления фона от континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) использовалось отношение второго и первого моментов Фокса-Вольфрама R_2 [151]. В работе [20] применялось требование $R_2 < 0.3$, которое было выбрано с использованием калибровочного перехода $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ и соответствует его максимальной значимости. Однако $\Upsilon(2S)$ распадается на три глюона, а $\eta_b(nS)$ – на два, поэтому оптимальное значение R_2 для состояний $\eta_b(nS)$ может быть другим. При восстановлении переходов $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$, для которых значимость оказалась очень большой, мы использовали критерий $R_2 < 0.3$. Затем мы просканировали значимость сигнала этих переходов в

зависимости от требования на R_2 , как показано на Рис. 5.2. Максимум этого распреде-

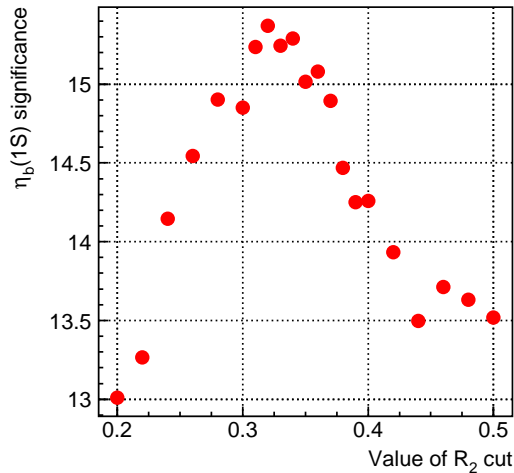


Рис. 5.2: Значимость сигнала $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ в данных в зависимости от требования на R_2 .

ления находится при 0.32 и лишь незначительно отличается от 0.3. Тем не менее, при восстановлении переходов из $h_b(2P)$, значимость которых меньше, мы использовали требование $R_2 < 0.32$.

Для пионных кандидатов мы требовали, чтобы они исходили из области взаимодействия пучков: $dr < 3$ mm и $dz < 2.0$ cm, где dr измеряется в плоскости, перпендикулярной к пучку, а dz – в направлении вдоль пучка. Применялись также мягкие “профилактические” требования пионной идентификации: отношения правдоподобий пионной, каонной и протонной гипотез должны удовлетворять требованиям $L(\pi/K) > 0.1$, $L(\pi/p) > 0.1$, накладывалось вето на электроны: $P_e < 0.9$. Дополнительно по сравнению с работой [20] применялось требование промежуточных Z_b состояний: $10.59 < M_{\text{miss}}(\pi) < 10.67$ MeV/ c^2 , позволившее подавить фон в 5 раз в области $h_b(1P)$ и в 1.6 раза в области $h_b(2P)$ без существенных потерь сигналов. Изучение резонансной структуры распада $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ и обнаружение состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ описано в следующей главе.

Ожидаемые энергии фотона в переходах $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ даны в Таблице 5.1. В качестве фотонных кандидатов рассматривались все кластеры в электромагнитном

калориметре, не ассоциированные с заряженными треками и имеющие энергию выше 50 MeV. Для фотонных кандидатов применялось π^0 вето: $|M(\gamma\gamma_2) - m_{\pi^0}| > \Delta M$,

Таблица 5.1: Энергии фотона в $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ переходах (E_γ) и параметры π^0 вето (ΔM и E_{th}).

| | E_γ , MeV | ΔM , MeV/ c^2 | E_{th} , MeV |
|--|------------------|-------------------------|-----------------------|
| $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$ | 260 | 10 | 125 |
| $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ | 500 | 13 | 75 |
| $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ | 860 | 17 | 75 |

где γ_2 – любой другой γ кандидат в событии с энергией $E_{\gamma_2} > E_{\text{th}}$. Значения ΔM и E_{th} (см. Таблицу 5.1) были выбраны максимизацией величины $\text{FoM} = \frac{S}{\sqrt{B}}$, где S – количество сигнальных событий в моделировании, а B – количество фоновых событий в небольшой части (0.1%) данных.

5.3 Калибровка функции разрешения по энергии γ

Диапазон энергий сигнальных фотонов в лабораторной системе – от 100 MeV до 1.3 GeV. Для калибровки энергии фотона в таком широком диапазоне использовались три физических процесса:

- $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$,
- $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и
- $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

D^0 мезоны были восстановлены в канале $K^-\pi^+$. Для двухфотонных конечных состояний мы потребовали, чтобы асимметрия в энергии была малой: $|E_1 - E_2|/(E_1 + E_2) < 0.05$. В результате энергии фотонов практически одинаковые, что позволяет изучать разрешение в зависимости от одной переменной.

Мы использовали распределение по $M(K^- \pi^+ \gamma) - M(K^- \pi^+) + m_{D^0}$ для D^{*0} и $M(\gamma\gamma)$ для π^0 и η . Калибровочный сигнал был параметризован двухсторонней асимметричной Crystal Ball-функцией:

$$CB(x; N, M, \sigma_1, \sigma_2, \alpha_1, \alpha_2, n_1, n_2) = N \begin{cases} \exp\{-\frac{\alpha_1^2}{2}\}/d_1, & \frac{x-M}{\sigma_1} < -\alpha_1 \\ \exp\{-\frac{(x-M)^2}{2\sigma_1^2}\}, & -\alpha_1 < \frac{x-M}{\sigma_1} < 0 \\ \exp\{-\frac{(x-M)^2}{2\sigma_2^2}\}, & 0 < \frac{x-M}{\sigma_2} < \alpha_2 \\ \exp\{-\frac{\alpha_2^2}{2}\}/d_2, & \alpha_2 < \frac{x-M}{\sigma_2} \end{cases} \quad (5.3)$$

здесь $d_1 = (1 - \frac{\alpha_1}{n_1} \frac{x-M}{\sigma_1} - \frac{\alpha_1^2}{n_1})^{n_1}$ и $d_2 = (1 + \frac{\alpha_2}{n_2} \frac{x-M}{\sigma_2} - \frac{\alpha_2^2}{n_2})^{n_2}$. Центральная часть данной функции – это асимметричная гауссиана, которая гладко соединяется со степенной функцией на хвостах. Для удобства была сделана замена переменных: $\sigma = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$ и $a = \sigma_2/\sigma_1$.

Весь диапазон энергии фотона E_{lab} был разделен на бины шириной 100 MeV. В каждом бине сначала фитировался калибровочный сигнал, полученный из моделирования. Затем все параметры функции разрешения фиксировались и вводились два новых параметра: сдвигка массы ΔM (замена $M \rightarrow M + \Delta M$) и фактор увеличения ширины f (замена $\sigma \rightarrow \sigma f$), которые затем варьировались при фитировании данных.

По сдвигке массы ΔM вычислялась сдвигка энергии фотона $\Delta E/E$. При этом мы пренебрегали неточностью в положении кластера и неточностью в измерении импульсов заряженных треков. Для случая $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ мы имеем:

$$M^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta) \quad (5.4)$$

$$2M\delta M = 2(\delta E_1 E_2 + E_1 \delta E_2)(1 - \cos \theta) \quad (5.5)$$

$$\frac{2\delta M}{M} = \frac{\delta E_1}{E_1} + \frac{\delta E_2}{E_2} \quad (5.6)$$

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\delta M}{M}. \quad (5.7)$$

Здесь учтено, что $E_1 = E_2$ согласно нашему отбору. Такая же формула справедлива для $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. В случае $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ имеем $\Delta E/E = \Delta M 2m_{D^{*0}}/(m_{D^{*0}}^2 - m_{D^0}^2)$. Зависимость сдвигки по энергии и фактора уширения от E_{lab} показана на Рис. 5.3. Все три канала дают совместимые результаты. Канал $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ не использовался при высокой энергии, поскольку кластеры начинают перекрываться. Центральные значения и

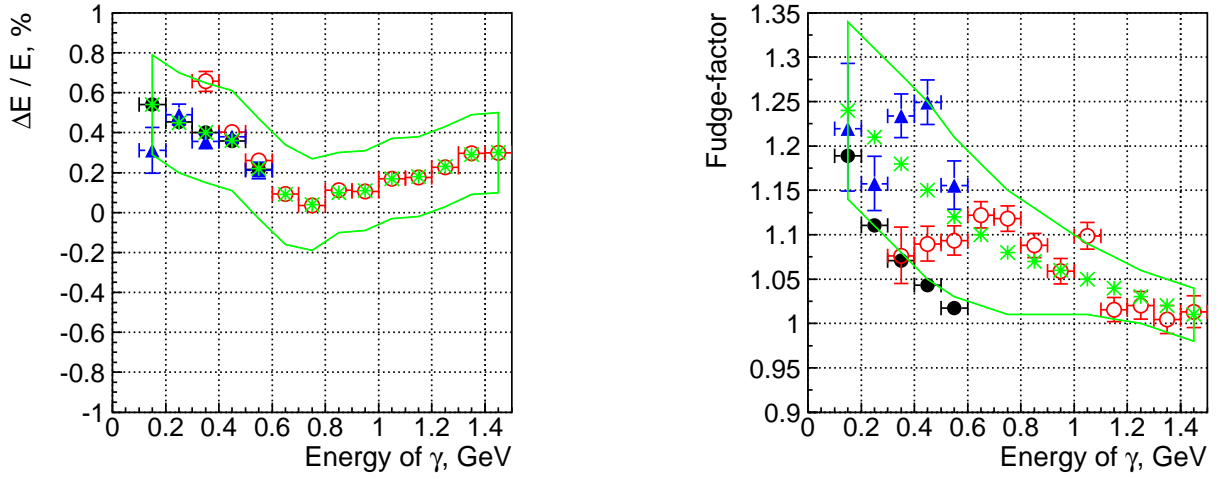


Рис. 5.3: Зависимость сдвижки по энергии и фактора уширения от энергии фотона в лабораторной системе. Представлены результаты с использованием каналов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (черные кружочки), $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (красные окружности) и $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ (синие треугольнички). Зеленые звездочки и линии показывают центральные значения и их неопределенности.

ошибка в них определяются “на глаз” с учетом разброса в разных каналах. Полученные распределения по ΔM и f усреднялись по энергетическим спектрам для каждого сигнального канала, результаты представлены в Таблице 5.2. Здесь же представлен

Таблица 5.2: Результаты калибровки: сдвижка пика ΔM , уширение f и параметр σ функции разрешения по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$.

| | ΔM , MeV/ c^2 | f | σ , MeV/ c^2 |
|--|-------------------------|-----------------|-----------------------|
| $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$ | 1.2 ± 0.7 | 1.20 ± 0.10 | 13.6 ± 1.1 |
| $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ | 1.4 ± 1.3 | 1.13 ± 0.09 | 19.8 ± 1.1 |
| $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ | 1.0 ± 1.9 | 1.07 ± 0.06 | 8.6 ± 0.7 |

параметр σ функции разрешения с ошибкой из-за неточности калибровки.

5.4 Измерение параметров состояний $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$

Заметное подавление фона благодаря требованию промежуточных Z_b и добавление 10% статистики позволяют улучшить точность в массах $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ по сравнению с результатами, описанными в предыдущей главе [20]. Новое измерение масс $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ было выполнено до комбинирования $\pi^+\pi^-$ пар с фотонами.

Применение требования промежуточных Z_b в виде

$$10.59 < M_{\text{miss}}(\pi^+) < 10.67 \text{ GeV}/c^2 \text{ или } 10.59 < M_{\text{miss}}(\pi^-) < 10.67 \text{ GeV}/c^2$$

приводит к появлению резкого провала в форме комбинаторного фона, как показано на Рис. 5.4 красной гистограммой. Провал соответствует событиям, у которых

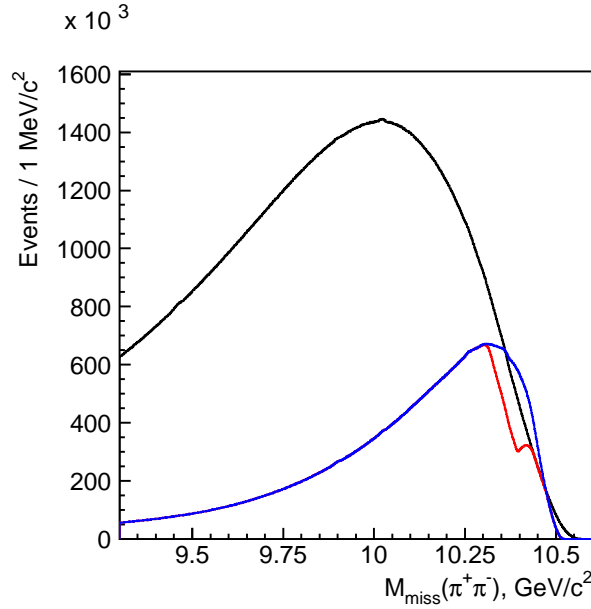


Рис. 5.4: Распределения по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для всех пар $\pi^+\pi^-$ (черная гистограмма), для пар с требованием $10.59 < M_{\text{miss}}(\pi^-) < 10.67 \text{ GeV}/c^2$ или $10.59 < M_{\text{miss}}(\pi^+) < 10.67 \text{ GeV}/c^2$ (красная гистограмма) и “исправленный” спектр, описанный в тексте (синяя гистограмма).

как $M_{\text{miss}}(\pi^+)$, так и $M_{\text{miss}}(\pi^-)$ попали в область Z_b . Форму фона можно “исправить”, если учитывать такие события дважды, результат показан на Рис. 5.4 синей гистограммой. При этом распределение получается таким же, как сумма распределений с требованием $10.59 < M_{\text{miss}}(\pi^-) < 10.67 \text{ GeV}/c^2$ и с требованием $10.59 < M_{\text{miss}}(\pi^+) <$

10.67 GeV/c². Часть $\pi^+\pi^-$ пар входит в $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ гистограмму с весом двойка. В соответствующих бинах абсолютная ошибка пересчитана по формуле:

$$\delta N = \sqrt{\sum_j w_j^2}, \quad (5.8)$$

где w_j – вес для j -го входа в бин. В нашем случае $w_j = 1$ или 2.

Процедура фитирования спектра $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ повторяет описанную в разделе 4.5. Спектр фитировался независимо в двух интервалах 9.8 – 10.1 и 10.1 – 10.4 GeV/c², содержащих сигналы $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ соответственно. Фитирующая функция являлась суммой пикующих компонент и гладкого комбинаторного фона. В области $h_b(1P)$ [$h_b(2P)$] пикующиеся компоненты возникают из-за двухпионных переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)$, $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)$ [$\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)$, $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P)$, $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(3S)$]. Комбинаторный фон в области $h_b(1P)$ [$h_b(2P)$] параметризовался полиномом Чебышева третьей [восьмой] степени.

По сравнению с фитированием, описанным в разделе 4.5, в области $h_b(1P)$ [$h_b(2P)$] мы понизили [повысили] степень полинома с пятой до третьей [с седьмой до восьмой и уменьшили на 50 MeV/c² диапазон фитирования] из-за упрощения [усложнения] формы фона после применения требования на промежуточные Z_b .

Вклад распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ имеет форму ступеньки вблизи 10.37 GeV/c². Этот вклад был найден фитированием спектров $M(\pi^+\pi^-)$ в бинах по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Из-за использования дополнительных данных сканирования по энергии e^+e^- пучков, форма фона в $M(\pi^+\pi^-)$ спектрах усложнилась. Вместо ARGUS-функции, свернутой с гауссианой (как в разделе 4.5), мы использовали распределение для комбинаций неправильного знака: $\pi^+\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$, умноженное на полином первой степени.

Результаты фитирования $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектров показаны на Рис. 5.5 и в Таблице 5.3. Уровень достоверности фита в области $h_b(1P)$ [$h_b(2P)$] составил 35% [70%].

Рассматривались следующие источники систематической погрешности:

(1) Варьировались интервал фитирования и степень полинома. Степень повышалась на единицу и на двойку от оптимального для данного интервала значения.

(2) Варьировалась форма сигнала. Мы вводили фактор уширения сигнала f (см. раздел 4.6) и отпускали его при фитировании. Результат для $h_b(1P)$ [$h_b(2P)$] составил

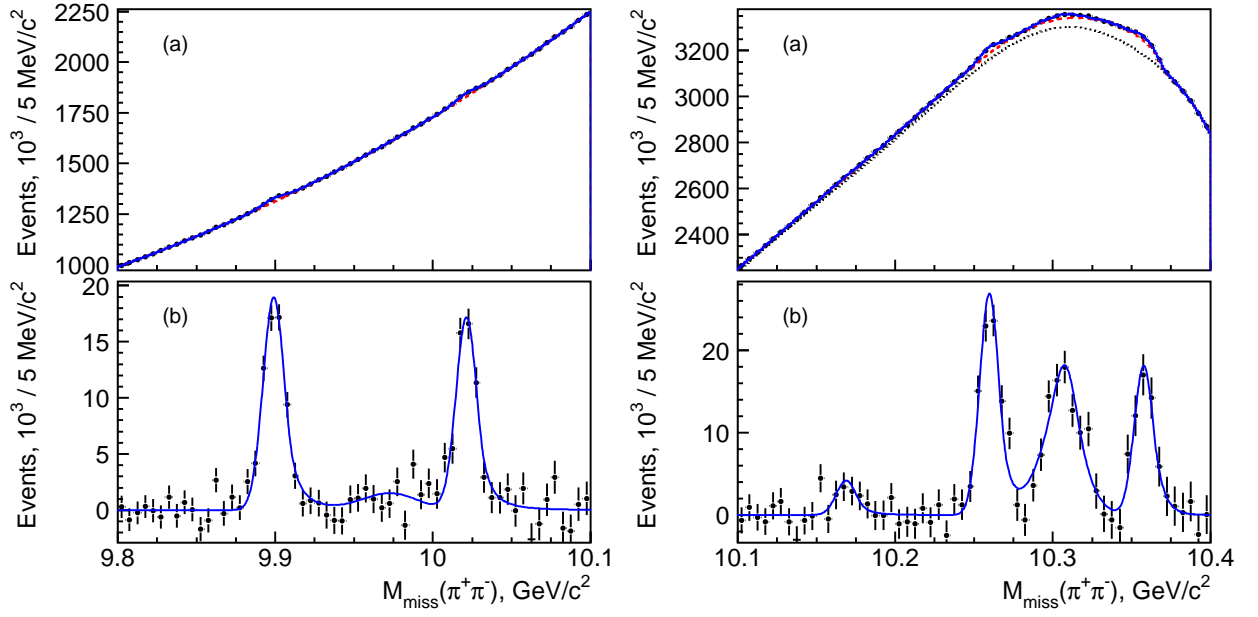


Рис. 5.5: Спектр $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ в области $h_b(1P)$ (слева) и $h_b(2P)$ (справа). Сверху показаны данные (точки с ошибками), результат фита (синяя сплошная кривая) и фон (красная прерывистая кривая). В области $h_b(2P)$ отдельно показана компонента комбинаторного фона (черная пунктирная кривая); превышение фона над ней – вклад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Внизу показаны данные (точки с ошибками) после вычитания фоновой компоненты фитирующей функции; сигнальная компонента показана синей кривой.

$f = 1.04 \pm 0.05$ [$f = 1.22 \pm 0.12$]. Также для определения формы хвоста от излучения в начальном состоянии мягких фотонов использовались калибровочные сигналы $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(3S)$ вместо сигнала $\Upsilon(2S)$ (см. раздел 4.5).

(3) Для измерения масс мы вводили дополнительную неопределенность $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$, связанную с возможными локальными изменениями формы фона и оцененную по разбросу масс калибровочных сигналов $\Upsilon(nS)$ (см. раздел 4.6).

Систематические ошибки представлены в Таблице 5.4. Для вычисления суммарной неопределенности различные вклады были сложены квадратично. Систематика в форме сигнала не учитывалась для выходов $h_b(nP)$, поскольку она сокращается в отношении $N[\eta_b(mS)]/N[h_b(nP)]$, входящем в вероятность радиационного распада.

Таблица 5.3: Выход и масса пикующих компонент из фита $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектра.

| Переход | $N, 10^3$ | Масса, MeV/c^2 |
|---|------------------------------|---------------------------|
| $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)$ | $70.3 \pm 3.3^{+1.9}_{-0.7}$ | $9899.1 \pm 0.4 \pm 1.0$ |
| $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ | 13 ± 7 | 9973.0 |
| $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(2S)$ | 61.3 ± 4.1 | 10021.3 ± 0.5 |
| $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(1D)$ | 14 ± 7 | 10169 ± 3 |
| $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P)$ | $89.5 \pm 6.1^{+0.0}_{-5.8}$ | $10259.8 \pm 0.5 \pm 1.1$ |
| $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ | 97 ± 12 | 10305.6 ± 1.2 |
| $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(3S)$ | 58 ± 8 | 10357.7 ± 1.0 |

Таблица 5.4: Систематические ошибки в выходах (в 10^3) и массах (в MeV/c^2) сигналов $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$.

| | $N[h_b(1P)]$ | $M[h_b(1P)]$ | $N[h_b(2P)]$ | $M[h_b(2P)]$ |
|---------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| Фитирование | $+1.9$ -0.7 | $+0.1$ -0.1 | $+0.0$ -5.8 | $+0.1$ -0.1 |
| Форма сигнала | — | $+0.0$ -0.1 | — | $+0.4$ -0.1 |

5.5 Получение сигналов переходов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$

Для получения сигналов переходов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ мы фитировали $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектры в бинах по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ и таким образом измеряли зависимость выхода $h_b(nP)$ от $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$. При фитировании в каждом бине все массы пикующих компонент были зафиксированы на значениях из Таблицы 5.3.

В области $h_b(2P)$ форма комбинаторного фона сложная (описывается полиномом восьмой степени), однако она изменяется медленно с $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ в области сигнала перехода $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ с большой энергией фотона. Мы фиксировали форму комбинаторного фона из общего фита, домножали ее на полином первой степени и затем при фитировании в каждом бине отпускали параметры этого полинома. Таким образом, количество свободных параметров, описывающих фон, резко понижалось, и

точность в выходе $h_b(2P)$ повышалась. Из моделирования распадов $\Upsilon(5S)$ резонанса было найдено, что форма вклада распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ не зависит от $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$. Поэтому мы находили зависимость выхода $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ от $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ фитированием $M(\pi^+\pi^-)$ спектров в бинах по $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ и, таким образом, нормировали вклад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в каждом $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ бине.

При высоких $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ (т.е. низких энергиях фотона) форма комбинаторного фона в $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ изменяется очень быстро и становится очень сложной. Нам пришлось ограничить диапазон фитирования по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ до $10.1 - 10.34 \text{ GeV}/c^2$ (он не включает ни сигнал $\Upsilon(3S)$, ни “ступеньку” $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$). Мы использовали форму комбинаторного фона из Рис. 5.5 и домножали ее на полином пятой степени с отпущенными в каждом $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ бине параметрами. Вклад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ теперь входит в комбинаторный фон, поскольку в новой области фитирования он изменяется достаточно медленно.

Если в событии есть несколько фотонов, попадающих в один и тот же $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ бин, то в соответствующем $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектре есть входы с весом, большим единицы. Поэтому ошибки в $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектрах для $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ бинов вычислялись с учетом возможности множественных фотонов по формуле 5.8. Эффект становится существенным для малых энергий фотонов, где их количество резко возрастает.

Результаты для зависимости выходов всех пикующих компонент от $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ показаны на Рис. 5.6, 5.7 и 5.8. Значимые структуры наблюдаются только в распределениях для $h_b(nP)$.

Для поиска источников фона, пикующих в распределении выхода $h_b(nP)$ по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$, использовалось моделирование. Мы рассматривали большую статистику распадов $\Upsilon(5S)$ на B мезоны, а также распады $h_b(1P) \rightarrow ggg$, $h_b(1P) \rightarrow gg\gamma$ и процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR}\Upsilon(3S)$. Источников пикующего фона выявлено не было, поэтому пики при $9.4 \text{ GeV}/c^2$ мы интерпретируем как сигнал $\eta_b(1S)$, а пик при $10.0 \text{ GeV}/c^2$ – как сигнал $\eta_b(2S)$.

Выход отражения $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ также содержит указание на пик при $9.4 \text{ GeV}/c^2$, связанный, по-видимому, с рождением $\Upsilon(2S)$ в процессе с излучением в начальном состоянии.

Отметим, что зависимость выхода $h_b(2P)$ от $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ с сигналом $\eta_b(2S)$ (см.

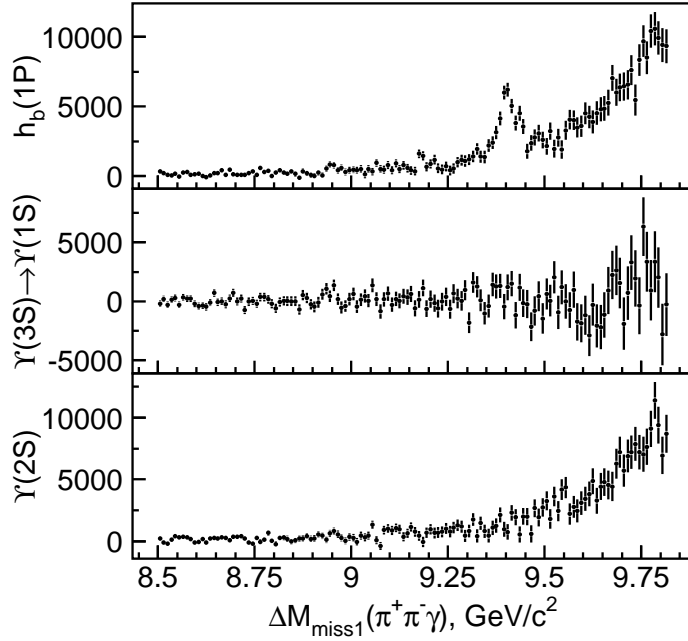


Рис. 5.6: Зависимость выходов сигнала $h_b(1P)$ (сверху), отражения $Y(3S) \rightarrow Y(1S)$ (посередине) и сигнала $Y(2S)$ (снизу) от $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$.

Рис. 5.8) и аналогичная зависимость с сигналом $\eta_b(1S)$ (см. Рис. 5.7) соответствуют одному и тому же распределению, показанному в разных диапазонах. Однако в области перекрытия эти зависимости не сшиваются: для состояний $\eta_b(1S)$ и $\eta_b(2S)$ оказались разными оптимальные параметры π^0 вето, поэтому уровень фона здесь разный.

5.6 Измерение параметров состояний $\eta_b(1S)$ и $\eta_b(2S)$

Мы фитировали зависимость выхода $h_b(nP)$ от $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ суммой вкладов $\eta_b(mS)$ сигнала, параметризованного сверткой нерелятивистской функции Брейта-Вигнера и калиброванной функции разрешения, и фона, описанного экспонентой от полинома первой [второй] степени в области $\eta_b(1S)$ [$\eta_b(2S)$]. Спектры $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ и $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ с сигналами $\eta_b(1S)$ фитировались одновременно (значения массы и ширины $\eta_b(1S)$ были общими). Результаты показаны на Рис. 5.9. Уровень достоверности фита для области $\eta_b(1S)$ [$\eta_b(2S)$] составил 61% [36%].

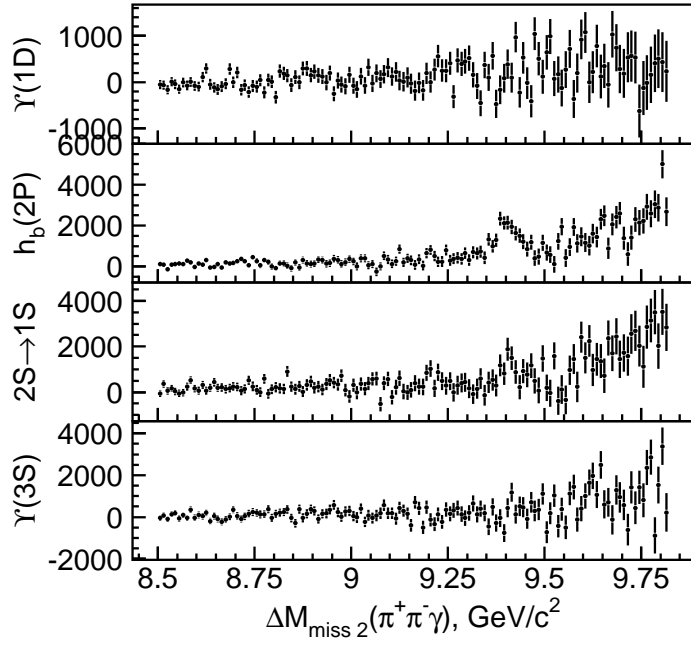


Рис. 5.7: Зависимость выходов сигнала $\Upsilon(1D)$ (сверху), $h_b(2P)$ (второе сверху распределение), $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ (третье сверху) и $\Upsilon(3S)$ (снизу) от $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$.

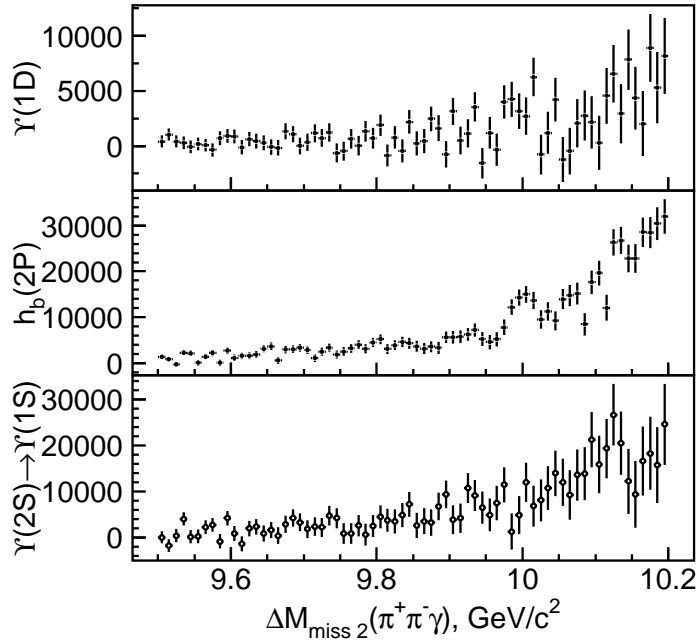


Рис. 5.8: Зависимость выходов $\Upsilon(1D)$ (сверху), $h_b(2P)$ (посередине) и $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$ (снизу) от $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$.

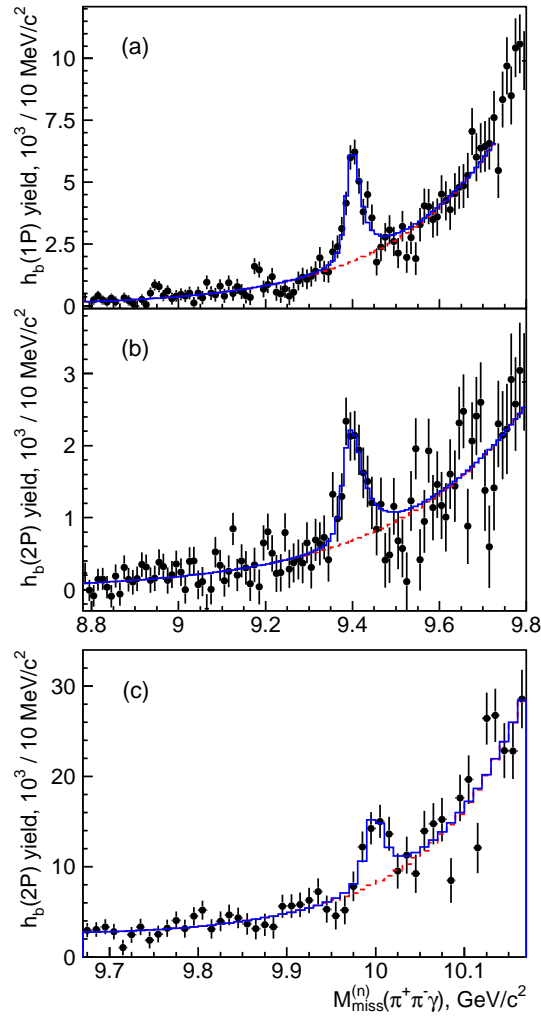


Рис. 5.9: Зависимости выходов $h_b(1P)$ от $M_{\text{miss}}^{(1)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ (а), $h_b(2P)$ от $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ в области $\eta_b(1S)$ (b) и в области $\eta_b(2S)$ (с). Сплошная (прерывистая) гистограмма показывает результат фитирования (фоновую компоненту фитирующей функции).

Найденные из фитирования выходы $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ переходов составили:

$$N_{1P \rightarrow 1S} = (23.5 \pm 2.0) \times 10^3, \quad (5.9)$$

$$N_{2P \rightarrow 1S} = (10.3 \pm 1.3) \times 10^3, \quad (5.10)$$

$$N_{2P \rightarrow 2S} = (25.8 \pm 4.9) \times 10^3, \quad (5.11)$$

значения масс и ширины:

$$m_{\eta_b(1S)} = (9402.4 \pm 1.5 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2, \quad (5.12)$$

$$\Gamma_{\eta_b(1S)} = (10.8^{+4.0+4.5}_{-3.7-2.0}) \text{ MeV}, \quad (5.13)$$

$$m_{\eta_b(2S)} = (9999.0 \pm 3.5^{+2.8}_{-1.9}) \text{ MeV}/c^2. \quad (5.14)$$

При фитировании ширина $\eta_b(2S)$ была зафиксирована на значении, основанном на пертурбативных вычислениях [174]:

$$\Gamma[\eta_b(2S)] = \Gamma[\eta_b(1S)] \frac{\Gamma_{ee}[\Upsilon(2S)]}{\Gamma_{ee}[\Upsilon(1S)]} = (4.9^{+2.7}_{-1.9}) \text{ MeV}, \quad (5.15)$$

где ошибка связана с неопределенностью в нашем измерении $\Gamma[\eta_b(1S)]$. Если ширину $\eta_b(2S)$ отпустить, полученное центральное значение хорошо согласуется с ожиданиями, $\Gamma_{\eta_b(2S)} = (4^{+12}_{-20}) \text{ MeV}$, однако ошибка очень велика. С использованием метода Фельдмана-Казинса [173], верхний предел на ширину $\eta_b(2S)$ составил $\Gamma_{\eta_b(2S)} < 24 \text{ MeV}$ на 90% уровне достоверности.

Используя измеренные значения масс $\eta_b(nS)$ и табличные значения масс $\Upsilon(nS)$ [48], находим значения сверхтонких расщеплений:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (57.9 \pm 2.3) \text{ MeV}/c^2, \quad (5.16)$$

$$\Delta M_{\text{HF}}(2S) = (24.3^{+4.0}_{-4.5}) \text{ MeV}/c^2, \quad (5.17)$$

где статистическая и систематическая погрешности сложены квадратично.

Рассматривались следующие источники систематической погрешности: (1) варьировались интервал и степень полинома при фитировании $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектров в бинах по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$. (2) Ширина бина по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ составляет $10 \text{ MeV}/c^2$; мы сканировали начальную точку бина с шагом $1 \text{ MeV}/c^2$, а также использовали бин шириной $5 \text{ MeV}/c^2$. (3) Варьировались интервалы фитирования и повышалась степень полинома в показателе экспоненты при фитировании распределений по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$. (4) Варьировались в пределах ошибок параметры калибровки. (5) В описание сигнала $\eta_b(nS)$ мы вносили дополнительный множитель E_γ^3 , где E_γ – энергия фотона в системе покоя $h_b(2P)$. (6) Была учтена ошибка в массе $h_b(nP)$ и в ширине $\eta_b(2S)$. Для проверки процедуры фитирования мы повторили анализ на образце, полученном из

моделирования. Было найдено, что результаты фита хорошо согласуются с заложенными в моделирование значениями. Оценка систематической погрешности приведена в Таблицах 5.5 и 5.6. При вычислении суммарной погрешности различные вклады складывались квадратично.

Таблица 5.5: Систематические ошибки в массе и ширине $\eta_b(1S)$ и в массе $\eta_b(2S)$.

| | $M[\eta_b(1S)]$ | $\Gamma[\eta_b(1S)]$ | $M[\eta_b(2S)]$ |
|--|-----------------|----------------------|-----------------|
| Фитирование $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ в бинах по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +0.1 -0.2 | +0.0 -0.8 | +0.0 -0.1 |
| Бинирование $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +0.2 -0.5 | +0.7 -0.8 | +2.3 -1.4 |
| Фитирование $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +0.2 -0.0 | +4.2 -0.6 | +0.5 -0.2 |
| Калибровка | +1.4 -1.4 | +1.5 -1.5 | +0.7 -0.7 |
| Параметризация сигнала $\eta_b(nS)$ | +0.6 -0.0 | +0.0 -0.4 | +0.6 -0.0 |
| Масса $h_b(nP)$ | +0.9 -0.9 | +0.0 -0.0 | +1.1 -1.1 |
| Ширина $\eta_b(2S)$ | — | — | +0.1 -0.0 |
| Суммарная | +1.8 -1.8 | +4.5 -2.0 | +2.8 -1.9 |

Таблица 5.6: Систематические ошибки в выходе переходов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$.

| | $N_{1P \rightarrow 1S}$ | $N_{2P \rightarrow 1S}$ | $N_{2P \rightarrow 2S}$ |
|--|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| Фитирование $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ в бинах по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +0.0 -0.7 | +1.2 -0.0 | +0.0 -0.6 |
| Бинирование $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +0.2 -0.3 | +0.1 -0.1 | +0.2 -3.0 |
| Фитирование $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +3.1 -0.2 | +1.0 -0.4 | +2.2 -0.6 |
| Калибровка | +0.1 -0.2 | +0.0 -0.0 | +1.0 -1.0 |
| Параметризация сигнала $\eta_b(nS)$ | +0.2 -0.0 | +0.1 -0.0 | +0.1 -0.0 |
| Ширина $\eta_b(2S)$ | — | — | +2.0 -1.3 |

Статистические значимости сигналов $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ составляют 15σ и 9σ соответственно. Для вычисления значимости мы поочередно исключаем каждый сигнал из одновременного фита и находим, насколько возрастает χ^2 , $\Delta\chi^2$.

Теорема Вилкса [172] говорит о том, какому распределению следует $\Delta\chi^2$ в случае, если фоновая гипотеза верна, т.е. сигнала нет, – распределению χ^2 с числом степеней свободы, равным числу добавленных параметров (в данном случае единице). Знание этого распределения позволяет получить вероятность флуктуации фона, т.е. значимость. Для данного простого случая с одним добавленным параметром значимость, выраженная в стандартных отклонениях, равна просто $\sqrt{\Delta\chi^2}$, что является хорошо известной формулой. Заметим, что одновременный фит позволяет избавиться от проблемы “look-elsewhere” эффекта, связанного с уменьшением значимости из-за того, что мы не знаем массы и ширины сигнала, а фон может сфлуктуировать в произвольном месте. Об этой проблеме мы будем говорить дальше в связи с $\eta_b(2S)$. В любом случае, для больших значимостей ($> 8\sigma$) поправка из-за “look-elsewhere” эффекта уже обычно очень мала ($< 0.1\sigma$).

Для оценки значимости сигнала $\eta_b(2S)$ мы не можем воспользоваться теоремой Вилкса, поскольку при занулении выхода зависимость от массы пропадает, что нарушает условия теоремы Вилкса. В нашем случае ширина фиксирована, и масса – единственный “лишний” параметр. Эта ситуация аналогична поиску бозона Хиггса, и для нее специально разработан метод учета “look-elsewhere” эффекта [175]. Этот метод основан на использовании псевдоэкспериментов, сгенерированных по методу Монте-Карло. В качестве ожидаемого значения в каждом $M_{\text{miss}}^{(2)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ бине использовалось фоновое распределение, полученное из фитирования данных. В качестве ошибки в каждом бине использовалась ошибка из данных. Значение в каждом бине разыгрывалось согласно распределению Гаусса и таким образом получался один псевдоэксперимент. Подход “в лоб” состоит в том, чтобы генерить большое количество псевдоэкспериментов, фитировать их сигнальной и фоновой гипотезами и считать, как часто разница $\Delta\chi^2$ будет превышать значение в данных, что и будет соответствовать вероятности флуктуации и, следовательно, даст оценку статистической значимости. Но при большой значимости приходится измерять очень маленькие вероятности флуктуации, поэтому надо моделировать чрезвычайно много событий, что может занимать много времени. В работе [175] предложен метод, позволяющий избежать избыточного генерирования. Для каждого псевдоэксперимента выполняется сканирование интервала по массе с шагом, малым по сравнению с шириной сигнала (напомним, метод

применим только для случая, когда ширина фиксирована). В каждой точке сканирования выполняется фит с фиксированной массой и, таким образом измеряется $\Delta\chi^2$ по сравнению с фоновой гипотезой в зависимости от массы. Для каждого псевдоэксперимента необходимо вычислить, как часто эта функция пересекает некоторый фиксированный уровень (например, единицу), проходя снизу вверх (upcrossing). Единица – это достаточно низкий уровень, поэтому обычно бывает несколько пересечений в каждом псевдоэксперименте. Необходимо вычислить среднее количество пересечений по псевдоэкспериментам (обычно тысячи псевдоэкспериментов бывает достаточно). В работе [175] приведены формулы, позволяющие по этому среднему вычислить значимость для любого $\Delta\chi^2$, найденного в данных.

Метод учета “look-elsewhere” эффекта требует зафиксировать окно, в котором осуществляется поиск. Где мы ожидаем найти сигнал $\eta_b(2S)$? Напомним, что спин-спиновая часть потенциала содержит δ -функцию от \vec{r} , поэтому сверхтонкое расщепление пропорционально квадрату модуля волновой функции в нуле. Следовательно, $2S$ расщепление меньше, чем $1S$. На сколько? Ширина аннигиляции $\Upsilon(nS)$ состояний в e^+e^- пару (Γ_{ee}) также пропорциональна $|\psi(0)|^2$. Учитывая поправку на фазовый объем, имеем [176]

$$r = \frac{\Delta M_{\text{HF}}(2S)}{\Delta M_{\text{HF}}(1S)} = \frac{m_{\Upsilon(2S)}^2 \Gamma_{ee}^{\Upsilon(2S)}}{m_{\Upsilon(1S)}^2 \Gamma_{ee}^{\Upsilon(1S)}} = 0.513 \pm 0.011, \quad (5.18)$$

где ошибка связана с неопределенностью в Γ_{ee} . Для задания окна поиска $\eta_b(2S)$ мы консервативно полагаем $r = 0$ и $r = 1$. Т.е. наш диапазон простирается от массы $\Upsilon(2S)$ вниз до значения, дающего расщепление $\Delta M_{\text{HF}}(1S)$. Полученная значимость сигнала $\eta_b(2S)$ составляет 4.8σ (4.2σ с учетом систематики). Используемое поисковое окно составляет $60 \text{ MeV}/c^2$, если его уменьшить до $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ вокруг ожидаемой массы $\eta_b(2S)$, значимость становится равной 5.0σ . Если же эффекта многократного поиска вообще не учитывать (т.е. считать, что $\Delta\chi^2$ при сравнении сигнальной и фоновой гипотез распределена как χ^2 с двумя степенями свободы), значимость получается равной 5.2σ . Т.е. поправка из-за учета “look-elsewhere” эффекта составила 0.4σ .

5.7 Измерение $\mathcal{B}[h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma]$

Вероятности распадов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ вычислялись по формуле:

$$\mathcal{B}[h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma] = \frac{N_{nP \rightarrow mS}^{\text{total}}}{\varepsilon N_{nP}^{\text{total}}}, \quad (5.19)$$

где ε – эффективность восстановления фотона, $N_{nP \rightarrow mS}^{\text{total}}$ и N_{nP}^{total} – полные выходы $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ переходов и $h_b(nP)$ состояний, вычисленные по формуле $N^{\text{total}} = N + N^{\text{anti-cut}}$, где $N^{\text{anti-cut}}$ – количество переходов [состояний], отброшенных требованием на R_2 и π^0 вето [требованием на R_2]. Здесь мы не полагаемся на моделирование при определении эффективностей требований на R_2 и π^0 вето, поскольку трудно контролировать соответствующие систематические ошибки. Для нахождения $N_{nP}^{\text{anti-cut}}$ и $N_{nP \rightarrow mS}^{\text{anti-cut}}$ мы повторили анализ для событий, отброшенных соответствующими требованиями. При фитировании $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ [$M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$] спектров мы фиксировали массу и ширину состояний $\eta_b(mS)$ [массу состояния $h_b(nP)$]. Оценка систематической ошибки в $N_{nP}^{\text{anti-cut}}$ и $N_{nP \rightarrow mS}^{\text{anti-cut}}$ включала варьирование зафиксированных параметров в пределах их ошибок.

Для выходов состояний $h_b(nP)$ было найдено:

$$N_{1P}^{\text{anti-cut}} = (13.9 \pm 2.9_{-1.0}^{+0.8}) \times 10^3, \quad (5.20)$$

$$N_{2P}^{\text{anti-cut}} = (9.0 \pm 5.4_{-2.5}^{+5.5}) \times 10^3. \quad (5.21)$$

В систематических ошибках доминирует варьирование интервала фитирования и степени полинома. При вычислении N_{nP}^{total} систематические ошибки в N_{nP} и $N_{nP}^{\text{anti-cut}}$ сложены квадратично. Были получены значения:

$$N_{1P}^{\text{total}} = (84.2 \pm 4.4_{-1.3}^{+2.1}) \times 10^3, \quad (5.22)$$

$$N_{2P}^{\text{total}} = (98.5 \pm 8.1_{-6.3}^{+5.5}) \times 10^3. \quad (5.23)$$

Для выходов распадов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$ было найдено:

$$N_{1P \rightarrow 1S}^{\text{anti-cut}} = (7.4 \pm 2.5) \times 10^3, \quad (5.24)$$

$$N_{2P \rightarrow 1S}^{\text{anti-cut}} = (5.8 \pm 2.0) \times 10^3, \quad (5.25)$$

$$N_{2P \rightarrow 2S}^{\text{anti-cut}} = (9.8 \pm 5.4) \times 10^3. \quad (5.26)$$

Таблица 5.7: Систематические ошибки в выходе распадов $h_b(nP) \rightarrow \eta_b(mS)\gamma$, отброшенных требованием на R_2 и π^0 вето.

| | $N_{1P \rightarrow 1S}^{\text{anti-cut}}$ | $N_{2P \rightarrow 1S}^{\text{anti-cut}}$ | $N_{2P \rightarrow 2S}^{\text{anti-cut}}$ |
|--|---|---|---|
| Фитирование $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ в бинах по $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +0.2 -0.9 | +1.0 -1.8 | +0.0 -1.1 |
| Бинирование $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +1.0 -0.0 | +0.5 -0.0 | +1.5 -2.2 |
| Фитирование $M_{\text{miss}}^{(n)}(\pi^+\pi^-\gamma)$ | +0.9 -1.2 | +0.1 -1.2 | +1.1 -2.0 |
| Калибровка | +0.2 -0.2 | +0.0 -0.0 | +0.3 -0.3 |
| Параметризация сигнала $\eta_b(nS)$ | +0.0 -0.0 | +0.0 -0.0 | +0.2 -0.0 |
| Масса и ширина $\eta_b(mS)$ | +0.7 -0.5 | +0.3 -0.3 | +1.4 -2.0 |

Оценка систематической погрешности в $N_{nP \rightarrow mS}^{\text{anti-cut}}$ представлена в Таблице 5.7. При сложении систематических ошибок в $N_{nP \rightarrow mS}$ и $N_{nP \rightarrow mS}^{\text{anti-cut}}$ мы учли, что вклады калибровки и формы сигнала $\eta_b(nS)$ скоррелированы. Остальные ошибки складывались квадратично. Были получены значения:

$$N_{1P \rightarrow 1S}^{\text{total}} = (30.9 \pm 3.2^{+3.4}_{-1.8}) \times 10^3, \quad (5.27)$$

$$N_{2P \rightarrow 1S}^{\text{total}} = (16.1 \pm 2.4^{+2.0}_{-2.2}) \times 10^3, \quad (5.28)$$

$$N_{2P \rightarrow 2S}^{\text{total}} = (35.6 \pm 7.3^{+4.5}_{-5.4}) \times 10^3. \quad (5.29)$$

Для вычисления эффективности восстановления использовалось моделирование. События разыгрывались равномерно по фазовому объему, а затем взвешивались согласно ожидаемой плотности: $1 - \cos^2 \theta_\gamma + 2 \cos \theta_\gamma \cos \theta_{\pi^+} \cos \theta_{\pi^+\gamma}$, где θ_γ (θ_{π^+}) – угол между осью пучка и импульсом γ (π^+), $\theta_{\pi^+\gamma}$ – угол между импульсами γ и π^+ ; все импульсы измерены в системе центра масс e^+e^- пучков. Эта формула получена в предположении, что все распады идут в самой низшей разрешенной волне. Эффективность ε восстановления фотона при условии, что $\pi^+\pi^-$ пара уже восстановлена, составила 74.6% для $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$, 73.4% для $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и 76.1% для $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$. При оценке эффективности требование на R_2 и π^0 вето не применялись, поскольку выход событий в данных N^{total} определен без этих требований. Сигнальная функция $\eta_b(1S)$ [$\eta_b(2S)$] нормирована на единицу в массовом окне

9.3 – 9.5 GeV/c² [9.9 – 10.1 GeV/c²], поэтому выход событий соответствует этому окну. При вычислении эффективности мы применяем соответствующее требование.

Относительная неопределенность в эффективности составляет 2% из-за возможного различия между данными и моделированием, которое оценивалось варьированием калориметрического фона в моделировании и сравнением вероятностей распадов, связанных изотопическими соотношениями, и ${}^{+0.7}_{-0.8}\%$ [${}^{+0.5}_{-0.6}\%$] из-за ошибки в ширине $\eta_b(1S)$ [$\eta_b(2S)$].

Из полного выхода сигнальных событий и эффективностей находим вероятности радиационных переходов: $\mathcal{B}(h_b(1P) \rightarrow \gamma\eta_b(1S)) = (49.2 \pm 5.7^{+5.6}_{-3.3})\%$,
 $\mathcal{B}(h_b(2P) \rightarrow \gamma\eta_b(1S)) = (22.3 \pm 3.8^{+3.1}_{-3.3})\%$ и $\mathcal{B}(h_b(2P) \rightarrow \gamma\eta_b(2S)) = (47.5 \pm 10.5^{+6.8}_{-7.7})\%$.

5.8 Обсуждение полученных результатов

Таким образом, в данной работе было обнаружено состояние $\eta_b(2S)$ с использованием переходов $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$ со значимостью 4.2σ , включающей систематическую ошибку и “look elsewhere” эффект. Кроме того, экспериментально наблюдались также переходы $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$. Были измерены параметры состояний $\eta_b(1S)$ и $\eta_b(2S)$:

$$m_{\eta_b(1S)} = (9402.4 \pm 1.5 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2, \quad (5.30)$$

$$\Gamma_{\eta_b(1S)} = (10.8^{+4.0+4.5}_{-3.7-2.0}) \text{ MeV}, \quad (5.31)$$

$$m_{\eta_b(2S)} = (9999.0 \pm 3.5^{+2.8}_{-1.9}) \text{ MeV}/c^2. \quad (5.32)$$

Получен также верхний предел $\Gamma_{\eta_b(2S)} < 24 \text{ MeV}$ на 90% уровне достоверности.

Для вероятностей переходов найдены следующие значения:

$$\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (49.2 \pm 5.7^{+5.6}_{-3.3})\%, \quad (5.33)$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (22.3 \pm 3.8^{+3.1}_{-3.3})\%, \quad (5.34)$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma] = (47.5 \pm 10.5^{+6.8}_{-7.7})\%. \quad (5.35)$$

Измерения $m_{\eta_b(2S)}$ и $\Gamma_{\eta_b(1S)}$ выполнены впервые; измерение $m_{\eta_b(1S)}$ является более точным, чем мировое среднее 2012 года [48], и находится на $(11.4 \pm 3.6) \text{ MeV}/c^2$ выше центрального значения. В мае 2014 года эксперимент Belle сообщил предварительные

результаты измерения параметров $\eta_b(1S)$ в канале $\Upsilon(4S) \rightarrow \eta h_b(1P) [\rightarrow \gamma \eta_b(1S)]$ [23]. Найденные значения $m_{\eta_b(1S)} = (9405.3 \pm 1.3 \pm 3.0) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{\eta_b(1S)} = (11_{-6}^{+8} \pm 3) \text{ MeV}$ и $\mathcal{B}(h_b(1P) \rightarrow \gamma \eta_b(1S)) = (52 \pm 11 \pm 4)\%$ хорошо согласуются с представленными здесь результатами, в частности, подтверждена сдвигка в массе $\eta_b(1S)$. Результаты BaBar и CLEO, дающие мировое среднее 2012 года, получены с использованием каналов $\Upsilon(3S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ [17, 169] и $\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ [18]. В отличие от $E1$ перехода $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$, эти каналы соответствуют запрещенным $M1$ переходам, в которых форма линии может иметь более сложную зависимость от энергии фотона, чем в переходе $E1$ [177], что не учитывалось в анализах CLEO и BaBar.

Сверхтонкие расщепления $\Delta M_{\text{HF}}(nS) \equiv m_{\Upsilon(nS)} - m_{\eta_b(nS)}$ составили:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (57.9 \pm 2.3) \text{ MeV}/c^2 \quad (5.36)$$

$$\Delta M_{\text{HF}}(2S) = (24.3_{-4.5}^{+4.0}) \text{ MeV}/c^2, \quad (5.37)$$

их отношение равно $0.420_{-0.079}^{+0.071}$. Здесь статистическая и систематическая погрешности сложены квадратично. Графическое сравнение измеренных значений с теоретическими предсказаниями показано на Рис. 5.10, взятом из работы [178]. Большинство решеточных вычислений находится в согласии с результатом Belle, включая самое последнее вычисление, не показанное на Рис. 5.10, которое дает $\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (62.8 \pm 6.7) \text{ MeV}$ и $\Delta M_{\text{HF}}(2S)/\Delta M_{\text{HF}}(1S) = 0.425 \pm 0.025$ [179]. В этом вычислении учтены зависящие от спина релятивистские поправки до порядка $O(v^6)$, радиационные поправки к лидирующему спин-магнитному взаимодействию, непертурбативные четырехкварковые взаимодействия и эффект поляризации морских u , d , s и c кварков.

На Рис. 5.10 прямыми показаны предсказания модельно-независимого массового соотношения (5.18) как с множителем $\frac{m_{\Upsilon(2S)}^2}{m_{\Upsilon(1S)}^2}$, так и без него. В обоих случаях наблюдается хорошее согласие с экспериментом.

Наконец, точками показаны предсказания потенциальных моделей. Эти предсказания имеют широкий разброс, значительная часть согласуется с нашим результатом. Интересно, что предсказания потенциальных моделей сконцентрированы вдоль прямых, соответствующих модельно-независимым соотношениям (5.18).

Значение $\Delta M_{\text{HF}}(1S)$, вычисленное в пертурбативной нерелятивистской КХД [170], находится в лучшем согласии со значением Belle по сравнению с предыдущим миро-

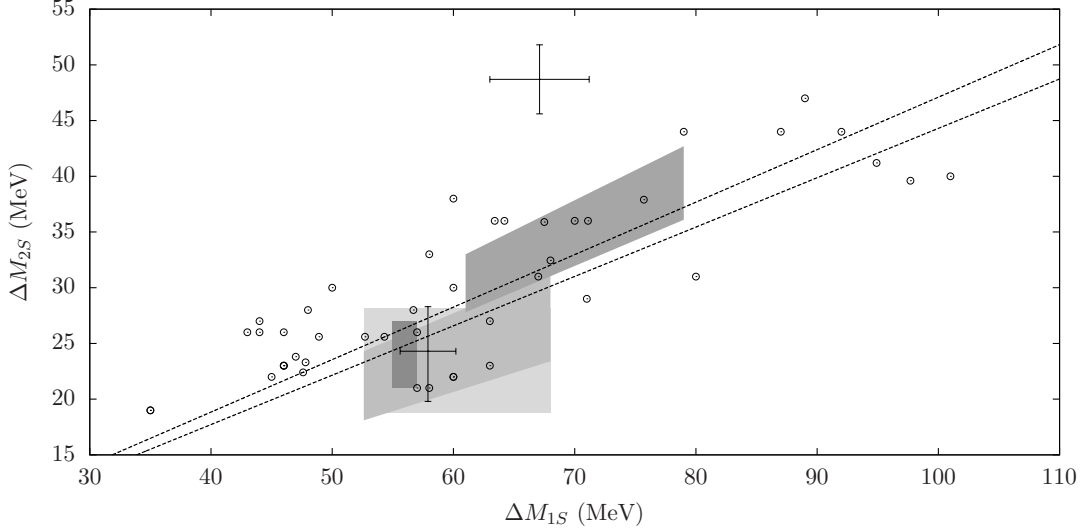


Рис. 5.10: Экспериментальные данные и теоретические предсказания для сверхтонких расщеплений $1S$ и $2S$ состояний боттомония. Измерения эксперимента Belle [19] и группы К. Сета [183] с использованием данных эксперимента CLEO показаны точками с ошибками. Предсказания решеточных вычислений показаны затемненными четырехугольниками, пертурбативные оценки отношения расщеплений – прерывистой линией, потенциальных моделей – кружочками.

вым средним. Оставшееся различие на $17 \text{ MeV}/c^2$ согласуется с теоретической ошибкой.

Измеренное значение ширины $\eta_b(1S)$ согласуется с теоретическими ожиданиями, находящимися в диапазоне от 4 до 20 MeV [180, 181, 182]. Измеренные вероятности распадов несколько выше, чем предсказания модели [163].

Выполнено уточнение масс $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$: $m_{h_b(1P)} = (9899.1 \pm 0.4 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$, $m_{h_b(2P)} = (10259.8 \pm 0.5 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$, а также сверхтонких расщеплений: $\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+0.8 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$, $\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2$. Напомним, предыдущие результаты составляли $\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+1.7 \pm 1.5) \text{ MeV}/c^2$ и $\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5^{+1.6}_{-1.2}) \text{ MeV}/c^2$ [20]. Новые результаты согласуются с нулем в пределах улучшенных ошибок.

На Рис. 5.10, помимо результата, полученного в данной работе, приведена экспериментальная точка группы К. Сета [183]. Проверке этого результата посвящен следующий раздел.

5.9 Проверка результата группы К. Сета по поиску $\eta_b(2S)$

В 2012 году группа К. Сета из университета North Western, США сообщила об обнаружении нового состояния $X_{b\bar{b}}$ в радиационном переходе $\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma$ [183] с использованием образца данных эксперимента CLEO III, содержащего 9.3×10^6 распадов $\Upsilon(2S)$. Состояние $X_{b\bar{b}}$ восстанавливалось эксклюзивно по 26 адронным конечным состояниям:

$$\begin{aligned}
 &2(\pi^+\pi^-), 3(\pi^+\pi^-), 4(\pi^+\pi^-), 5(\pi^+\pi^-), \\
 &K^+K^-\pi^+\pi^-, K^+K^-2(\pi^+\pi^-), K^+K^-3(\pi^+\pi^-), K^+K^-4(\pi^+\pi^-), \\
 &2(K^+K^-), 2(K^+K^-)\pi^+\pi^-, 2(K^+K^-\pi^+\pi^-), 2(K^+K^-)3(\pi^+\pi^-), \\
 &\pi^+\pi^-p\bar{p}, 2(\pi^+\pi^-)p\bar{p}, 3(\pi^+\pi^-)p\bar{p}, 4(\pi^+\pi^-)p\bar{p}, \\
 &\pi^+\pi^-K^+K^-p\bar{p}, 2(\pi^+\pi^-)K^+K^-p\bar{p}, 3(\pi^+\pi^-)K^+K^-p\bar{p}, \\
 &K_S^0K^\pm\pi^\mp, K_S^0K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-, K_S^0K^\pm\pi^\mp 2(\pi^+\pi^-), K_S^0K^\pm\pi^\mp 3(\pi^+\pi^-), \\
 &2K_S^0(\pi^+\pi^-), 2K_S^0 2(\pi^+\pi^-) \text{ и } 2K_S^0 3(\pi^+\pi^-).
 \end{aligned}$$

Значимость сигнала была оценена как 4.4σ , измеренная масса составила $(9974.6 \pm 2.3 \pm 2.1) \text{ MeV}/c^2$. Состояние интерпретировалось как $\eta_b(2S)$, при этом сверхтонкое расщепление составило $\Delta M_{\text{HF}}(2S) = (48.6 \pm 3.1) \text{ MeV}/c^2$. Такое значение противоречит большинству теоретических вычислений (см. Рис. 5.10). Разногласие с экспериментом Belle находилось на уровне 5σ .

В этом разделе представлен поиск состояния $X_{b\bar{b}}$ в распаде $\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma$ и состояния $\eta_b(1S)$ в распаде $\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ с использованием данных, полученных на детекторе Belle в пике резонанса $\Upsilon(2S)$, с интегральной светимостью 24.7 fb^{-1} . Количество распадов $\Upsilon(2S)$, равное $(157.8 \pm 3.6) \times 10^6$ [185], в 17 раз больше, чем в работе [183]. Для изучения фона использовались данные, набранные в континууме на 30 MeV [60 MeV] ниже резонанса $\Upsilon(2S)$ [$\Upsilon(4S)$] с интегральной светимостью 1.7 fb^{-1} [89.5 fb^{-1}]. Представленные здесь результаты опубликованы в работе [184].

Для моделирования событий использовался пакет программ EVTGEN [186]. Адронные распады системы $(b\bar{b})$ моделировались в предположении равномерного распределения частиц по фазовому объему; для описания процесса излучения в конечном состоянии использовалась программа PHOTOS [188]. Инклюзивные распады $\Upsilon(2S)$

моделировались при помощи пакета RUTHIA [189].

Восстановление события начиналось с отбора подходящего количества и типа заряженных частиц для восстановления адронного конечного состояния. Мы ограничились теми же 26 модами, которые использовались в работе [183].

Мы потребовали, чтобы все заряженные треки исходили из области вблизи точки взаимодействия e^+e^- пучков: $dr < 1$ mm и $dz < 4$ cm, где dr и dz – прицельные параметры в плоскости, перпендикулярной оси Z , и вдоль оси Z соответственно; ось Z направлена противоположно e^+ пучку. Треки были идентифицированы как пионы, каоны или протоны на основании информации с детекторных подсистем CDC, TOF и ACC. Эффективность идентификации каонов составила: 83 – 91% с вероятностью неправильно идентифицировать пион: 8 – 10%. Эффективность идентификации пионов составила: 87 – 89% с вероятностью неправильно идентифицировать каон как пион 7 – 13%. Эффективность идентификации протона составила 95% с вероятностью неправильно идентифицировать каон ниже 3%. Кандидаты в K_S^0 мезоны восстанавливались комбинированием противоположно заряженных треков (в предположении пионной массы для каждого) с инвариантной массой между 486 и 509 MeV/ c^2 ; к отобранным кандидатам применялись также требования вторичной вершины [190], гарантирующие, что вершина смещена от точки взаимодействия e^+e^- пучков.

Далее фотонные кандидаты комбинировались с системой $(b\bar{b})$ для образования $\Upsilon(2S)$ кандидатов. Фотоны были восстановлены по изолированным (т.е. без ассоциированных треков) кластерам в ECL с энергией выше 22 MeV и формой ливня, согласующейся с электромагнитным ливнем. Требовалось, чтобы сумма энергий в 3×3 матрице кристаллов ECL, расположенной вокруг кристалла с максимальным энерговыделением, превосходила 85% от суммы энергий в 5×5 матрице кристаллов. Энергия сигнальных фотонов находится в диапазоне 30 – 70 MeV и 400 – 900 MeV для $X_{b\bar{b}}$ и $\eta_b(1S)$ кандидатов соответственно. При восстановлении $\eta_b(1S)$ были отброшены фотоны из заднего торцевого калориметра для подавления фона от взаимодействия пучков с элементами ускорителя. Фоновые кластеры в задней торцевой области калориметра особенно опасны, поскольку при выполнении лоренц-преобразования в систему центра масс энергия фотонов увеличивается. При восстановлении $X_{b\bar{b}}$ были отброшены фотоны как в заднем, так и в переднем торцевом калориметре, поскольку энергия

фотонов в переходах $\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma$ очень низкая. Энергетическое разрешение в центральной части калориметра составляет 2% для фотонов с энергией $E_\gamma = 1 \text{ GeV}$ и 3% для $E_\gamma = 100 \text{ MeV}$.

Корреляция между направлением импульса фотона и “трастом” системы ($b\bar{b}$) довольно слабая. Траст определен как ось в пространстве, для которой сумма абсолютных значений проекций импульсов всех частиц является максимальной. Аналогичная корреляция для событий континуума является более сильной [17], поэтому косинус угла θ_T между импульсом фотона и трастом остальной части события, вычисленный в системе e^+e^- центра масс, использовался для подавления фона от континуума. Распределение по этой переменной мало изменяется с массой ($b\bar{b}$)-системы; мы потребовали $|\cos\theta_T| < 0.8$, что позволило заметно подавить (60%) события континуума при незначительной потере (20%) сигнала.

Сигнальные окна в распределениях по энергии и импульсу $\Upsilon(2S)$ кандидатов, измеренным в системе центра масс, оптимизировались отдельно для массовых областей $X_{b\bar{b}}$ и $\eta_b(1S)$. Для оптимизации использовалась величина $S/\sqrt{S+B}$, где S – ожидаемый выход сигнала из моделирования, B – фон, оцененный как сумма данных, набранных в континууме, и моделирования инклюзивных распадов $\Upsilon(2S)$. При вычислении S вероятность распада $\Upsilon(2S)$ предполагалась равной 46.2×10^{-6} для $X_{b\bar{b}}$ [183] и 3.9×10^{-6} для $\eta_b(1S)$ [18]. Сигнальные окна составили: $-40 < \Delta E < 50 \text{ MeV}$ и $P_{\Upsilon(2S)}^* < 30 \text{ MeV}/c$ для области $X_{b\bar{b}}$, $-30 < \Delta E < 80 \text{ MeV}$ и $P_{\Upsilon(2S)}^* < 50 \text{ MeV}/c$ для области $\eta_b(1S)$, здесь $\Delta E = E_{\Upsilon(2S)}^* - m_{\Upsilon(2S)}$.

Для двухчастичного распада угол $\theta_{(b\bar{b})\gamma}$ между импульсами системы ($b\bar{b}$) и фотона в системе центра масс должен быть близок к 180° . Мы применяли оптимизированное требование $\theta_{(b\bar{b})\gamma} > 150^\circ$ [$> 177^\circ$] для $\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma$ [$\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$] кандидатов.

Для области $\eta_b(1S)$ сигнала в фоне доминируют фотоны из распадов π^0 мезонов. Для их подавления применялось π^0 вето: фотонный кандидат комбинировался со всеми остальными фотонами в событии, и находилось наименьшее среди этих комбинаций отклонение от номинальной массы π^0 мезона; мы требовали $\Delta M_{\gamma\gamma} > 10 \text{ MeV}/c^2$.

Для области $X_{b\bar{b}}$ сигнала π^0 вето не применялось, поскольку в фоне доминируют излучение фотонов в конечном состоянии и процессы, связанные с ускорителем; при этом комбинаторный фон под сигналом π^0 очень высок.

Для $\Upsilon(2S)$ кандидатов применялся кинематический фит, использующий сохранение четырехимпульса. В результате кинематического фитирования разрешение восстановленной инвариантной массы $\eta_b(1S)$, представленной как $\Delta M \equiv M[(b\bar{b})\gamma] - M(b\bar{b})$, улучшается с 14 до $8 \text{ MeV}/c^2$. Заметного улучшения в разрешении для $X_{b\bar{b}}$ не наблюдается, поскольку вклад низкоэнергетичного фотона в разрешение здесь мал. Значение χ^2 из кинематического фита использовалось для выбора наилучшего $\Upsilon(2S)$ кандидата в случае множественных кандидатов, появляющихся приблизительно в 10% событий при отборе $X_{b\bar{b}}$.

Полные эффективности восстановления для разных каналов лежат в диапазоне от 6.1% [$X_{b\bar{b}} \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$] до 1.2% [$X_{b\bar{b}} \rightarrow 2K_S^0 3(\pi^+\pi^-)$].

Для извлечения выхода сигналов было выполнено небинированное фитирование с максимизацией правдоподобия распределения по ΔM . Для параметризации формы сигналов $X_{b\bar{b}}$ и $\chi_{bJ}(1P)$ использовалась сумма гауссианы и асимметричной гауссианы (для описания хвоста при низких энергиях) с параметрами (общее среднее, три ширины, относительный вклад) найденными из моделирования. Для учета небольшого различия в ширине сигналов между данными и моделированием вводился калибровочный фактор, общий для всех сигналов, т.е. для $\chi_{bJ}(1P)$ с $J = 0, 1, 2$ и $X_{b\bar{b}}$, увеличивающий ширину центральной гауссианы. Выбор функции, параметризующей фон, особенно важен для поиска нового состояния $X_{b\bar{b}}$. Параметризация фона была выбрана с использованием большого объема данных континуума, набранных 60 MeV ниже пика $\Upsilon(5S)$ резонанса. Как показано на верхней части Рис. 5.11, хорошее описание фона получается при использовании суммы экспоненты и полинома первой степени. Полином описывает, прежде всего, вклад излучения фотонов в конечном состоянии, а также фон от π^0 , который начинает доминировать при $\Delta M \geq 0.15 \text{ GeV}/c^2$. В противоположность данному анализу, в работе [183] использовалась только экспонента, таким образом, модель фона была неполной, что, по-видимому, привело к завышению значимости найденного сигнала $X_{b\bar{b}}$. Используя моделирование, мы установили, что если сигнал $X_{b\bar{b}}$ присутствует, то его значимость в нашем образце данных должна превышать 10σ .

Нижняя часть Рис. 5.11 показывает распределение по ΔM для данных, набранных в пике $\Upsilon(2S)$. Сигнал $X_{b\bar{b}}$ не наблюдается, его выход, полученный из фитирования,

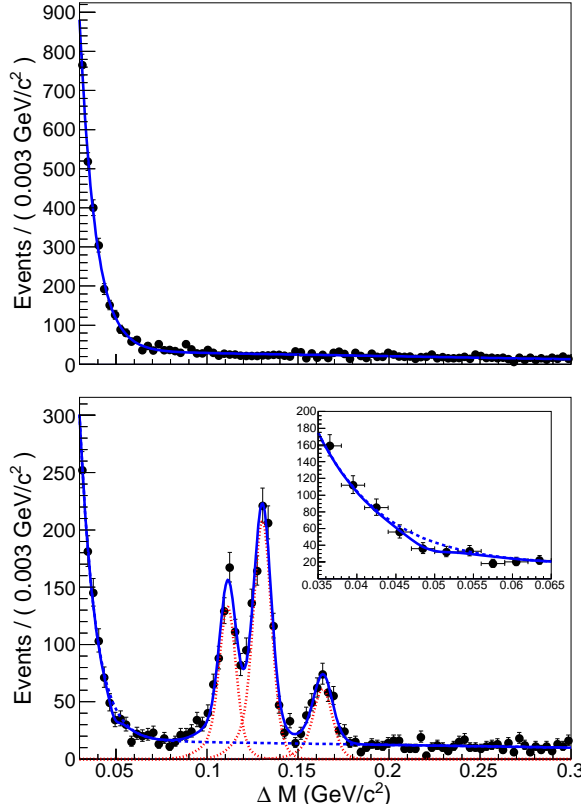


Рис. 5.11: Распределение по ΔM для нерезонансных данных, набранных на 60 MeV ниже пика $\Upsilon(5S)$, (сверху) и для данных $\Upsilon(2S)$ (снизу). Точки с ошибками – данные; синяя сплошная линия – результат фитирования, прерывистая – фоновая компонента в фите (сверху совпадает с полным фитом); (внизу) красные пунктирные линии показывают вклад $\chi_{bJ}(1P)$, вкладка показывает область $X_{b\bar{b}}$.

составил -30 ± 19 событий. Видны четкие сигналы состояний $\chi_{bJ}(1P)$ ($J = 0, 1, 2$), измеренные значения масс составляют 9859.6 ± 0.5 , 9892.8 ± 0.2 и 9912.0 ± 0.3 MeV/ c^2 соответственно, что находится в хорошем согласии с табличными значениями [48]. Фактор калибровки ширины из фита составил 1.23 ± 0.05 . Параметры фона совместимы с результатами фитирования данных в континууме.

Сигнал $\eta_b(1S)$ был описан функцией Брейта-Вигнера с параметрами, измеренными в работе [19], свернутой с функцией разрешения детектора (гауссиана с $\sigma = 8$ MeV/ c^2). Для описания фона использовался полином первой степени. Такая параметризация хорошо описывает данные континуума (см. верхнюю часть Рис. 5.12). Сигнал $\eta_b(1S)$ в данных на $\Upsilon(2S)$ не обнаружен, как видно из нижней части Рис. 5.12, выход $\eta_b(1S)$

составил $(-6 \pm 10 \text{ events})$.

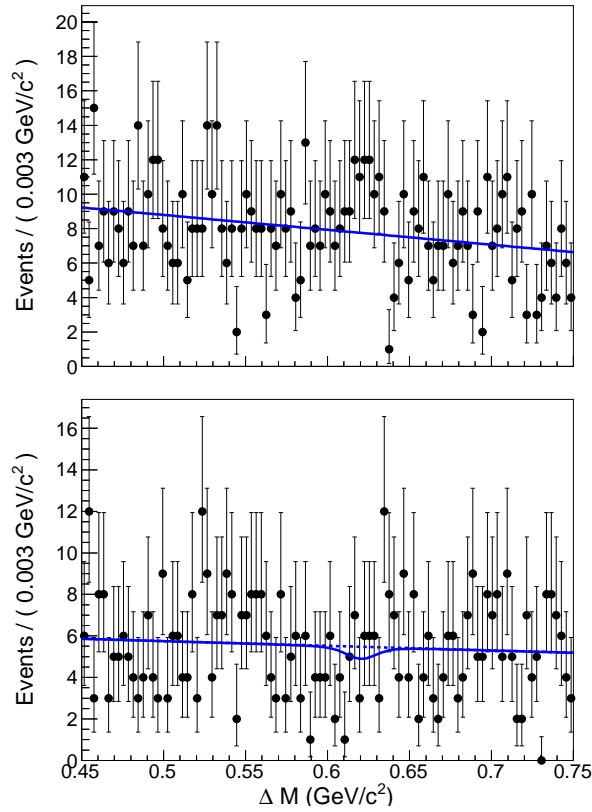


Рис. 5.12: Распределение по ΔM в области $\eta_b(1S)$ для нерезонансных данных, набранных на 60 MeV ниже пика $\Upsilon(5S)$, (сверху) и для данных $\Upsilon(2S)$ (снизу). Точки с ошибками – данные; синяя сплошная линия – результат фитирования, прерывистая – фоновая компонента в фите (сверху совпадает с полным фитом).

Частица с массой вблизи $10 \text{ GeV}/c^2$ может распадаться по многим каналам. Мы предполагаем, что таблица распадов $X_{b\bar{b}}$ и $\eta_b(1S)$ похожа на таблицу распадов $\chi_{b0}(1P)$, поскольку во всех случаях спин состояний равен нулю. Средняя эффективность вычислялась из эффективностей для индивидуальных каналов, найденных из моделирования, взвешенных с использованием выходов $\chi_{b0}(1P)$ в каждом канале (всего 26 каналов). Все эффективности поправлены на известную разницу между данными и моделированием, найденную из калибровочных каналов. Эффективности восстановления $X_{b\bar{b}}$ и $\eta_b(1S)$ составили 2.9% и 3.5% соответственно. Очень похожие значения были получены также если в качестве образца таблицы распадов вместо $\chi_{b0}(1P)$ использовались $\chi_{b1}(1P)$ или $\chi_{b2}(1P)$.

Для оценки систематической погрешности мы варьировали в пределах ошибок зафиксированные при фитировании параметры. Доминирующим является вклад ошибки в массах $X_{b\bar{b}}$ [183] и $\eta_b(1S)$ [19]. Для оценки верхнего предела (процедура описана ниже) мы используем случаи наибольшей положительной флуктуации сигналов: 18 и 4 событий для $X_{b\bar{b}}$ и $\eta_b(1S)$ соответственно. Систематические ошибки, не связанные с выходом $X_{b\bar{b}}$ и $\eta_b(1S)$, представлены в Таблице 5.8. Самый большой вклад возникает при оценке эффективности. Здесь имеются два источника: (i) статистическая ошибка в выходе $\chi_{b0}(1P)$ для разных мод распада и (ii) эффект возможного наличия промежуточных резонансов в различных каналах. Как упоминалось ранее, события моделирования разыгрывались равномерно по фазовому объему. Для оценки погрешности от источника (ii) рассматривались возможные промежуточные резонансы: $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0 \rightarrow K^+\pi^-$ и $K^*(892)^\pm \rightarrow K_S^0\pi^\pm$. Различие в эффективности для одного и того же канала в зависимости от резонансной структуры может достигать 9.2%. Менее значительный вклад в ошибку возникает из-за различия между данными и моделированием в восстановлении треков и адронной идентификации, восстановлении K_S^0 мезонов и фотонов, а также в количестве $\Upsilon(2S)$ в используемом образце данных $N_{\Upsilon(2S)}$.

Таблица 5.8: Источники мультипликативной систематической ошибки при оценке вероятностей распадов $\Upsilon(2S)$ на $X_{b\bar{b}}$ и $\eta_b(1S)$.

| Источник | $X_{b\bar{b}}$ | $\eta_b(1S)$ |
|--------------------------------|----------------|--------------|
| Вычисление эффективности | ± 2.5 | ± 2.9 |
| Резонансная структура распадов | ± 9.2 | ± 6.9 |
| Восстановление треков | ± 2.6 | ± 2.6 |
| Адронная идентификация | ± 3.7 | ± 3.7 |
| Восстановление K_S^0 | ± 0.2 | ± 0.2 |
| Восстановление фотонов | ± 3.0 | ± 3.0 |
| Выход $\Upsilon(2S)$ | ± 2.3 | ± 2.3 |
| Полная ошибка | ± 11.2 | ± 9.5 |

Вероятность распада находилась из числа обнаруженных сигнальных событий (n_{sig}) как $\mathcal{B} = n_{\text{sig}} / \{\varepsilon[(b\bar{b})] \times N_{\Upsilon(2S)}\}$, где $\varepsilon[(b\bar{b})]$ – полная эффективность. В отсутствие сигнала мы установили верхние пределы на 90% уровне достоверности на вероятности распадов (\mathcal{B}_{UL}). Для этого мы интегрировали двойной логарифм правдоподобия (\mathcal{L}) фита с фиксированным значением вероятности распада: $\int_0^{\mathcal{B}_{\text{UL}}} \mathcal{L}(\mathcal{B}) d\mathcal{B} = 0.9 \times \int_0^1 \mathcal{L}(\mathcal{B}) d\mathcal{B}$. Мультипликативные систематические ошибки учтены путем «сворачивания» функции правдоподобия с гауссианой, ширина которой равна соответствующей полной ошибке. Получено: $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] \times \sum_i \mathcal{B}[\eta_b(1S) \rightarrow h_i] < 3.7 \times 10^{-6}$ и $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma] \times \sum_i \mathcal{B}[X_{b\bar{b}} \rightarrow h_i] < 4.9 \times 10^{-6}$.

Резюмируя, в данном анализе был выполнен поиск состояния $X_{b\bar{b}}$, об обнаружении которого сообщалось в работе [183]. Никакого сигнала $X_{b\bar{b}}$ не обнаружено, установлен верхний предел на 90% уровне достоверности на вероятность распада: $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow X_{b\bar{b}}\gamma] \times \sum_i \mathcal{B}[X_{b\bar{b}} \rightarrow h_i] < 4.9 \times 10^{-6}$, что на порядок ниже, чем значение, измеренное в работе [183]. Таким образом, состояние $X_{b\bar{b}}$ надежно закрыто. Был также выполнен поиск состояния $\eta_b(1S)$ в распадах $\Upsilon(2S)$ и установлен верхний предел $\mathcal{B}[\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] \times \sum_i \mathcal{B}[\eta_b(1S) \rightarrow h_i] < 3.7 \times 10^{-6}$ на 90% уровне достоверности.

Таким образом, аномальное значение $\Delta M_{\text{HF}}(2S)$ не подтвердилось, следовательно, трудностей в описании сверхтонкого расщепления на сегодняшний день не выявлено.

Глава 6

Обнаружение двух заряженных боттомониеподобных состояний

В эксперименте Belle в 2008 и 2011 гг. были обнаружены переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) [131] и $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1, 2$) [20] соответственно, причем оказалось, что парциальные ширины этих переходов являются аномально большими. Более того, оказалось, что процесс $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$, требующий переворота спина тяжелого кварка, не подавлен по сравнению с сохраняющим ориентацию спинов процессом $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$. Эти наблюдения показали, что механизм рождения $h_b(nP)$ в распадах $\Upsilon(5S)$ может быть экзотическим.

В этой главе представлены результаты изучения резонансной структуры переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) и $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1, 2$). Использовались данные, соответствующие интегральной светимости 121.4 fb^{-1} , набранные экспериментом Belle в пике резонанса $\Upsilon(5S)$. Эти результаты опубликованы в работе [155].

6.1 Резонансная структура $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$

Для инклюзивного восстановления переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$ использовалось распределение по недостающей массе $\pi^+\pi^-$ пар. Критерии отбора идентичны описанным в разделе 4.2. Кратко напомним их. Отбирались адронные события и для подавления фона от процессов $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) в континууме применялось требование на форму события $R_2 < 0.3$, где R_2 – отношение второго и нулевого

моментов Фокса-Вольфрама. Мы отбирали π^+ и π^- кандидаты, исходящие из окрестности усредненной по заходу точки взаимодействия ($|dz| < 2$ см вдоль направления пучка и $dr < 3$ мм в поперечном направлении), и идентифицированные на основании информации детекторных подсистем CDC (dE/dx), TOF и ACC [$L(\pi/K) > 0.1$, $L(\pi/p) > 0.1$]. Дополнительно отбрасывались треки, идентифицированные как электроны [$L(e^\pm) < 0.9$]. Мы рассматривали все $\pi^+\pi^-$ пары, удовлетворяющие указанным требованиям.

Из-за очень высокого комбинаторного фона выполнить Далиц анализ распада $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$ с текущей статистикой невозможно. Вместо этого, мы изучали одномерную проекцию на $M[h_b(nP)\pi]$, фитируя $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектры в бинах по $h_b(1P)\pi^\pm$ массе. Масса $h_b(1P)\pi^\pm$ определялась как недостающая масса одиночного пиона $M_{\text{miss}}(\pi^\pm)$. Для симметризации распределения мы объединяли $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектры, соответствующие бинам по $M_{\text{miss}}(\pi^+)$ и $M_{\text{miss}}(\pi^-)$, и ограничивали анализ областью $M_{\text{miss}}(\pi) > 10.4 \text{ GeV}/c^2$ чтобы избежать двойного счета сигнальных событий (см. Рис. 6.1 слева). Двумерное распределение $M_{\text{miss}}(\pi)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для отобранных событий в данных показано на Рис. 6.1 (справа).

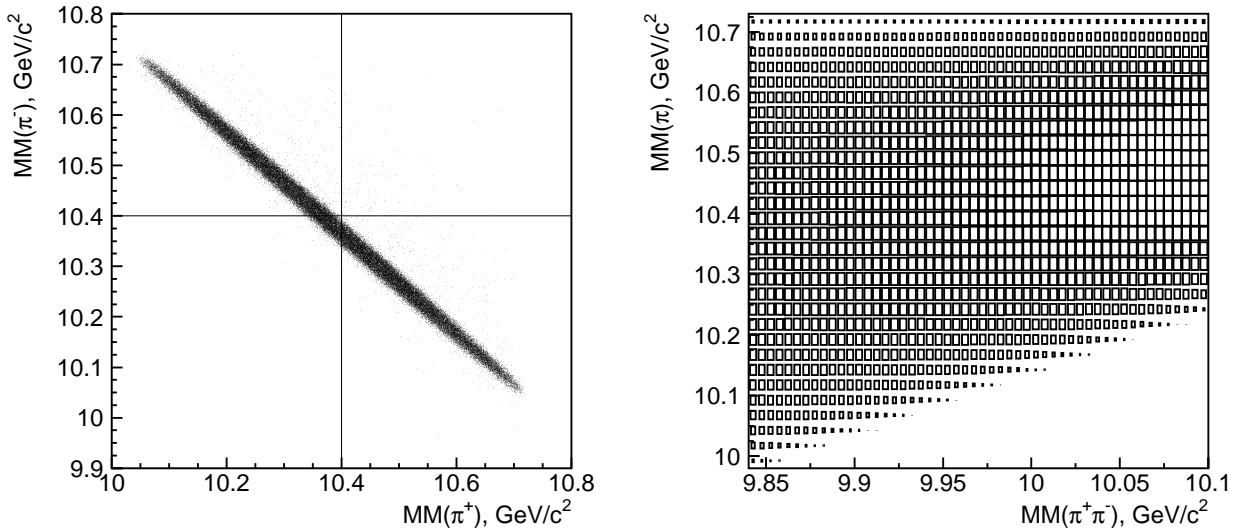


Рис. 6.1: Слева: распределение $M_{\text{miss}}(\pi^-)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+)$ для моделирования сигнальных событий $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-$. Справа: распределение $M_{\text{miss}}(\pi)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для отобранных $\pi^+\pi^-$ пар в данных.

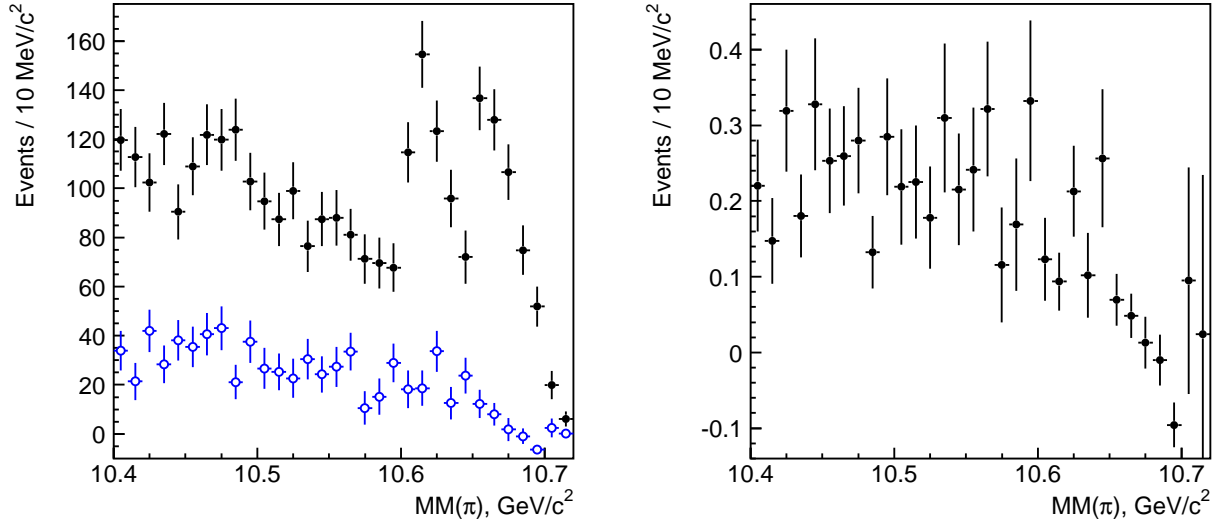


Рис. 6.2: Слева: выходы сигнала $\Upsilon(2S)$ (черные окружности) и отражения $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ (синие окружности) в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$, измеренные с использованием данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. Справа: отношение указанных выходов, поправленное на вероятности распадов $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Мы разделяли интервал $10.4 < M_{\text{miss}}(\pi) < 10.72 \text{ MeV}/c^2$ на 32 бина с шириной $10 \text{ MeV}/c^2$ и выполняли χ^2 фит распределений по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для каждого $M_{\text{miss}}(\pi)$ бина. Фитирующая функция состояла из четырех компонент: (i) сигнал $h_b(1P)$, (ii) отражение от распада $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, (iii) сигнал $\Upsilon(2S)$ и (iv) комбинаторный фон. Формы сигналов и отражения определены на основании данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ как описано выше в разделе 4.3. Напомним, что сигналы параметризовались Crystal Ball функцией, чей хвост связан с излучением фотонов в начальном состоянии и содержит около 8% событий. Ширина $\Upsilon(2S)$ ($h_b(1P)$) равна $\sigma = 6.5 \text{ MeV}/c^2$ ($6.8 \text{ MeV}/c^2$). Отражение $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ описывалось гауссианой с шириной $\sigma = 18 \text{ MeV}$. Положения пиков были зафиксированы согласно результатам, представленным в разделе 4.5. Отношение выхода $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ к выходу $\Upsilon(2S)$ было измерено с использованием $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ данных и поправлено на вероятности распадов $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ (см. Рис. 6.2). При фитировании инклюзивных $\pi^+\pi^-$ данных это отношение было отпущено в пределах ошибок $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ измерения. Комбинаторный фон был параметризован полиномом Чебышева. Мы использовали 10-ю степень для двух

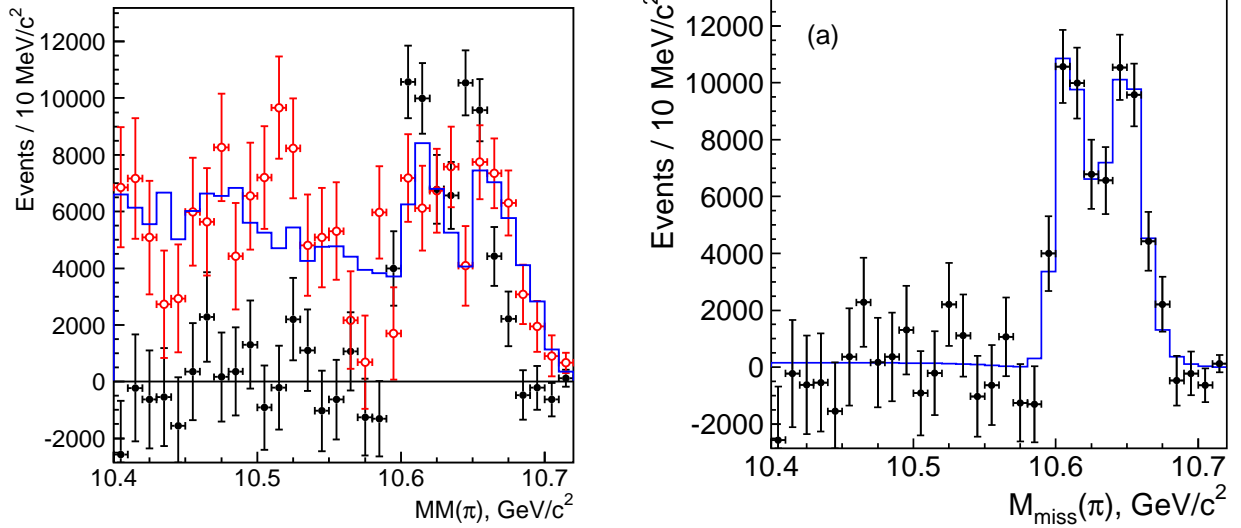


Рис. 6.3: Выходы состояний $h_b(1P)$ (черные окружности, показан и слева, и справа) и $\Upsilon(2S)$ (красные окружности), измеренные с использованием инклюзивных данных, в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$. Для сравнения показан также выход $\Upsilon(2S)$ (синие треугольники), измеренный с использованием данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. Сплошная гистограмма справа соответствует результатам фитирования.

первых бинов, 9-ю для одного следующего бина, 8-ю для следующих трех бинов, 7-ю для следующих четырех бинов и 6-ю для оставшихся 22 бинов. Для нескольких первых бинов близость кинематической границы искажает форму фона, поэтому приходится использовать более высокую степень полинома.

Результаты фитирования для выходов $h_b(1P)$ и $\Upsilon(2S)$ в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$ показаны на Рис. 6.3. Для сравнения, показан также выход $\Upsilon(2S)$, измеренный с использованием данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. Инклюзивное и эксклюзивное измерения выхода $\Upsilon(2S)$ хорошо согласуются. Выход $h_b(1P)$, показанный на Рис. 6.3, имеет неожиданную форму: все события сосредоточены в узкой области фазового пространства и образуют двухпиковую структуру. Мы интерпретируем такое распределение как сигнал рождения двух новых резонансов, получивших названия $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

Далее был выполнен χ^2 фит зависимости выхода $h_b(1P)$ от $M_{\text{miss}}(\pi)$. Мы предположили, что спин-четность обоих состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ равна $J^P = 1^+$, поэто-

му в фитирующей функции мы использовали когерентную сумму двух P -волновых амплитуд Брейта-Вигнера. Кроме того, был добавлен также нерезонансный вклад.

$$F(s) = |BW_1(s, M_1, \Gamma_1) + ae^{i\phi}BW_1(s, M_2, \Gamma_2) + be^{i\psi}|^2 \frac{qp}{\sqrt{s}}. \quad (6.1)$$

Здесь $\sqrt{s} \equiv M_{\text{miss}}(\pi)$; переменные M_k, Γ_k ($k = 1, 2$), a, ϕ, b и ψ отпущены; $\frac{qp}{\sqrt{s}}$ – фактор фазового объема, где p (q) импульс пиона из распада $\Upsilon(5S)$ (Z_b), измеренный в системе покоя своей материнской частицы. Использовалось следующее выражение для P -волновой амплитуды Брейта-Вигнера: $BW_1(s, M, \Gamma) = \frac{\sqrt{M\Gamma}F(q/q_0)}{M^2 - s - iM\Gamma}$. Здесь F – это P -волновой форм-фактор Блата-Вайскопфа: $F = \sqrt{\frac{1+(q_0R)^2}{1+(qR)^2}}$ [191], q_0 – импульс дочерней частицы, рассчитанный в предположении полюсного значения массы материнской частицы, $R = 1.6 \text{ GeV}^{-1}$. Функция $F(s)$ была “свернута” с функцией разрешения детектора ($\sigma = 5.2 \text{ MeV}/c^2$), проинтегрирована по бину гистограммы шириной $10 \text{ MeV}/c^2$ и поправлена на эффективность восстановления (см. Рис. 6.4). Результат фитирования

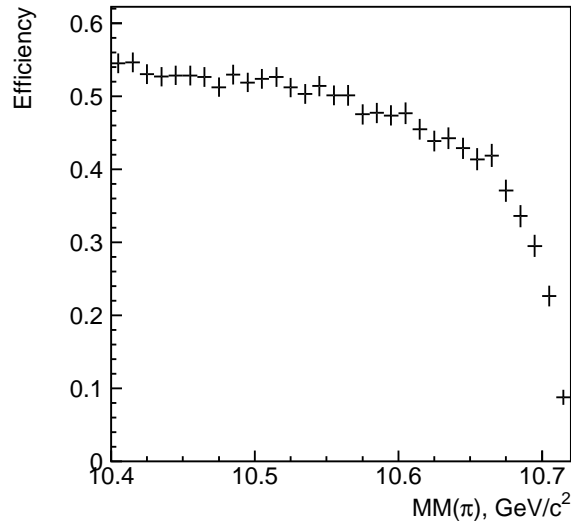


Рис. 6.4: Эффективность восстановления $h_b(1P)$ в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$.

показан на Рис. 6.3 и в Таблице 6.1. Уровень достоверности фита составляет 81%. Мы нашли, что нерезонансный вклад совместим с нулем: $b = 0.18_{-0.56}^{+0.22}$ (значимость 0.3σ). Центральное значение соответствующей доли в фите составляет 3.6%. Доля в фите некоторой компоненты – это интеграл функции $F(s)$, в которой остальные компоненты занулены, деленный на интеграл полной функции $F(s)$. Верхний предел на

Таблица 6.1: Параметры сигналов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, измеренные в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2$).

| Конечное состояние | $h_b(1P)\pi^+\pi^-$ | $h_b(2P)\pi^+\pi^-$ |
|-----------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|
| $M[Z_b(10610)], \text{ MeV}/c^2$ | $10605 \pm 2_{-1}^{+3}$ | 10599_{-3-4}^{+6+5} |
| $\Gamma[Z_b(10610)], \text{ MeV}$ | $11.4_{-3.9-1.2}^{+4.5+2.1}$ | 13_{-8-7}^{+10+9} |
| $M[Z_b(10650)], \text{ MeV}/c^2$ | $10654 \pm 3_{-2}^{+1}$ | 10651_{-3-2}^{+2+3} |
| $\Gamma[Z_b(10650)], \text{ MeV}$ | $20.9_{-4.7-5.7}^{+5.4+2.1}$ | $19 \pm 7_{-7}^{+11}$ |
| Относительная нормировка | $1.39 \pm 0.37_{-0.15}^{+0.05}$ | $1.6_{-0.4-0.6}^{+0.6+0.4}$ |
| Относительная фаза, градусы | 187_{-57-12}^{+44+3} | $181_{-105-109}^{+65+74}$ |

долю в фите нерезонансной компоненты оценивался с использованием псевдоэкспериментов: мы разыгрывали события согласно результату фитирования распределения по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ в данных, используя соответствующие ошибки в каждом бине. Затем мы фитировали каждый псевдоэксперимент и находили долю в фите нерезонансной компоненты. В 95% псевдоэкспериментов доля в фите меньше 19%, что и является верхним пределом на 95% уровне достоверности. Отсутствие нерезонансной компоненты находится в согласии с ожиданием, что вследствие симметрии тяжелого кварка излучение любой адронной системы с переворотом спина b -кварка подавлено. Мы нашли, что гипотеза двух резонансов предпочтительнее гипотезы с одним резонансом (без резонансов) на уровне 7.4σ (17.9σ).

Описание любого спектра суммой двух когерентных перекрывающихся амплитуд Брейта-Вигнера обычно имеет два решения, которые отличаются относительной фазой и нормировкой [192]. Зная параметры одного решения, можно вычислить параметры второго [192]. Мы нашли, что в случае, если относительная фаза составляет 180° , два решения вырождаются. Таким образом, для канала $h_b(1P)\pi^+\pi^-$ второе решение отсутствует. Мы проверяли этот результат, многократно повторяя фитирование со случайно разыгранными начальными значениями параметров a , ϕ , b и ψ . Фит всегда сходился в один и тот же минимум.

Для оценки систематической погрешности мы уменьшали на единицу и увеличива-

Таблица 6.2: Систематические ошибки в массе и ширине $Z_b(10610)$ (индекс 1) и $Z_b(10650)$ (индекс 2), относительной нормировке a и фазе ϕ для каналов распада $h_b(1P)\pi^+\pi^-/h_b(2P)\pi^+\pi^-$.

| | $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ фитирование | $M_{\text{miss}}(\pi)$ бинирование | Модель фитирования | Разрешение | Полная |
|------------------------|--|---------------------------------------|-------------------------|--------------------|----------------------------|
| $M_1, \text{MeV}/c^2$ | +2.6/+5.0 -0/-1.4 | +0.1/+0 -0/-2.2 | +1.1/+0 -0/-2.9 | +0.3/+0 -0/-0 | +3.0/+5.1 -1.0/-4.0 |
| Γ_1, MeV | +1.5/+5.2 -0/-7.2 | +1.4/+7.0 -0/-0 | +0.1/+2.5 -0/-0 | +0/+0 -1.2/-0.8 | +2.1/+9.1 -1.2/-7.2 |
| $M_2, \text{MeV}/c^2$ | +0/+0 -0.3/-1.4 | +0/+3.0 -0.6/-0 | +0/+0 -1.4/-0.4 | +0/+0 -0.2/-0 | +1.0/+3.2 -1.9/-1.8 |
| Γ_2, MeV | +0/+5.9 -5.5/-0 | +2.1/+9.1 -0/-0 | +0/+0 -0.2/-6.7 | +0/+0 -0.8/-0.8 | +2.1/+10.8 -5.7/-6.7 |
| a | +0.05/+0.37 -0.15/-0 | +0.02/+0.05 -0/-0 | +0/+0.10 -0.02/-0.59 | +0/+0 -0/-0 | +0.05/+0.39 -0.15/-0.59 |
| $\phi, \text{градусы}$ | +3/+0 -9/-96 | +0/+1 -2/-0 | +0/+74 -7/-51 | +0/+0 -0/-0 | +3/+74 -12/-109 |

ли на единицу и двойку степени полиномов при фитировании спектров $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$. Мы также снимали ограничение на выход отражения $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ в этих фитах. Для оценки эффекта конечного бинирования по $M_{\text{miss}}(\pi)$ мы сдвигали бинирование на полбина. Для изучения модельной неопределенности при фитировании распределения по $M_{\text{miss}}(\pi)$ мы исключали нерезонансный вклад. Мы также варьировали параметр R в форм-факторе в диапазоне $0-5 \text{ GeV}^{-1}$. В разделе 4.3 мы обсуждали, что разрешение в данных бывает хуже, чем в моделировании, причем характерное значение отличия составляет 10%; мы увеличивали ширину функции разрешения на 10% чтобы учесть ошибку от возможного различия между моделированием и данными. Максимальное изменение результатов фитирования рассматривалось как систематическая погрешность от данного источника (см. Таблицу 6.2). Было найдено, что систематические ошибки от снятия ограничений на выход отражения $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ и от варьирования параметра R пренебрежимо малы. Наконец, при инклюзивном восстановлении $\pi^+\pi^-$ переходов из $\Upsilon(5S)$ в резонансы $\Upsilon(nS)$ ($n = 1, 2, 3$) был обнаружен разброс измеренных масс относительно табличных значений на уровне $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$. Этот разброс может быть связан с локальными изменениями формы фона, которые не вполне точно описываются полиномом. Поэтому к ошибке в измерении массы Z_b была

добавлена дополнительная неопределенность в $1 \text{ MeV}/c^2$. Все вклады в систематическую неопределенность были сложены квадратично для получения полной ошибки. Минимальный уровень, на котором гипотеза с двумя резонансами предпочтительнее гипотезы с одним резонансом (без резонансов) для всех рассмотренных изменений анализа, составила 6.6σ (16.0σ).

6.2 Резонансная структура $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P) \pi^+ \pi^-$

При изучении конечного состояния $h_b(2P) \pi^+ \pi^-$ мы использовали ту же стратегию, что и для $h_b(1P) \pi^+ \pi^-$. В этом случае для избежания двойного счета сигнальных событий мы требовали $M_{\text{miss}}(\pi) > 10.57 \text{ GeV}/c^2$ (см. Рис. 6.5 слева). Мы также

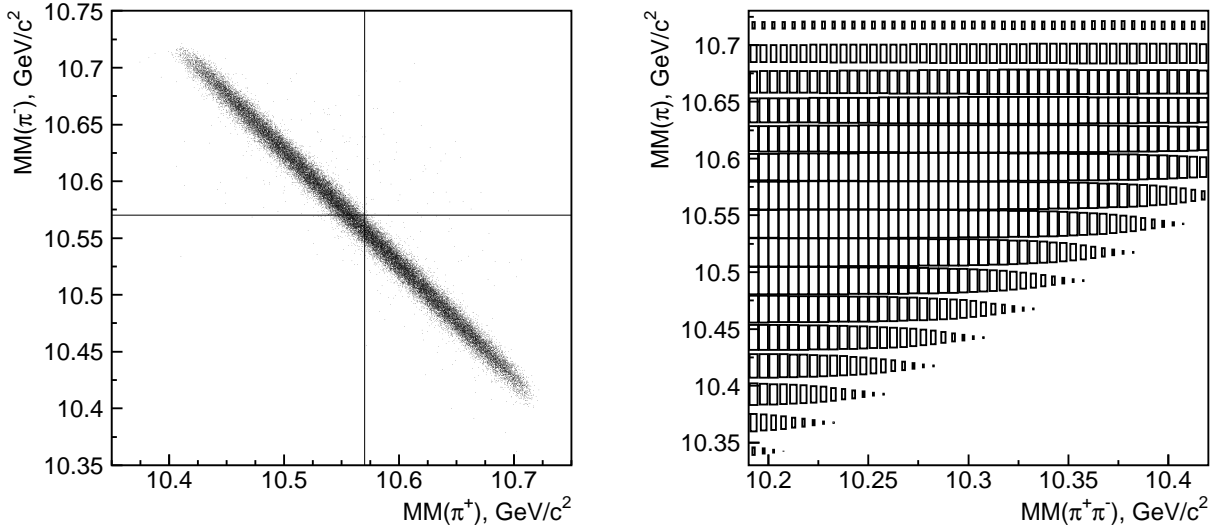


Рис. 6.5: Слева: распределение $M_{\text{miss}}(\pi^-)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+)$ для событий $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(2P) \pi^+ \pi^-$ в моделировании. Справа: распределение $M_{\text{miss}}(\pi)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+ \pi^-)$ в области $h_b(2P)$ для отобранных $\pi^+ \pi^-$ пар в данных.

потребовали $M_{\text{miss}}(\pi^+ \pi^-) < 10.34 \text{ GeV}/c^2$ и $M_{\text{miss}}(\pi) < 10.7 \text{ GeV}/c^2$ для уменьшения влияния вклада распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (см. Рис. 6.6). При этом сигнал $\Upsilon(3S)$ находится за пределами области фитирования.

Интервал $10.57 < M_{\text{miss}}(\pi) < 10.7 \text{ MeV}/c^2$ был разделен на 13 бинов и в каждом бине был выполнен χ^2 фит $M_{\text{miss}}(\pi^+ \pi^-)$ спектра.

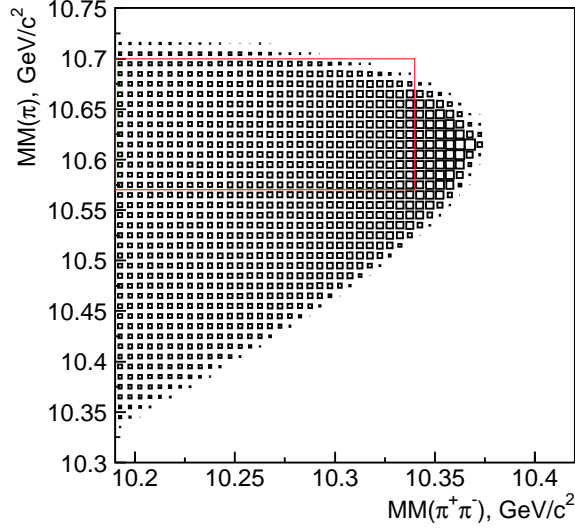


Рис. 6.6: Распределение $M_{\text{miss}}(\pi)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ для распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в моделировании. Красный прямоугольник показывает область фитирования в этом анализе.

Фитирующая функция состояла из трех компонент: (i) сигнал $h_b(2P)$, (ii) отражение от перехода $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ и (iii) комбинаторный фон. Формы сигнала и отражения были определены на основании данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ как описано выше в разделе 4.3. Положения пиков были зафиксированы в соответствие с результатами, представленными в разделе 4.5. Выход отражения в каждом бине был определен из данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$ (см. Рис. 6.7) и отнормирован на полный выход в инклюзивных данных с учетом соответствующей систематической ошибки, описанной в разделе 4.6. При фитировании $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ спектров в $M_{\text{miss}}(\pi)$ бинах нормировка отражения была отпущена в пределах ошибки описанного измерения. Мы выбирали степень полинома так, чтобы уровень достоверности фита был близок к максимуму, индивидуально для каждого бина. Использовались степени полинома от 6 до 8.

Результаты фитирования для выхода $h_b(2P)$ представлены на Рис. 6.8 (слева). Зависимость выхода $h_b(2P)$ от $M_{\text{miss}}(\pi)$ согласуется с рождением состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

Для фитирования зависимости выхода $h_b(2P)$ от $M_{\text{miss}}(\pi)$ мы использовали, как и раньше, функцию (6.1). Разрешение детектора по $M_{\text{miss}}(\pi)$ является близким к случаю

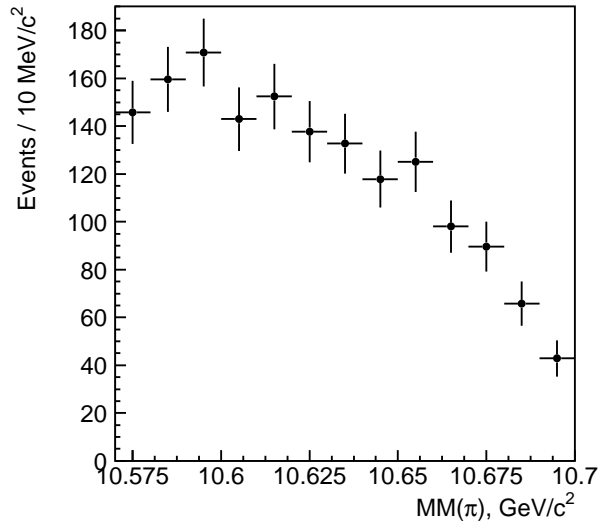


Рис. 6.7: Выход $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ отражения в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$, измеренный с использованием данных $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$.

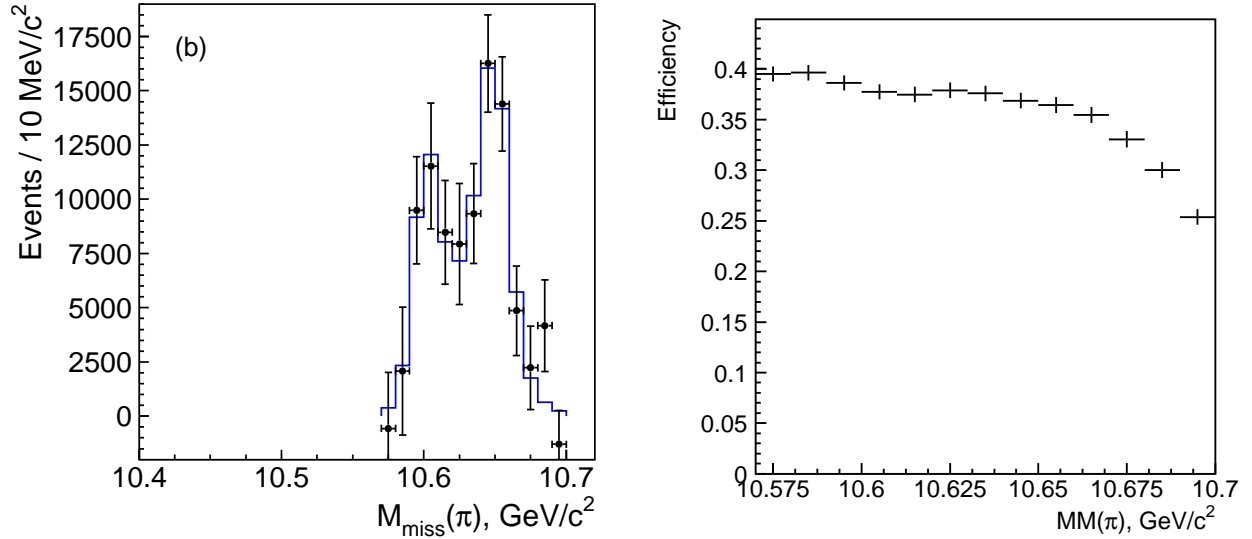


Рис. 6.8: Слева: выход $h_b(2P)$ в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$ (точки с ошибками) и результаты фитирования (гистограмма). Справа: эффективность восстановления $h_b(2P)$ в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$.

$h_b(1P)$: $\sigma = 5.2 \text{ MeV}/c^2$. Эффективность восстановления в зависимости от $M_{\text{miss}}(\pi)$ показана на Рис. 6.8 (справа). Значимость нерезонансной компоненты составляет 0.3σ , центральное значение ее доли в фите составляет 20%. Нерезонансная компонента плохо ограничена фитом из-за малости диапазона фитирования по $M_{\text{miss}}(\pi)$. Для улучшения стабильности фита мы зануляем нерезонансную компоненту. Это оправдывается тем, что для нерезонансной компоненты ожидается подавление из-за переворота спина тяжелого кварка, которое нашло экспериментальное подтверждение в случае $h_b(1P)$. Результат фитирования показан на Рис. 6.8 и в Таблице 6.1. Уровень достоверности фита составил 61%. Параметры Z_b состояний, измеренные в каналах $h_b(1P)\pi$ и $h_b(2P)\pi$ находятся в согласии. Мы нашли, что гипотеза с двумя резонансами предпочтительнее гипотезы с одним резонансом (без резонансов) на уровне 3.6σ (6.7σ).

Систематическую ошибку мы оценивали так же, как в случае $h_b(1P)$. Мы не отпускали ограничения на отражение $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$. Для изучения модельной неопределенности мы добавляли нерезонансную компоненту, в этом случае возникали два решения, оба были учтены. Результаты оценки систематической неопределенности представлены в Таблице 6.2. Минимальный уровень, на котором гипотеза с двумя резонансами предпочтительнее гипотезы с одним резонансом (без резонансов) для всех рассмотренных изменений анализа, составляет 2.9σ (5.6σ).

6.3 Резонансная структура $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$

Переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ восстанавливались эксклюзивно с использованием канала $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Подробное описание восстановления дано выше в разделе 4.3. Сигналы переходов наблюдались как кластеры, расположенные вдоль диагонали на двумерном распределении $M(\mu^+\mu^-)$ относительно $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ (см. Рис. 4.2).

Критерии отбора, которые использовались для амплитудного анализа, несколько отличаются от описанных в разделе 4.3. Поскольку уровень фона низкий, не применялись требования $L(\pi/K) > 0.1$ и $L(\pi/p) > 0.1$. Для подавления вклада процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma(\rightarrow e^+e^-)$ с конверсией фотона мы применяли требования на $M(\pi^+\pi^-)$, приведенные в Таблице 6.3, вместо обрезания по пространственному углу разлета $\pi^+\pi^-$, поскольку последнее искажает спектр $M(\pi^+\pi^-)$ в довольно боль-

шой области. Параметры сигналов определялись из фитирования проекции диаго-

Таблица 6.3: Требования отбора на $M(\pi^+\pi^-)$ (в GeV/c^2), количество событий в сигнальной области и доля сигнала среди них для каналов $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$).

| Конечное состояние | $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ | $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ | $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ |
|-------------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Требование на $M(\pi^+\pi^-)$ | $0.20 < M(\pi^+\pi^-)$ | $0.14 < M(\pi^+\pi^-)$ | $0.10 < M(\pi^+\pi^-)$ |
| Количество событий | 1819 | 2219 | 588 |
| Доля сигнала | 0.937 ± 0.015 | 0.940 ± 0.007 | 0.918 ± 0.010 |

нальной области $|M(\mu^+\mu^-) - M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)| < 0.2 \text{ GeV}/c^2$ на $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$; примеры фитирования показаны на Рис. 4.3. Сигнальная область по $M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-)$ определена как $|M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) - m_{\Upsilon(nS)}| < 0.05 \text{ GeV}/c^2$, контрольные области – как $0.05 < |M_{\text{miss}}(\pi^+\pi^-) - m_{\Upsilon(nS)}| < 0.10 \text{ GeV}/c^2$, где $m_{\Upsilon(nS)}$ – табличные значения массы $\Upsilon(nS)$ резонансов [48]. Количество событий в сигнальных областях и их чистота, найденная из фитирования, даны в Таблице 6.3. Для получения четкой границы диаграммы Далица, события как в сигнальной, так и в контрольной областях фитировались в массу $\Upsilon(nS)$.

Диаграммы Далица $M^2(\Upsilon(nS)\pi)_{\text{max}}$ относительно $M^2(\pi^+\pi^-)$, где $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\text{max}} = \max[M(\Upsilon(nS)\pi^+), M(\Upsilon(nS)\pi^-)]$, показаны на Рис. 6.9 для сигнальных областей $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$. Величина $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\text{max}}$ позволяет объединить распределения по $\Upsilon(nS)\pi^+$ и $\Upsilon(nS)\pi^-$ и удобна для визуализации. Во всех распределениях видны две горизонтальные полосы сгущения событий, расположенные вблизи $112.6 \text{ GeV}^2/c^4$ и $113.3 \text{ GeV}^2/c^4$, которые мы интерпретируем как сигналы заряженных боттомониеподобных состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. В случае $\Upsilon(2S)$ особенно хорошо видна характерная картина интерференции с нерезонансной компонентой. Соответствующие пики видны также в проекции на $M(\Upsilon(nS)\pi)_{\text{max}}$ вблизи $10.61 \text{ GeV}/c^2$ и $10.65 \text{ GeV}/c^2$ (см. Рис. 6.10). Структура вблизи $M(\pi^+\pi^-) = 1.0 \text{ GeV}/c^2$ в канале $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ соответствует вкладу резонанса $f_0(980)$.

Диаграммы Далица для событий из контрольных областей показаны на Рис. 6.11. Единственная структура здесь – вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma(\rightarrow e^+e^-)$ в области

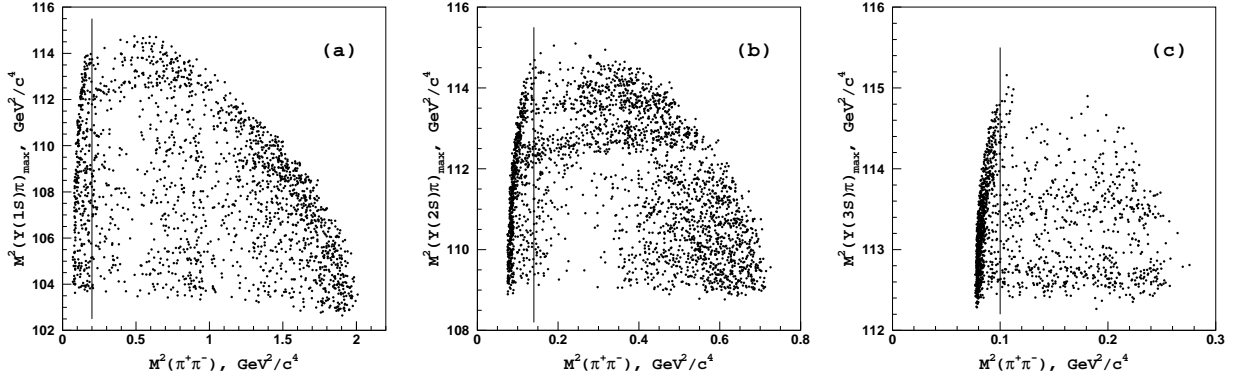


Рис. 6.9: Диаграммы Далица для $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ событий в сигнальных областях $\Upsilon(1S)$ (a), $\Upsilon(2S)$ (b) и $\Upsilon(3S)$ (c). Вертикальные линии показывают область диаграмм, используемую в амплитудном анализе.

самых низких $M(\pi^+\pi^-)$. Эти области не использовались в амплитудном анализе.

Диаграммы Далица для событий моделирования, разыгранных равномерно по фазовому объему, показаны на Рис. 6.12. Наблюдается падение эффективности в области малых импульсов пионов.

Амплитудный анализ переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ был выполнен Алексеем Юрьевичем Гармашем из Института ядерной физики им. Будкера (г. Новосибирск). Полученные результаты не входят в перечень основных результатов диссертации, однако для полноты мы опишем анализ, опуская подробности.

Для извлечения параметров резонансов было выполнено небинированное фитирование двумерных распределений Далица $M^2[\Upsilon(nS)\pi^+]$ относительно $M^2[\Upsilon(nS)\pi^-]$ ($n = 1, 2, 3$), с использованием метода максимума правдоподобия. Для амплитуды трехчастичного распада $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ использовалась следующая параметризация:

$$M = A_{Z_1} + A_{Z_2} + A_{f_0} + A_{f_2} + A_{\text{nr}}, \quad (6.2)$$

где A_{Z_1} и A_{Z_2} – амплитуды рождения промежуточных $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в канале $\Upsilon(nS)\pi$; A_{f_0} и A_{f_2} – скалярного $f_0(980)$ и тензорного $f_2(1270)$ состояний в канале $\pi^+\pi^-$; A_{nr} – нерезонансная амплитуда. Мы предполагали, что доминируют вклады, сохраняющие ориентацию спина тяжелых кварков, поэтому все процессы идут в S -волне. Это верно в случае, если спин-четности обоих Z_b состояний равны $J^P = 1^+$.

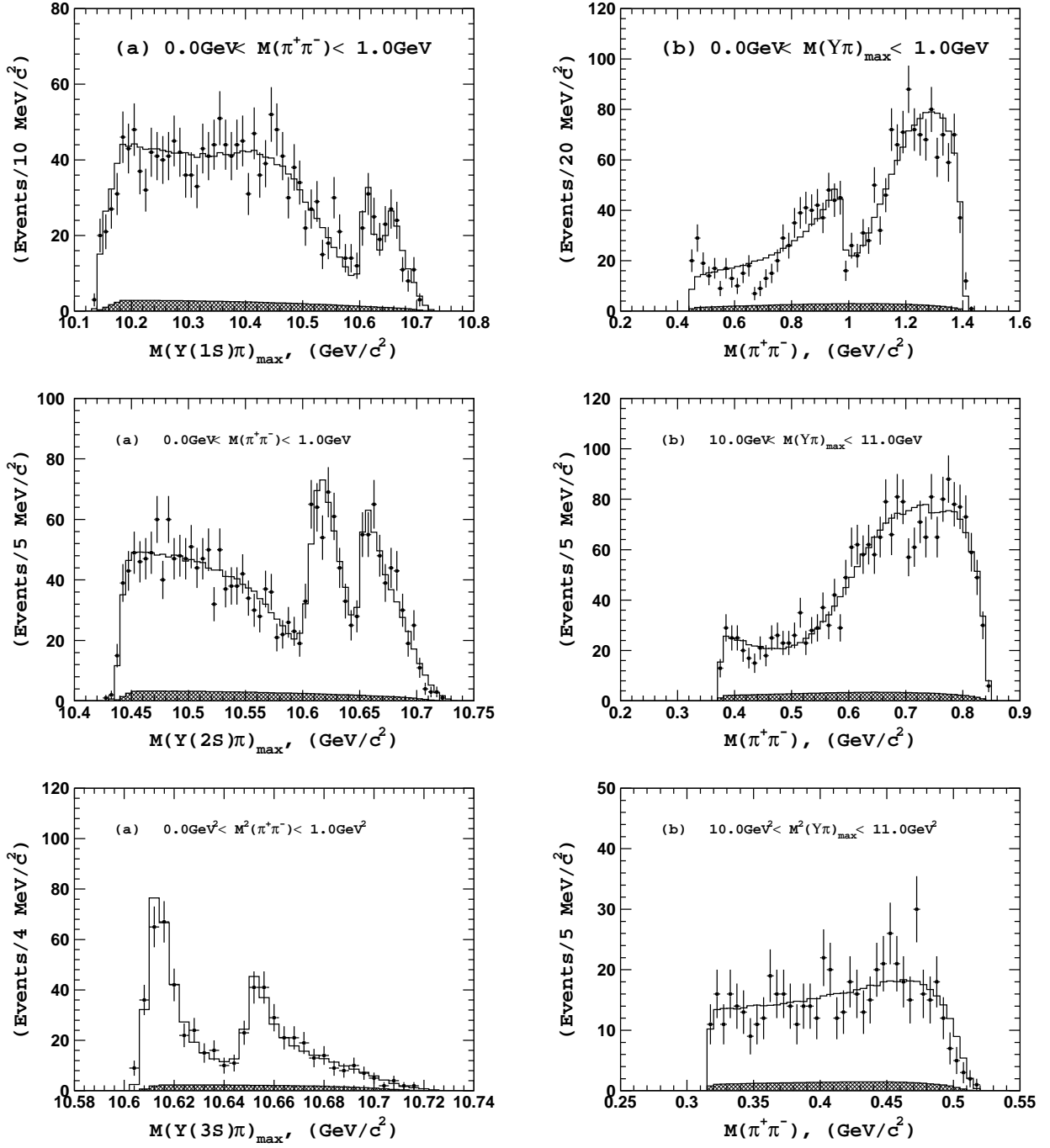


Рис. 6.10: Проекция диаграмм Далица на $M(Y(nS)\pi)_{\text{max}}$ (слева) и $M(\pi^+\pi^-)$ (справа) для событий в сигнальных областях $Y(1S)$ (a,b), $Y(2S)$ (c,d), и $Y(3S)$ (e,f). Точки с ошибками – данные, гистограмма – результат фитирования, закрашенная гистограмма – вклад фона.

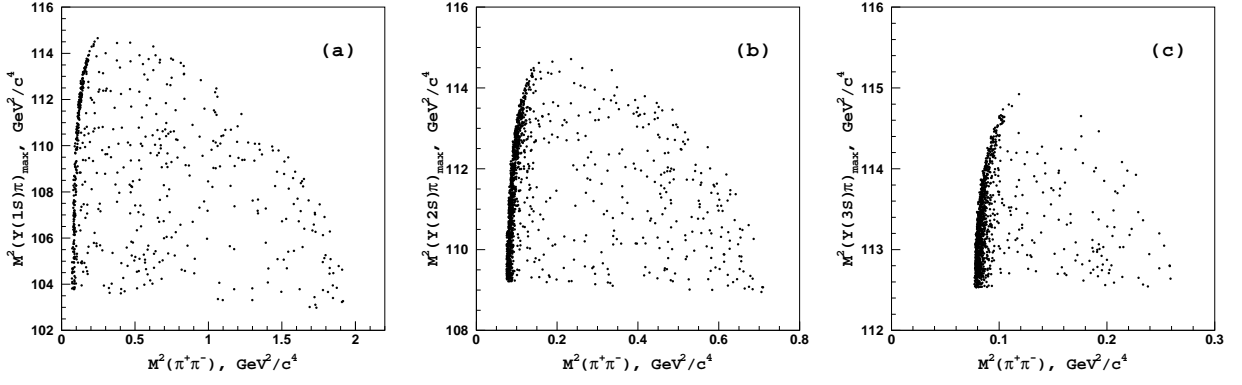


Рис. 6.11: Диаграммы Далица $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ событий в контрольных областях для $\Upsilon(1S)$ (a), $\Upsilon(2S)$ (b) и $\Upsilon(3S)$ (c).

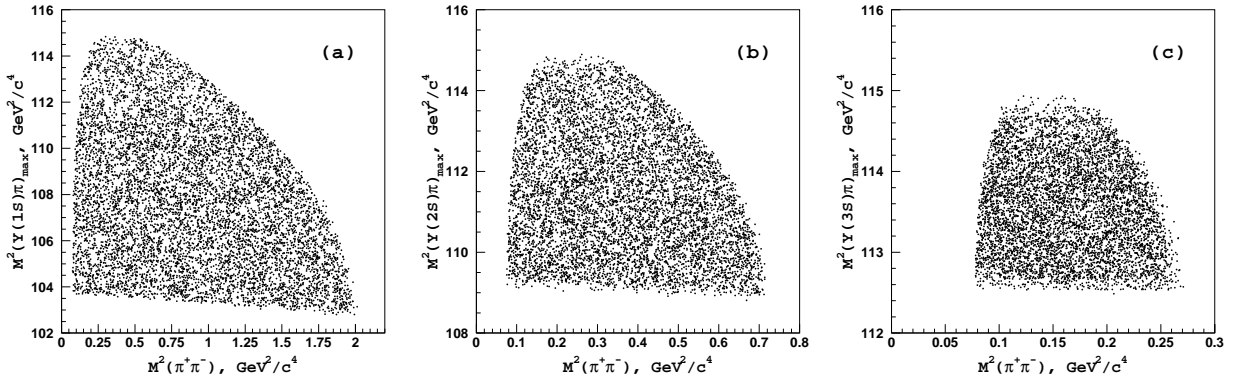


Рис. 6.12: Диаграммы Далица для событий моделирования, разыгранных равномерно по фазовому объему для $\Upsilon(1S)$ (a), $\Upsilon(2S)$ (b) и $\Upsilon(3S)$ (c).

В дальнейшем полный амплитудный анализ в шести измерениях подтвердил данное предположение [156]. Вклад $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ параметризовался S -волновой функцией Брейта-Вигнера: $BW(s, M, \Gamma) = \frac{\sqrt{M\Gamma}}{M^2 - s - iM\Gamma}$. Мы не рассматривали возможную зависимость ширины от энергии. Учитывая, что рождение состояний Z_b^+ и Z_b^- связано зарядовым сопряжением, мы симметризовали амплитуду:

$$A_{Z_k} = a_{Z_k} e^{i\delta_{Z_k}} (BW(s_1, M_k, \Gamma_k) + BW(s_2, M_k, \Gamma_k)), \quad (6.3)$$

где $s_1 = M^2[\Upsilon(nS)\pi^+]$, $s_2 = M^2[\Upsilon(nS)\pi^-]$. Относительные амплитуды a_{Z_k} , фазы δ_{Z_k} , массы M_k и ширины Γ_k ($k = 1, 2$) являются свободными параметрами. Для параметризации вклада $f_2(1270)$ использовалась функция Брейта-Вигнера с табличными значениями массы и ширины [48], для $f_0(980)$ – функция Флате [193] с параметрами

из работы [194].

Для нерезонансной амплитуды использовалась параметризация, предложенная в работе [63]:

$$A_{\text{nr}} = a_1^{\text{nr}} e^{i\delta_1^{\text{nr}}} + a_2^{\text{nr}} e^{i\delta_2^{\text{nr}}} s_3, \quad (6.4)$$

где $s_3 = M^2(\pi^+\pi^-)$ (s_3 не является независимой переменной и выражается через s_1 и s_2), a_1^{nr} , a_2^{nr} , δ_1^{nr} и δ_2^{nr} являются свободными параметрами при фитировании.

При вычислении логарифма правдоподобия, который дальше минимизировался, для нормировки плотностей вероятности сигнала и фона использовались события моделирования, разыгранные равномерно по фазовому объему и прошедшие процедуру восстановления. Таким образом учитывалась поправка на эффективность без параметризации ее зависимости от переменных Далица [194]. Матричный элемент распада $|M(s_1, s_2)|^2$ сворачивался с детекторным разрешением ($5.6 \text{ MeV}/c^2$ для $M[\Upsilon(nS)\pi]$). Распределение фона после поправки на эффективность предполагалось равномерным по области фитирования.

Фазовый объем в канале $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ ограничен, и вклады $f_0(980)$ и $f_2(1270)$ плохо отличимы от нерезонансной компоненты; поэтому они исключены из фита. Особенностью канала $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ является также значительное перекрытия между вкладами $Z_b(10610)^+\pi^-$ и $Z_b(10610)^-\pi^+$.

Результаты фитирования показаны на Рис. 6.10. Наблюдается хорошее согласие с данными. Статистическая значимость двух пиков превышает 10σ для всех $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ каналов и для всех рассмотренных моделей.

Результаты измерения параметров Z_b представлены в Таблице 6.4, где относительная нормировка определена как a_{Z_2}/a_{Z_1} , относительная фаза – как $\delta_{Z_2} - \delta_{Z_1}$.

Основным вкладом в систематическую ошибку является неопределенность в параметризации амплитуды (выражении (6.2)). При изучении этой модельной ошибки мы добавляли вклад состояния $f_0(600)$ для канала $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$, позволяющий устранить небольшое разногласие в области малых $\pi^+\pi^-$ масс (в дальнейшем при выполнении шестимерного анализа состояние $f_0(600)$ было включено в модель по умолчанию); в нерезонансном вкладе мы изменяли предположение о зависимости от массы: $s_3 \rightarrow \sqrt{s_3}$, а для канала $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ еще и убирали член с зависимостью от s_3 ; мы заменяли вклад $f_2(1270)$ на нерезонансный вклад, в котором $\pi^+\pi^-$ пара находится в D -волне; для ка-

Таблица 6.4: Параметры сигналов $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, измеренные в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$).

| Конечное состояние | $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ | $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ | $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ |
|----------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $M[Z_b(10610)], \text{MeV}/c^2$ | $10611 \pm 4 \pm 3$ | $10609 \pm 2 \pm 3$ | $10608 \pm 2 \pm 3$ |
| $\Gamma[Z_b(10610)], \text{MeV}$ | $22.3 \pm 7.7^{+3.0}_{-4.0}$ | $24.2 \pm 3.1^{+2.0}_{-3.0}$ | $17.6 \pm 3.0 \pm 3.0$ |
| $M[Z_b(10650)], \text{MeV}/c^2$ | $10657 \pm 6 \pm 3$ | $10651 \pm 2 \pm 3$ | $10652 \pm 1 \pm 2$ |
| $\Gamma[Z_b(10650)], \text{MeV}$ | $16.3 \pm 9.8^{+6.0}_{-2.0}$ | $13.3 \pm 3.3^{+4.0}_{-3.0}$ | $8.4 \pm 2.0 \pm 2.0$ |
| Относительная нормировка | $0.57 \pm 0.21^{+0.19}_{-0.04}$ | $0.86 \pm 0.11^{+0.04}_{-0.10}$ | $0.96 \pm 0.14^{+0.08}_{-0.05}$ |
| Относительная фаза, градусы | $58 \pm 43^{+4}_{-9}$ | $-13 \pm 13^{+17}_{-8}$ | $-9 \pm 19^{+11}_{-26}$ |

нала $\Upsilon(2S)\pi^+\pi^-$ мы убрали вклад $f_0(980)$, а для канала $\Upsilon(3S)\pi^+\pi^-$ – нерезонансный вклад. Максимальное изменение параметров $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ рассматривалось как систематическая ошибка. Основные источники систематической ошибки включают также неопределенность в изменении эффективности по диаграмме Далица и неопределенность в энергии ц.м. Полные систематические ошибки даны в Таблице 6.4.

6.4 Обсуждение полученных результатов

Таким образом, нами обнаружены два заряженные боттомониеподобные состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, каждое в пяти каналах: $\Upsilon(nS)\pi^\pm$ ($n = 1, 2, 3$) и $h_b(mP)\pi^\pm$ ($m = 1, 2$). Параметры резонансов, измеренные в разных каналах, представлены в Таблицах 6.1 и 6.4. Результаты в разных каналах находятся в хорошем согласии, как видно из Рис. 6.13. Усредненные значения по пяти каналам составляют:

$$M_{Z_b(10610)} = 10607.2 \pm 2.0 \text{ MeV}/c^2, \quad (6.5)$$

$$\Gamma_{Z_b(10610)} = 18.4 \pm 2.4 \text{ MeV}, \quad (6.6)$$

$$M_{Z_b(10650)} = 10652.2 \pm 1.5 \text{ MeV}/c^2, \quad (6.7)$$

$$\Gamma_{Z_b(10650)} = 11.5 \pm 2.2 \text{ MeV}, \quad (6.8)$$

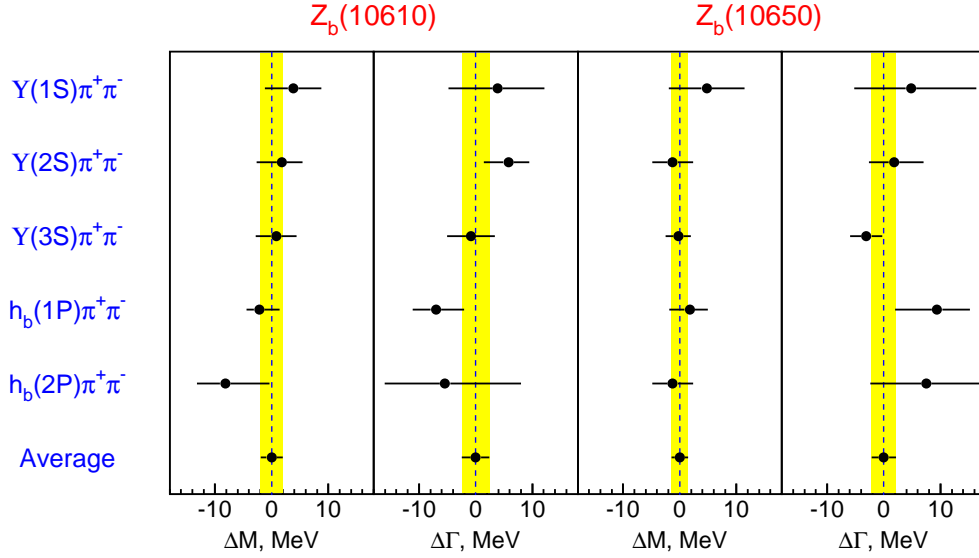


Рис. 6.13: Сравнение масс и ширин состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, измеренных в пяти различных каналах.

где статистическая и систематическая погрешности сложены квадратично. Сечения рождений $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ являются близкими для всех пяти каналов. Их относительная фаза совместима с нулем для каналов $\Upsilon(nS)\pi^\pm$ и с 180° для $h_b(nP)\pi^\pm$. Рождение состояний Z_b насыщает переходы $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$ и ответственно за их большое сечение [20]. Поскольку $\Upsilon(5S)$ резонанс и пион имеют отрицательную G -четность, состояния Z_b имеют положительную G -четность.

Минимальный кварковый состав $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ является четырехкварковой комбинацией, а измеренные массы в пределах экспериментальных ошибок совпадают с порогами $B\bar{B}^*$ ($10604.6 \text{ MeV}/c^2$) и $B^*\bar{B}^*$ ($10650.2 \text{ MeV}/c^2$), что указывает на их молекулярную структуру. Возможные молекулярные состояния для чармония впервые обсуждались М.Б. Волошиным и Л.Б. Окунем в 1976 году [196]. Мы рассмотрим вопрос интерпретации Z_b в следующих разделах.

6.4.1 Структура экзотических состояний Z_b

Феноменология молекулярных состояний

Здесь мы покажем, что в предположении молекулярной структуры удастся дать естественное объяснение всем наблюдаемым свойствам $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. Мы так-

же проследим механизм нарушения спиновой симметрии тяжелых кварков в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$, который, как оказалось, связан с промежуточными Z_b . Представленные в этом разделе результаты опубликованы в работе [195].

Для краткости состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ мы будем обозначать здесь как Z_b и Z'_b . Разница масс между заряженными и нейтральными B мезонами пренебрежимо мала; поэтому, в отличие от ситуации на пороге открытого чарма, изотопическая симметрия должна быть справедлива для боттомониеподобных многокварковых состояний. Предположим, что на больших расстояниях $r \gg \Lambda_{QCD}^{-1}$ волновая функция Z_b и Z'_b состояний – это мезон-антимезонная пара в S -волне с квантовыми числами $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$, а именно, $B^*\bar{B} - B\bar{B}^*$ для Z_b и $B^*\bar{B}^*$ для Z'_b . На меньших расстояниях $r \sim \Lambda_{QCD}^{-1}$, мезоны перекрываются и образуют систему, состоящую из пары тяжелых кварков ($b\bar{b}$) и легкой компоненты из кварков и глюонов с квантовыми числами изотриплета.

В пределе $m_b \gg \Lambda_{QCD}$, спиновые степени свободы b кварка в волновой функции B и B^* мезонов можно отделить от других степеней свободы. В результате волновая функция Ψ может быть записана как прямое произведение $\bar{\psi}_{\bar{q}} \otimes \chi_b$, где спинор χ_b описывает спиновое состояние b кварка, а $\psi_{\bar{q}}$ – волновую функцию связанного состояния легкого антикварка и бесспинового b кварка. Полный угловой момент j , соответствующий волновой функции ψ_q , зафиксирован в основном состоянии B и B^* : $j = 1/2$, и правила построения волновой функции Ψ такие же, как в нерелятивистской кварковой модели. Точность этой картины определяется отношением $\Lambda_{QCD}/m_b = O(0.1)$ и ожидаемые поправки должны быть на уровне 10%.

Для B мезона мы имеем: $\Psi_B = \bar{\psi}_{\bar{q}}\chi_b$, для B^* мезона: $\vec{\Psi}_{B^*} = \bar{\psi}_{\bar{q}}\vec{\sigma}\chi_b$, где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули. Тогда волновая функция пары тяжелых мезонов в S -волне с квантовыми числами $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$:

$$\begin{aligned} i\epsilon_{ijk}(\bar{\chi}_{\bar{b}}\sigma^j\psi_q)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\sigma^k\chi_b) &= (\bar{\chi}_{\bar{b}}\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\sigma^i\psi_q) - (\bar{\chi}_{\bar{b}}\sigma^i\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\psi_q) \\ &\sim 0_{\bar{b}b}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^- - 1_{\bar{b}b}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^-, \end{aligned} \quad (6.9)$$

для $B^*\bar{B}^*$ и

$$\begin{aligned} (\bar{\chi}_{\bar{b}}\sigma^i\psi_q)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\chi_b) + (\bar{\chi}_{\bar{b}}\psi_q)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\sigma^i\chi_b) &= -(\bar{\chi}_{\bar{b}}\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\sigma^i\psi_q) - (\bar{\chi}_{\bar{b}}\sigma^i\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\psi_q) \\ &\sim 0_{\bar{b}b}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^- + 1_{\bar{b}b}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^-, \end{aligned} \quad (6.10)$$

для $B^*\bar{B} - B\bar{B}^*$. Здесь мы воспользовались преобразованиями Фирца; $0_{\bar{b}b}^-$ и $1_{\bar{b}b}^-$ обозначают состояния пара- и орто-боттомония с отрицательной P -четностью. Очевидно, что соотношения (6.9) и (6.10) относятся только к спиновым переменным кварков. Эти соотношения описывают максимальное смешивание двух возможных состояний, соответствующих пара- и орто- спиновым состояниям $b\bar{b}$ пары. Следовательно, если свойства Z_b и Z'_b пиков определяются молекулярной динамикой пар мезонов, их структура спинов тяжелых кварков должна быть такой же, как у пары, т.е.

$$\begin{aligned} |Z'_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(0_{\bar{b}b}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^- - 1_{\bar{b}b}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^- \right), \\ |Z_b\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(0_{\bar{b}b}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^- + 1_{\bar{b}b}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^- \right). \end{aligned} \quad (6.11)$$

Спиновая структура, описанная уравнением (6.11), приводит к важному и экспериментально проверяемому заключению, что ширины Z_b и Z'_b должны быть одинаковыми. Действительно, в пределе большой массы b кварка все орто- и пара- состояния $b\bar{b}$ являются вырожденными, так что антисимметричная и симметричная суперпозиции спиновых состояний в уравнении (6.11) распадаются на вырожденные (и ортогональные) состояния с меньшей массой, так что $\Gamma(Z_b) = \Gamma(Z'_b)$. В частности, это также подразумевает, что распад $Z'_b \rightarrow B^*\bar{B}$ запрещен симметрией тяжелых кварков, несмотря на то, что он разрешен по квантовым числам, а кинематически значительно более выгоден, чем распад на $B^*\bar{B}^*$. Другими словами, спиновые волновые функции тяжелых кварков в Z_b и в Z'_b ортогональны.

Максимальное орто-пара смешивание тяжелых кварков в Z_b и Z'_b , описываемое уравнением (6.11), немедленно подразумевает, что эти резонансы имеют константы связи с каналами орто- и пара- боттомония сравнимой величины. Более того, для каждого конкретного канала абсолютное значение константы связи одно и то же для Z_b и Z'_b . Однако относительная фаза константы связи с каналами орто- боттомония противоположна фазе с каналами пара- боттомония. В-частности, амплитуды распадов этих резонансов по каналам $\Upsilon(nS)\pi$ и $h_b(mP)\pi$ можно выразить как (с точностью до общей нормировки):

$$E_\pi \vec{\Upsilon} \cdot (\vec{Z}_b - \vec{Z}'_b), \quad (\vec{p}_\pi \times \vec{h}_b) \cdot (\vec{Z}_b + \vec{Z}'_b), \quad (6.12)$$

где \vec{Z}_b , $\vec{\Upsilon}$ и \vec{h}_b – поляризации соответствующих состояний со спином единица, E_π и \vec{p}_π –

энергия и импульс пиона. Амплитуды из уравнения (6.12) можно использовать для вычисления резонансной части амплитуд обнаруженных переходов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$. Получаем

$$\begin{aligned}
A(\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-) &= A_{\Upsilon}^{\text{nr}} + C_{\Upsilon}(\vec{\Upsilon}_5 \cdot \vec{\Upsilon}) \\
&\times E_+ E_- \left(\frac{1}{E - E_+ + \frac{i}{2}\Gamma} + \frac{1}{E' - E_+ + \frac{i}{2}\Gamma'} \right. \\
&\left. + \frac{1}{E - E_- + \frac{i}{2}\Gamma} + \frac{1}{E' - E_- + \frac{i}{2}\Gamma'} \right), \tag{6.13}
\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
A(\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(kP)\pi^+\pi^-) &= A_h^{\text{nr}} + C_h \\
&\times \left\{ \left[\vec{\Upsilon}_5 \cdot (\vec{p}_- \times \vec{h}_b) \right] E_+ \right. \\
&\times \left(\frac{1}{E - E_+ + \frac{i}{2}\Gamma} - \frac{1}{E' - E_+ + \frac{i}{2}\Gamma'} \right) \\
&+ \left[\vec{\Upsilon}_5 \cdot (\vec{p}_+ \times \vec{h}_b) \right] E_- \\
&\left. \times \left(\frac{1}{E - E_- + \frac{i}{2}\Gamma} - \frac{1}{E' - E_- + \frac{i}{2}\Gamma'} \right) \right\}, \tag{6.14}
\end{aligned}$$

где E_+ и \vec{p}_+ (E_- и \vec{p}_-) – энергия и импульс положительного (отрицательного) пиона, параметры E и Γ (E' и Γ') соответствуют Z_b (Z'_b) резонансу: $E = M[\Upsilon(5S)] - M[Z_b]$ и $E' = M[\Upsilon(5S)] - M[Z'_b]$, вектор $\vec{\Upsilon}_5$ – поляризация начального $\Upsilon(5S)$ резонанса, $\vec{\Upsilon}$ и \vec{h}_b – поляризации конечных $\Upsilon(nS)$ и $h_b(kP)$ резонансов. Более того, коэффициенты C_{Υ} и C_h являются константами и, наконец, $A_{\Upsilon,h}^{\text{nr}}$ – соответствующие нерезонансные амплитуды. Последние зависят от поляризаций и кинематических переменных [197, 198] и могут быть изучены таким же образом, как другие похожие двухпионные переходы между состояниями кваркония. Можно утверждать, что нерезонансная амплитуда A_h^{nr} должна быть сильно подавлена из-за симметрии тяжелого кварка и отсутствия усиливающих факторов [199]. В выражениях (6.13) и (6.14) присутствуют две изотопические ветви распада: через Z_b^+ ($Z_b'^+$) и через Z_b^- ($Z_b'^-$). Кроме того, полезно иметь в виду, что из-за малости энергии пионов в рассматриваемых процессах, с хорошей точностью выполняются соотношения $E_+ + E_- = M[\Upsilon(5S)] - M[\Upsilon(nS)]$.

Очевидно, что уравнения (6.13) и (6.14) описывают две разные картины интерференции между резонансами Z_b и Z'_b в двух рассматриваемых переходах. В про-

цессе $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ интерференция деструктивна, когда энергия одного из пионов расположена между положениями резонансов E и E' , и конструктивна, когда энергии обоих пионов лежат вне полосы между резонансами Z_b и Z'_b . В переходе $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ картина интерференции полностью противоположная: интерференция конструктивна внутри полосы между резонансами и деструктивна вне этой полосы. Эти ожидания полностью подтверждаются экспериментальными данными Belle [155]. Действительно, в каналах $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ фаза между амплитудами Z_b и Z'_b близка к нулю, а в каналах $h_b(mP)\pi^+\pi^-$ – к 180 градусам.

Далее, если бы массы Z_b и Z'_b совпадали, то амплитуды их рождения в канале $h_b(nP)\pi^+\pi^-$ взаимно сокращались бы из-за фазы 180° между амплитудами Брейта-Вигнера и одинаковых констант связи. Различие в массах Z_b и Z'_b связано с различием в массах B и B^* мезонов, которое, в свою очередь, является проявлением нарушения спиновой симметрии тяжелых кварков. Следовательно, в пределе $m_b \rightarrow \infty$, когда $M_B \rightarrow M_{B^*}$, переход $h_b(nP)\pi^+\pi^-$ исчезает. Последнее демонстрирует механизм нарушения спиновой симметрии тяжелых кварков в этом распаде.

Основываясь на приведенных здесь рассуждениях, можно ожидать наличие адронных переходов из Z_b и Z'_b в другие орто- и пара- состояния боттомония. В частности, переход $Z_b \rightarrow \eta_b \rho$ может идти в S -волне и может иметь значительную вероятность. Переходы $Z_b(Z'_b) \rightarrow \chi_b(1P)\pi^+\pi^-$ также кинематически разрешены, но могут быть подавлены, поскольку пионы должны быть в состоянии $I^G = 1^+$, а пик ρ находится за пределами кинематически разрешенной области.

Наличие или отсутствие “молекулярных” боттомониеподобных резонансов зависит от деталей еще не известной динамики. Однако, существование Z_b и Z'_b подразумевает, что должны существовать также другие изовекторные резонансы. Действительно, свойства резонансов определяются взаимодействием легких степеней свободы, а спин пары $b\bar{b}$ важен только для полного углового момента состояния. В частности, появление $Z_b(Z'_b)$ резонансов может быть из-за окологороговой сингулярности в состоянии $0_{\bar{Q}q}^-$ или в состоянии $1_{\bar{Q}q}^-$ (или в обоих) в канале $I = 1$. Полная ширина Z_b и Z'_b в диапазоне $15 \div 20$ MeV делает различие между конкретным видом сингулярности – слабо связанное состояние, виртуальное состояние или резонанс – довольно спорным. В любом из этих случаев должна существовать пара изотриплетных сингулярностей

на порогах $B^*\bar{B}^*$ и $B\bar{B}$ со спином ноль и G -четностью, противоположной $Z_b(Z'_b)$, т.е. с $I^G(J^P) = 1^-(0^+)$. Это следует из того, что околопороговые S -волновые состояния пар $B^*\bar{B}^*$ и $B\bar{B}$ с такими полными квантовыми числами можно выразить как смешанные состояния спиновых состояний тяжелых и легких кварков:

$$\begin{aligned}
(B^*\bar{B}^*)|_{1^-(0^+)} &\sim \frac{(\bar{\chi}_{\bar{b}}\sigma\psi_q)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\sigma\chi_b)}{\sqrt{3}} \\
&= \frac{\sqrt{3}}{2}(\bar{\chi}_{\bar{b}}\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\psi_q) - \frac{1}{2}\frac{(\bar{\chi}_{\bar{b}}\sigma\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\sigma\psi_q)}{\sqrt{3}} \\
&\sim \frac{\sqrt{3}}{2}0_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^- - \frac{1}{2}1_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^-, \tag{6.15}
\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
(B\bar{B})|_{1^-(0^+)} &\sim (\bar{\chi}_{\bar{b}}\psi_q)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\chi_b) \\
&= \frac{1}{2}(\bar{\chi}_{\bar{b}}\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\psi_q) + \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{(\bar{\chi}_{\bar{b}}\sigma\chi_b)(\bar{\psi}_{\bar{Q}}\sigma\psi_q)}{\sqrt{3}} \\
&\sim \frac{1}{2}0_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 0_{\bar{Q}q}^- + \frac{\sqrt{3}}{2}1_{\bar{b}\bar{b}}^- \otimes 1_{\bar{Q}q}^-. \tag{6.16}
\end{aligned}$$

Таким образом, угол смешивания между пара- и орто- спиновыми состояниями пары $b\bar{b}$ в этом случае составляет $\pi/6$, что является экспериментально проверяемым предсказанием. Очевидно, эта пара состояний может распадаться на $\Upsilon \rho$ или на $\eta_b \pi$.

Кроме того, если состояние с околопороговой сингулярностью $1_{\bar{Q}q}^-$ дает вклад в резонансы $Z_b(Z'_b)$, то его комбинирование с состоянием $1_{\bar{b}\bar{b}}^-$ тяжелой пары должно также дать состояние $I^G(J^P) = 1^-(1^+)$ на пороге $B^*\bar{B}$ и состояние $I^G(J^P) = 1^-(2^+)$ на пороге $B^*\bar{B}^*$. Последнее состояние должно распадаться на состояния орто-боттомония, например на $\Upsilon \rho$. Из-за отрицательной G -четности все эти резонансы не рождаются в однопионных переходах из $\Upsilon(5S)$, и для их поиска требуется повышенная энергия в e^+e^- столкновениях и набор данных в пике еще не обнаруженного $\Upsilon(7S)$ резонанса или выше. Заметим, что изовекторные состояния не смешиваются с состояниями обычного боттомония и вряд ли могут интенсивно рождаться на ЛНС.

На данный момент “молекулярное” взаимодействие в изоскалярном канале неизвестно. Однако, на основании существования состояния $X(3872)$ в семействе чармония, можно ожидать существование $I = 0$ партнеров состояний Z_b и Z'_b в той же области вблизи порогов $B^*\bar{B}$ и $B^*\bar{B}^*$. Такие состояния, Y_b и Y'_b , имеют квантовые числа $J^{PC} = 1^{+-}$ и могут иметь примесь состояний 1P_1 боттомония $h_b(kP)$. Эта примесь

может исказить максимально смешанную спиновую структуру в резонансах $Y_b(Y'_b)$ и представляет интерес для экспериментального изучения. Из-за сохранения изоспина эти резонансы также не рождаются в одноопионных переходах из $\Upsilon(5S)$ и для их изучения требуется повышенная энергия e^+e^- столкновений в будущих экспериментах, в частности, на Belle-II. Более того, благодаря наличию “ядра” из состояния 1P_1 , состояния могут рождаться в жестких процессах, таких как pp столкновения на ЛНС. Для их поиска можно использовать каналы $\Upsilon(2S)\eta$, $\Upsilon(1S)\eta$, $\Upsilon(1S)\eta'$, все они идут в S -волне и для них не ожидается подавление. Другая возможность восстановления $Y_b(Y'_b)$ – это распады $\Upsilon(1S)\pi\pi$ и $\Upsilon(1S)K\bar{K}$, включая идущие через промежуточные $f_0(980)$, хотя здесь требуется возбуждение углового момента легкой системы. Сравнение каналов со скрытой странностью и без позволит выяснить важность примеси $b\bar{b}s\bar{s}$ в этих резонансах. Состояние с положительной C -четностью может смешиваться с 3P_J боттомонием и может рождаться при жестких столкновениях. Эти резонансы можно искать на коллайдерах в распадах $\Upsilon(1S)\omega$.

Таким образом, мы показали, что, если изовекторные резонансы Z_b и Z'_b являются состояниями с “молекулярной” структурой в соответственно каналах $B^*\bar{B} - B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ с квантовыми числами $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$, каждое из них является (почти) максимальной смесью спин-триплетного и спин-синглетного состояний $b\bar{b}$ пары. Спиновые волновые функции тяжелых кварков этих двух резонансов являются взаимно ортогональными, как показано в уравнении (6.11). В нашем подходе с использованием выделения спиновых степеней свободы b кварка в волновой функции B мезона, основанном на большом значении массы b кварка, расщепление по массе между Z'_b и Z_b должно быть таким же, как между B^* и B мезонами: $M(Z'_b) - M(Z_b) = M(B^*) - M(B) \approx 46 \text{ MeV}/c^2$, и их полные ширины должны быть близки друг другу: $\Gamma(Z'_b) = \Gamma(Z_b)$. Отклонения от этих предсказаний связаны с конечностью массы b кварка и должны быть малыми. В частности, кинематически разрешенный процесс $Z'_b \rightarrow B^*\bar{B}$ должен быть сильно подавлен. Более того, резонансы Z_b и Z'_b должны иметь одинаковые константы связи с конкретными каналами боттомония. Знак констант должен быть одинаков для каналов с орто-боттомонием и противоположным с пара-боттомонием. Такое поведение приводит к характерной картине интерференции, которая нашла экспериментальное подтверждение.

Эксперимент

Если молекулярное состояние находится на пороге рождения своих составляющих и имеет конечную ширину, то естественно ожидать, что именно на свои составляющие оно и будет распадаться, поскольку связь между ними самая слабая и никакой перегруппировки кварков, как в случае распадов на $\Upsilon(nS)\pi$ и $h_b(mP)\pi$, не требуется. Канал распада молекулярного состояния на составляющие называют упругим, остальные – неупругими.

Для проверки этого предсказания необходимо изучить резонансную структуру в трехчастичных распадах $\Upsilon(5S) \rightarrow B\bar{B}^*\pi$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow B^*\bar{B}^*\pi$. Эксперимент Belle сообщил предварительные результаты такого анализа [200]. В событиях полностью восстанавливался один B мезон и пион, а по недостающей массе к системе $B\pi$ оказалось возможным выделить сигналы искомым распадам. Масса пары $B^{(*)}\bar{B}^*$ мезонов определялась как недостающая масса к пиону $M_{\text{miss}}(\pi)$. Найдено, что масса пар $B^{(*)}\bar{B}^*$ мезонов резко пикуется на пороге, таким образом обнаружены распады $Z_b(10610) \rightarrow B\bar{B}^*$ и $Z_b(10650) \rightarrow B^*\bar{B}^*$ со значимостями 8σ и 6.8σ соответственно. Возможно, имеется также указание на распад $Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^*$ со значимостью 2.5σ . Используя измеренные ширины для всех известных на сегодняшний день каналов распада Z_b состояний и предполагая, что других каналов с большими ширинами нет, можно оценить вероятности распадов (см. Таблицу 6.5). Распады $Z_b(10610) \rightarrow B\bar{B}^*$ и $Z_b(10650) \rightarrow B^*\bar{B}^*$ явля-

Таблица 6.5: Таблица вероятностей распадов (\mathcal{B}) для состояний Z_b (в %).

| Канал | \mathcal{B} для $Z_b(10610)$ | \mathcal{B} для $Z_b(10650)$ |
|-------------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| $\pi^+\Upsilon(1S)$ | 0.32 ± 0.09 | 0.24 ± 0.07 |
| $\pi^+\Upsilon(2S)$ | 4.38 ± 1.21 | 2.40 ± 0.63 |
| $\pi^+\Upsilon(3S)$ | 2.15 ± 0.56 | 1.64 ± 0.40 |
| $\pi^+h_b(1P)$ | 2.81 ± 1.10 | 7.43 ± 2.70 |
| $\pi^+h_b(2P)$ | 4.34 ± 2.07 | 14.8 ± 6.22 |
| $B^+\bar{B}^{*0} + \bar{B}^0B^{*+}$ | 86.0 ± 3.6 | – |
| $B^{*+}\bar{B}^{*0}$ | – | 73.4 ± 7.0 |

ются доминирующими, их вероятности близки к 80%. Если распад $Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^*$ учесть в таблице, его вероятность окажется $\mathcal{B}(Z_b(10650) \rightarrow B\bar{B}^*) = (25 \pm 10)\%$, а все остальные вероятности для $Z_b(10650)$ необходимо будет уменьшить в 1.33 раза.

В эксперименте Belle был обнаружен нейтральный член изотриплета $Z_b(10610)$ с использованием Далиц-анализа распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^0\pi^0$ ($n = 1, 2, 3$) [201]. Значимость $Z_b(10610)^0$, измеренная по каналам $\Upsilon(2S)\pi^0$ и $\Upsilon(3S)\pi^0$, составила 6.5σ . Измеренное значение массы $M_{Z_b(10610)^0} = (10609 \pm 6)$ MeV находится в согласии с массами заряженных $Z_b(10610)^\pm$. Значимого сигнала $Z_b(10650)^0$ пока не найдено; данные не противоречат его существованию, но имеющаяся статистика недостаточна для его обнаружения.

Для определения спина и четности состояний Z_b эксперимент Belle выполнил полный шестимерный амплитудный анализ распадов $\Upsilon(5S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(nS)$ ($n = 1, 2, 3$) [156]. Найдено, что состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ имеют одинаковую спин-четность $J^P = 1^+$, при этом все остальные гипотезы с $J \leq 2$ отброшены на уровне достоверности, превышающем 10σ . Наибольшую разделяющую способность имеет картина интерференции между сигналами Z_b и нерезонансным вкладом.

Таким образом, на сегодняшний день вся имеющаяся экспериментальная информация по состояниям $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ согласуется с тем, что их структура является молекулярной: это $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ соответственно.

Модель связанных дикварка-антидикварка

В качестве альтернативы молекулярной структуре было предложено, что состояния Z_b являются компактными и состоят из дикварка и антидикварка [206]. В такой модели канал $B^{(*)}\bar{B}^*$ не является выделенным и, поэтому, не должен доминировать. Более того, более тяжелый (легкий) тетракварк сильнее связан с каналом $B\bar{B}^*$ ($B^*\bar{B}^*$). Предсказанная картина полностью противоречит эксперименту, что делает маловероятной интерпретацию Z_b как связанных состояний дикварка и антидикварка.

6.4.2 Динамическая модель состояний Z_b

Вопрос построения динамической модели молекулярных состояний остается открытым. Рассмотрим возможные механизмы возникновения околопороговой структуры.

(1) Перерасcеяние $B^{(*)}\bar{B}^*$ мезонов, которому в эффективной теории поля соответствуют диаграммы, показанные на Рис. 6.14 [202, 203]. Здесь можно говорить о

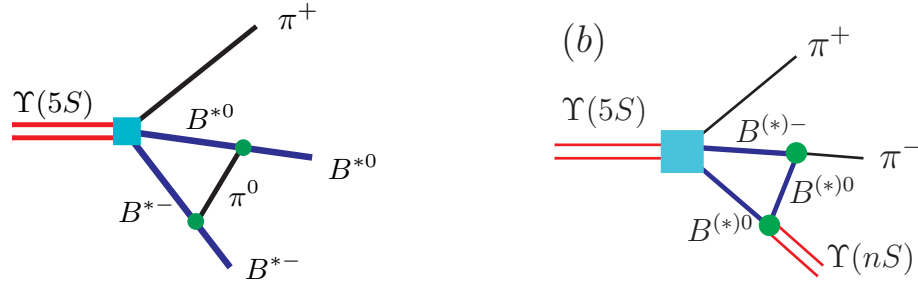


Рис. 6.14: Диаграммы перерасcеяния $B^{(*)}\bar{B}^*$ мезонов из работ [202] и [203].

волновой функции, квантовых числах состояния $B^{(*)}\bar{B}^*$ возле порога, однако это состояние нерезонансное. Работы [202, 203] дают предсказания для распределений по $M[B^{(*)}\bar{B}^*]$, $M[\Upsilon(nS)\pi]$ и $M[h_b(nP)\pi]$, однако они выглядят намного менее выразительными, чем распределения, наблюдаемые в данных. При анализе данных мы видели четкие интерференционные картины, которые удавалось хорошо описать, используя параметризацию Брейта-Вигнера для амплитуды сигналов. Таким образом, данные говорят о быстром изменении фазы при прохождении по $M[\Upsilon(nS)\pi]$ и $M[h_b(nP)\pi]$ через пик Z_b состояний. Вопрос сможет ли эффект перерасcеяния объяснить такое быстрое изменение фазы остается открытым.

(2) Если константы связи в вершинах перерасcеяния достаточно велики, необходимо учитывать более высокие порядки, как показано на Рис. 6.15, взятом из работы [204]. Здесь на этапе $Q\bar{Q}\pi$ в системе присутствует боттомоний и пион, а на этапе $(\bar{q}Q)(q\bar{Q})$ – два B мезона. При суммировании вкладов таких цепочек в амплитуде может возникать полюс, который называют резонансом связанных каналов (“coupled-channel” резонанс).

(3) Наконец, когда $B^{(*)}$ и \bar{B}^* обмениваются легкими мезонами, может возникать связанное состояние (аналогичный механизм связи имеет дейтрон). В одном из са-

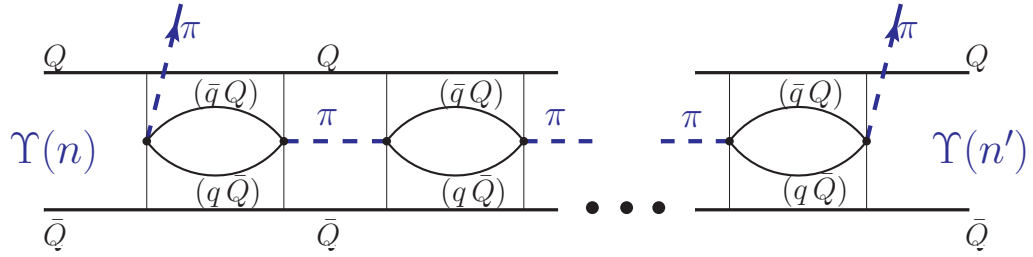


Рис. 6.15: Цепочка перерассейний, дающая резонанс связанных каналов, взятая из работы [204].

мых детальных вычислений [205] учитывался обмен π , ρ и ω мезонами, а также учитывалась связь каналов $B\bar{B}$, $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$. В результате были найдены состояния, соответствующие $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$.

Механизмы (1)–(3) тесно связаны между собой и соответствуют скорее количественным различиям, чем качественным. Успешная феноменологическая модель должна учитывать как перерассейния в s канале, так и обмен мезонами в t канале. Предсказания формы линии Z_b и их использование для фитирования данных могли бы помочь в изучении вклада различных механизмов.

Суммируя, свойства состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ хорошо согласуются с предположением, что их структура является молекулярной.

Состояния Z_b сейчас используются как эталон молекулы при изучении похожих по своим свойствам состояний Z_c в секторе чарма. Мы обсудим эти результаты в Главе 9.

Глава 7

Далиц анализ распада

$\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$ и обнаружение

резонансных структур в канале $\chi_{c1} \pi^+$

В 2007 году в эксперименте Belle была обнаружена относительно узкая структура в массовом спектре $\pi^+ \psi(2S)$ пар, рожденных в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+ \psi(2S)$ [208]. Минимальный кварковый состав этого состояния, получившего название $Z(4430)^+$, является экзотическим: $|c\bar{c}u\bar{d}\rangle$. Такое состояние наблюдалось впервые.

Обнаружение $Z(4430)^+$ мотивировало изучение резонансной структуры в других распадах B мезонов на чармоний и $K^- \pi^+$: $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+ (c\bar{c})$.

В этой главе представлен амплитудный анализ диаграммы Далица распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$, в результате которого были обнаружены заряженные чармониеподобные состояния $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$, распадающиеся на $\chi_{c1} \pi^+$ и имеющие, очевидно, такой же кварковый состав, что и $Z(4430)^+$. Анализ выполнен с использованием данных, набранных экспериментом Belle в пике $\Upsilon(4S)$ резонанса, с интегральной светимостью 605 fb^{-1} , соответствующей $657 \times 10^6 B\bar{B}$ парам. Представленные здесь результаты опубликованы в работе [207].

7.1 Отбор событий

Мы отбирали распады $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$, где χ_{c1} мезон восстанавливался в канале $J/\psi\gamma$, с последующим распадом J/ψ на e^+e^- или $\mu^+\mu^-$ (подразумевается включение зарядово сопряженных мод).

Рассматривались треки, исходящие из области взаимодействия пучков: $dr < 0.2$ см и $dz < 2$ см, где dr – расстояние, измеренное в плоскости, перпендикулярной к пучку, dz – в направлении вдоль пучка. Заряженные пионы и каоны были идентифицированы с использованием информации время-пролетной системы, черенковских счетчиков и измерения ионизационных потерь dE/dx в дрейфовой камере. Эффективность требований идентификации для каонов составила приблизительно 90% с вероятностью неправильной идентификации пионов 10%. Мюоны были идентифицированы в детекторе KLM по глубине проникновения и поперечному многократному рассеянию. Для идентификации электронов требовалось наличия связанного с треком кластера в электромагнитном калориметре с поперечным распределением энергии, совместимым с электромагнитным ливнем. Дополнительно пионные и каонные кандидаты отбрасывались, если они были идентифицированы как электроны.

Для восстановления фотонов использовались кластеры в электромагнитном калориметре без связанных с ними треков, имеющие форму, совместимую с электромагнитным ливнем.

Фотоны в пределах 50 mrad от направления e^+ или e^- треков с энергией в лабораторной системе выше 30 MeV были включены в вычисление инвариантной массы $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ кандидатов; мы потребовали $|M(e^+e^-) - m_{J/\psi}| < 50 \text{ MeV}/c^2$. Для $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов требовалось $|M(\mu^+\mu^-) - m_{J/\psi}| < 30 \text{ MeV}/c^2$. Для повышения точности в определении энергии и импульса J/ψ мы фитировали J/ψ кандидаты в массу.

Для восстановления $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ мы использовали фотоны с энергией в лабораторной системе выше 50 MeV и потребовали $|M(J/\psi\gamma) - m_{\chi_{c1}}| < 30 \text{ MeV}/c^2$. Для повышения точности в энергии и импульсе χ_{c1} мы фитировали χ_{c1} кандидаты в массу.

Распады $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ были идентифицированы при помощи переменных ΔE и

M_{bc} , определенных как:

$$\Delta E = \sum_i E_i - E_{\text{beam}}, \quad (7.1)$$

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}, \quad (7.2)$$

где $E_{\text{beam}} = \sqrt{s}/2$ – энергия пучков в системе ц.м., E_i и \vec{p}_i – энергия и импульс дочерних частиц B мезона. Мы отбирали кандидаты в B мезоны, удовлетворяющие требованиям $5275 \text{ MeV}/c^2 < M_{bc} < 5287 \text{ MeV}/c^2$ и $|\Delta E| < 12 \text{ MeV}$. Контрольная область по ΔE определена как $24 \text{ MeV} < |\Delta E| < 96 \text{ MeV}$. Для того, чтобы границы диаграммы Далица не были размыты, мы фитировали в массу кандидаты в B мезоны как из сигнальной, так и из контрольной по ΔE областей (во всех случаях использовалась номинальная масса \bar{B}^0).

7.2 Вероятность распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$

Распределение по ΔE для отобранных $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$ кандидатов показано на Рис. 7.1. Здесь же показано распределение для контрольной области по массе χ_{c1}

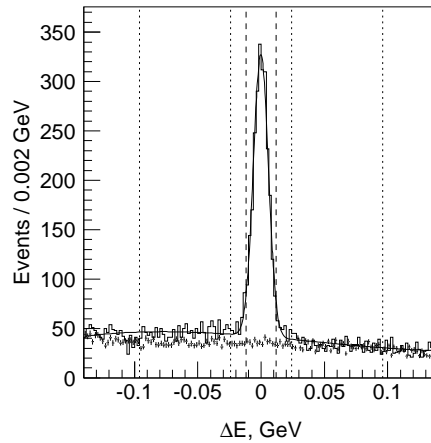


Рис. 7.1: Распределение по ΔE для отобранных $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$ кандидатов (гистограмма) и для контрольной области χ_{c1} (точки с ошибками). Вертикальные линии показывают сигнальную и контрольную области по ΔE .

кандидатов, определенной как $140 \text{ MeV}/c^2 < |M(J/\psi\gamma) - m_{\chi_{c1}}| < 230 \text{ MeV}/c^2$. Контрольная область χ_{c1} описывает почти весь фон, следовательно, основным источником

фона являются случайные фотоны. Распределения по $M(J/\psi\gamma)$ перед фитированием в массу χ_{c1} для сигнальной и контрольной областей по ΔE показаны на Рис. 7.2. В

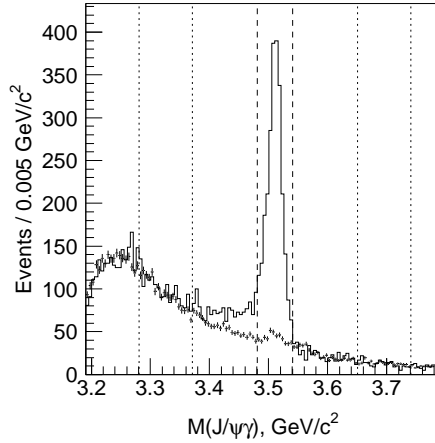


Рис. 7.2: Распределения по $M(J/\psi\gamma)$ перед фитированием в массу χ_{c1} для сигнальной (гистограмма) и контрольной (точки с ошибками) областей по ΔE . Вертикальные линии показывают сигнальную и контрольную области по массе χ_{c1} кандидатов.

контрольных областях по ΔE наблюдается небольшой сигнал χ_{c1} , связанный с инклюзивным рождением χ_{c1} в распадах B мезонов. Сигналы J/ψ в распределениях по $M(\mu^+\mu^-)$ и $M(e^+e^-)$ практически не имеют фона.

Для фитирования распределения по ΔE использовалась сумма гауссианы, описывающей сигнал, и полинома второй степени, описывающего фон. Выход сигнала составил $2126 \pm 56 \pm 42$, систематическая ошибка оценивалась варьированием интервала фитирования. Найденное разрешение $\sigma = (5.93 \pm 0.15 \pm 0.13) \text{ MeV}/c^2$, согласуется со значением в моделировании: $\sigma = (5.62 \pm 0.03 \pm 0.09) \text{ MeV}/c^2$.

Для определения эффективности восстановления мы генерировали события моделирования с равномерным распределением по фазовому объему, а затем взвешивали их согласно результатам фитирования диаграммы Далица, описанного ниже. Найденная таким образом эффективность составила $(20.0 \pm 1.4)\%$, где в неточность включены следующие источники: зависимость от модели фитирования диаграммы Далица (0.2%); возможное различие между данными и моделированием для восстановления треков и фотонов ($1\% \times 4$ для четырех треков и 1.5% для γ) и для идентификации (4% для $K^-\pi^+$ пары и 4.2% для $\ell^+\ell^-$); неопределенность в угловых распределениях

распадов $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ и $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ (0.2%); ограниченная статистика событий моделирования (0.6%). Ошибки из этих источников были сложены квадратично. Была введена поправка на различие между данными и моделированием в эффективности идентификации лептонов, $(-4.5 \pm 4.2)\%$, которое было найдено с использованием калибровочных распадов $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$.

Используя $(656.7 \pm 8.9) \times 10^6$ в качестве известного количества пар $B\bar{B}$ мезонов и табличные значения вероятностей распадов $\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma) = 0.356 \pm 0.019$ и $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-) = 0.1187 \pm 0.0012$ [209], мы нашли

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-) = (3.83 \pm 0.10 \pm 0.39) \times 10^{-4}. \quad (7.3)$$

Систематическая ошибка включает ошибку в эффективности (7.2%), систематическую ошибку в выходе сигнала (2.0%), ошибку из-за варьирования в критериях отбора (3.9%), неопределенность в форме ΔE сигнала (1.0%, мы рассматривали двойную гауссиану вместо одиночной) и неопределенность в вероятностях распадов χ_{c1} и J/ψ (5.3% и 1.0% соответственно).

Диаграмма Далица распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ [$M^2(\chi_{c1}\pi^+)$ относительно $M^2(K^-\pi^+)$] для сигнальной области по ΔE показана на Рис. 7.3 (а). В диаграмме Далица видны

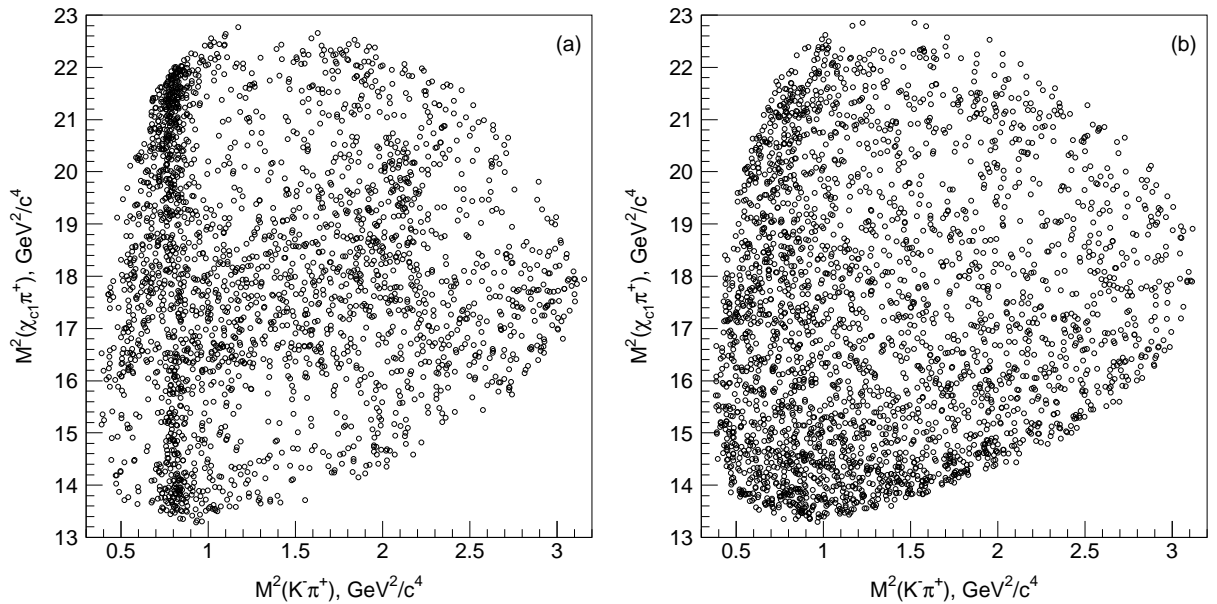


Рис. 7.3: Диаграммы Далица распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ для сигнальной (а) и контрольной (б) областей по ΔE .

следующие особенности: вертикальная полоса при $M^2(K^-\pi^+) \simeq 0.8 \text{ GeV}^2/c^4$, соответствующая распадам $\bar{B}^0 \rightarrow K^*(892)\chi_{c1}$; сгущение событий при $M^2(K^-\pi^+) \simeq 2 \text{ GeV}^2/c^4$, соответствующее распадам $\bar{B}^0 \rightarrow K^*(1430)\chi_{c1}$; отчетливая полоса при $M^2(\chi_{c1}\pi^+) \simeq 17 \text{ GeV}^2/c^4$, соответствующая резонансной структуре в канале $\chi_{c1}\pi^+$. Эту структуру мы обозначили Z^+ ; она являлась основным объектом исследования.

В противоположность, диаграмма Далица для контрольной области по ΔE , показанная на Рис. 7.3 (b), гладкая и не имеет структур. Диаграмма Далица для событий моделирования, разыгранных равномерно по фазовому объему, показанная на Рис. 7.4, также гладкая и не имеет структур. Наблюдается уменьшение эффективности в верхней (нижней) части диаграммы, где K^- (π^+) имеют низкий импульс.

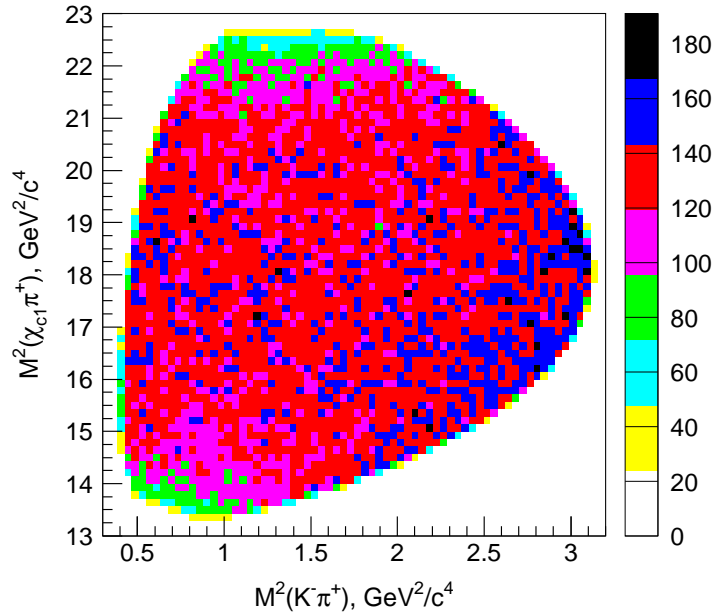


Рис. 7.4: Диаграмма Далица для событий моделирования $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$, разыгранных равномерно по фазовому объему.

7.3 Формализм Далиц-анализа

Распад $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$, в котором $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ или e^+e^- , описывается шестью переменными (в предположении, что ширины χ_{c1} и J/ψ пренебрежимо малы). В качестве этих переменных мы выбрали $M(\chi_{c1}\pi^+)$, $M(K^-\pi^+)$, углы спиральности χ_{c1} и J/ψ ($\theta_{\chi_{c1}}$ и $\theta_{J/\psi}$), и углы между плоскостями рождения и распада χ_{c1}

и J/ψ ($\phi_{\chi_{c1}}$ и $\phi_{J/\psi}$). Анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ был выполнен после интегрирования по угловым переменным $\theta_{\chi_{c1}}$, $\theta_{J/\psi}$, $\phi_{\chi_{c1}}$ и $\phi_{J/\psi}$. Из моделирования найдено, что эффективность восстановления почти однородна по $\phi_{\chi_{c1}}$ и $\phi_{J/\psi}$, поэтому после интегрирования по этим углам интерференционные члены между состояниями с разной спиральностью χ_{c1} , которые содержат множители $\sin\phi_{\chi_{c1}}$, $\cos\phi_{\chi_{c1}}$, $\sin 2\phi_{\chi_{c1}}$ или $\cos 2\phi_{\chi_{c1}}$, становятся пренебрежимо малыми. Впоследствии мы проверяли, что угловые распределения по $\theta_{\chi_{c1}}$ и $\theta_{J/\psi}$ согласуются с ожиданиями, полученными в результате фитирования диаграммы Далица. Выполнить аналогичную проверку для углов $\phi_{\chi_{c1}}$ и $\phi_{J/\psi}$ в нашем подходе невозможно.

Был выполнен бинированный фит диаграммы Далица с максимизацией логарифма правдоподобия. Мы постепенно увеличивали количество бинов, пока результаты фитирования не перестали изменяться. Выбранное количество составило 400×400 . Рассматривались только те бины, которые находятся полностью внутри диаграммы Далица; это соответствует 99.3% от полной площади диаграммы.

Приблизительно в 1.9% событий в сигнальной области по ΔE найдено более одного \bar{B}^0 кандидата. Множественные кандидаты распределены равномерно по диаграмме Далица. Мы не применяли отбора лучшего кандидата.

Использовалась фитирующая функция следующего вида:

$$F(s_x, s_y) = S(s_x, s_y) \times \varepsilon(s_x, s_y) + B(s_x, s_y), \quad (7.4)$$

где $s_x \equiv M^2(K^-\pi^+)$, $s_y \equiv M^2(\chi_{c1}\pi^+)$, S и B – плотности распределения для сигнала и фона, и ε – эффективность восстановления. Фоновая функция $B(s_x, s_y)$ определялась из контрольной области по ΔE . Нормировка фона была отпущена в пределах соответствующей неопределенности. Эффективность в каждом бине $\varepsilon(s_x, s_y)$ была найдена из моделирования. Распределения для контрольных областей и для моделирования были сглажены.

Амплитуда трехчастичного распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ была представлена как сумма амплитуд Брейта-Вигнера для различных промежуточных двухчастичных состояний. Такой способ описания, часто использующийся в физике элементарных частиц для амплитудных анализов [210], не может быть точным, поскольку нарушает требования унитарности и аналитичности, а также не учитывает полное описание взаимодействия

в конечном состоянии. Тем не менее, сумма функций Брейта-Вигнера отражает основные черты поведения амплитуды и дает возможность находить вклады двухчастичных промежуточных состояний, описывать их взаимную интерференцию и измерять эффективные параметры промежуточных резонансов.

Основная модель включала все известные $K^-\pi^+$ резонансы ниже $1900 \text{ MeV}/c^2$ [κ , $K^*(892)$, $K^*(1410)$, $K_0^*(1430)$, $K_2^*(1430)$, $K^*(1680)$, $K_3^*(1780)$], а также один (а впоследствии два) экзотических $\chi_{c1}\pi^+$ резонанса. Амплитуда распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ через двухчастичный резонанс R (R обозначает $K^-\pi^+$ или $\chi_{c1}\pi^+$ резонанс) и χ_{c1} мезон со спиральностью λ выражалась как:

$$A_\lambda^R(s_x, s_y) = F_B^{(L_B)} \cdot \frac{1}{M_R^2 - s_R - iM_R\Gamma(s_R)} \cdot F_R^{(L_R)} \cdot T_\lambda \cdot \left(\frac{p_B}{m_B}\right)^{L_B} \cdot \left(\frac{p_R}{\sqrt{s_R}}\right)^{L_R}. \quad (7.5)$$

Здесь $F_B^{(L_B)}$ и $F_R^{(L_R)}$ – формфакторы распада \bar{B}^0 мезона и R резонанса (верхний индекс означает орбитальный момент распада); M_R – масса резонанса, s_R – квадрат четырехимпульса и $\Gamma(s_R)$ – зависящая от энергии ширина резонанса R ; T_λ – зависящая от углов часть амплитуды; $\left(\frac{p_B}{m_B}\right)^{L_B} \cdot \left(\frac{p_R}{\sqrt{s_R}}\right)^{L_R}$ – множители, связанные с импульсной зависимостью волновой функции, p_B (p_R) – импульс дочерней частицы \bar{B}^0 мезона (R резонанса) в системе покоя B (R); и m_B – масса \bar{B}^0 мезона.

Использовались формфакторы Блата-Вайскопфа [191]:

$$\begin{aligned} F^{(0)} &= 1, \\ F^{(1)} &= \frac{\sqrt{1+z_0}}{\sqrt{1+z}}, \\ F^{(2)} &= \frac{\sqrt{z_0^2 + 3z_0 + 9}}{\sqrt{z^2 + 3z + 9}}, \\ F^{(3)} &= \frac{\sqrt{z_0^3 + 6z_0^2 + 45z_0 + 225}}{\sqrt{z^3 + 6z^2 + 45z + 225}}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Здесь $z = r^2 p_R^2$, r – характерный адронный радиус, выбранный как $r = 1.6 (\text{GeV}/c)^{-1}$, и $z_0 = r^2 p_{R0}^2$, p_{R0} – импульс дочерней частицы R резонанса, вычисленный для полюсной массы R резонанса. Для K^* резонансов с ненулевым спином орбитальный момент в распаде B мезона L_B может принимать несколько значений (S , P и D -волны для $J = 1$; P , D и F -волны для $J = 2$; и D , F и G -волны для $J = 3$). Мы берем самую низкую волну как значение по умолчанию и рассматриваем другие возможности как

источник систематической ошибки. Для зависящей от энергии ширины использовалось выражение

$$\Gamma(s_R) = \Gamma_0 \cdot (p_R/p_{R0})^{2L_R+1} \cdot (m_R/\sqrt{s_R}) \cdot F_R^2. \quad (7.7)$$

Функция T_λ с угловой зависимостью была получена с использованием формализма спиральности (helicity formalism). Для распада $\bar{B}^0 \rightarrow K^*(\rightarrow K^-\pi^+)\chi_{c1}$:

$$T_\lambda = d_{\lambda 0}^J(\theta_{K^*}), \quad (7.8)$$

где J – спин K^* резонанса; θ_{K^*} – угол спиральности в распаде K^* . Для распада $\bar{B}^0 \rightarrow K^-Z^+(\rightarrow \chi_{c1}\pi^+)$:

$$T_\lambda = d_{0\lambda}^J(\theta_{Z^+}), \quad (7.9)$$

где J – спин резонанса Z^+ и θ_{Z^+} – угол спиральности распада Z^+ .

В распадах $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}K^*(\rightarrow K^-\pi^+)$ и $\bar{B}^0 \rightarrow Z^+(\rightarrow \chi_{c1}\pi^+)K^-$ материнские частицы χ_{c1} мезона разные, поэтому соответствующие спиральности определены относительно разных осей: для $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}K^*(\rightarrow K^-\pi^+)$ ось параллельна импульсу $K^-\pi^+$ в системе покоя χ_{c1} ; для $\bar{B}^0 \rightarrow Z^+(\rightarrow \chi_{c1}\pi^+)K^-$ ось параллельна импульсу π^+ в системе покоя χ_{c1} . Угол θ между этими осями зависит от положения события на диаграмме Далица, как показано на Рис. 7.5. В результате состояние $|\lambda\rangle_{Z^+}$, в котором χ_{c1} мезон со

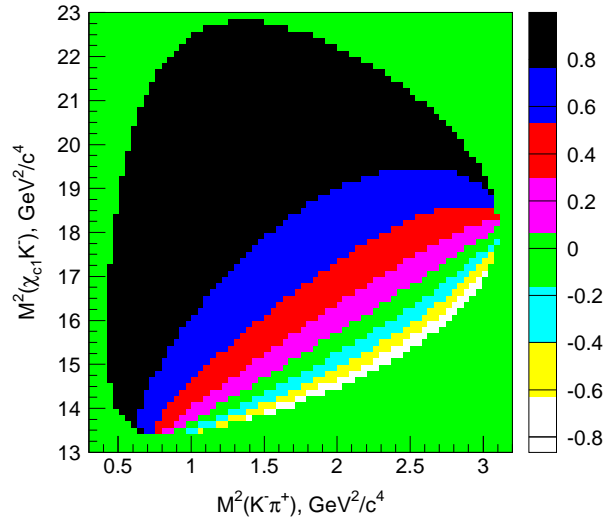


Рис. 7.5: Значение $\cos \theta$, где θ – угол между осями спиральностей χ_{c1} для промежуточных резонансов в каналах $K\pi$ и $\chi_{c1}\pi$, в зависимости от положения события на диаграмме Далица.

спиральностью λ рожден в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow Z^+(\rightarrow \chi_{c1}\pi^+)K^-$, не совпадает с состоянием $|\lambda\rangle_{K^*}$, в котором χ_{c1} мезон имеет ту же спиральность λ , но рожден в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}K^*(\rightarrow K^-\pi^+)$. Эти два состояния связаны через d -функции Вигнера:

$$|\lambda\rangle_{K^*} = \sum_{\lambda'=-1,0,1} d_{\lambda'\lambda}^1(\theta) |\lambda'\rangle_{Z^+}. \quad (7.10)$$

Аналогичное соотношение справедливо и для амплитуд.

Результирующее выражение для плотности событий сигнала:

$$S(s_x, s_y) = \sum_{\lambda=-1,0,1} \left| \sum_{K^*} a_{\lambda}^{K^*} e^{i\phi_{\lambda}^{K^*}} A_{\lambda}^{K^*}(s_x, s_y) + \sum_{\lambda'=-1,0,1} d_{\lambda'\lambda}^1(\theta) a_{\lambda'}^{Z^+} e^{i\phi_{\lambda'}^{Z^+}} A_{\lambda'}^{Z^+}(s_x, s_y) \right|^2, \quad (7.11)$$

где a_{λ}^R и ϕ_{λ}^R – нормировки и фазы амплитуды промежуточного резонанса R , λ – спиральность χ_{c1} мезона.

Фаза $\phi_0^{K^*(892)}$ была зафиксирована в нуле. Детекторное разрешение ($\sigma \sim 2 \text{ MeV}/c^2$) пренебрежимо мало по сравнению с шириной любого из рассмотренных резонансов. Массы и ширины K^* резонансов зафиксированы в их табличных значениях, кроме κ , для которого масса и ширина была отпущена в пределах экспериментальной погрешности [209]. Масса и ширина резонанса Z^+ отпущена без всяких ограничений.

7.4 Результаты фитирования

Для представления результатов фитирования мы разделили диаграмму Далица на четыре вертикальные и три горизонтальные части, как показано на Рис. 7.6. Проекция для семи частей показаны на Рис. 7.7. Структура в канале $\chi_{c1}\pi^+$ лучше всего видна на второй вертикальной части. Найденные масса и ширина состояния Z^+ составили $M = (4150_{-16}^{+31}) \text{ MeV}/c^2$ и $\Gamma = (352_{-43}^{+99}) \text{ MeV}$; доля в фите, определенная как интеграл вклада Z^+ по всей диаграмме Далица, деленный на интеграл сигнальной функции:

$$f = \frac{\int |A_z|^2 ds_x ds_y}{\int S ds_x ds_y}, \quad (7.12)$$

равна $f = (33.1_{-5.8}^{+8.7})\%$. Здесь все ошибки статистические.

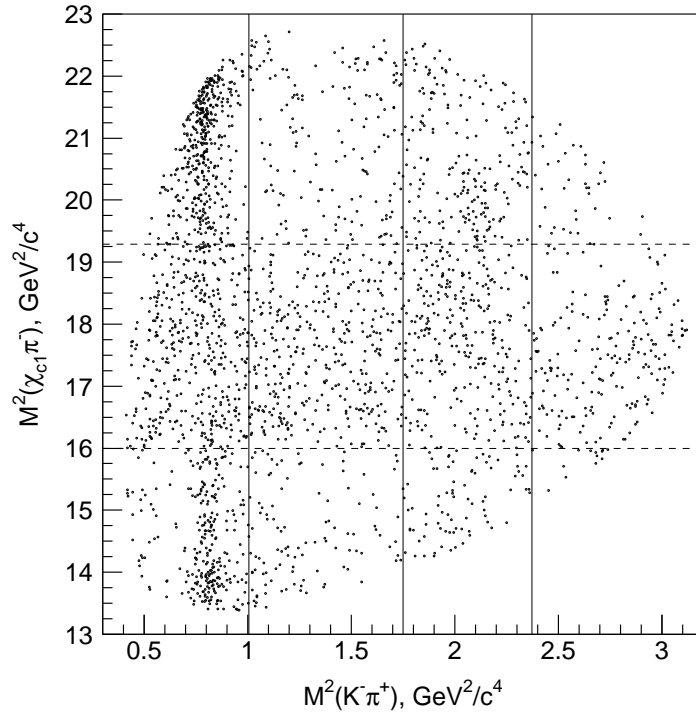


Рис. 7.6: Диаграмма Далица для распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$. Сплошные (прерывистые) линии показывают границы четырех вертикальных (трех горизонтальных) частей, которые используются для представления результатов фитирования на последующих рисунках. Координаты вертикальных (горизонтальных) линий составляют $M^2(K^- \pi^+) = 1.00 \text{ GeV}^2/c^4$, $1.75 \text{ GeV}^2/c^4$ и $2.37 \text{ GeV}^2/c^4$ ($M^2(\chi_{c1} \pi^+) = 16.0 \text{ GeV}^2/c^4$ и $19.3 \text{ GeV}^2/c^4$).

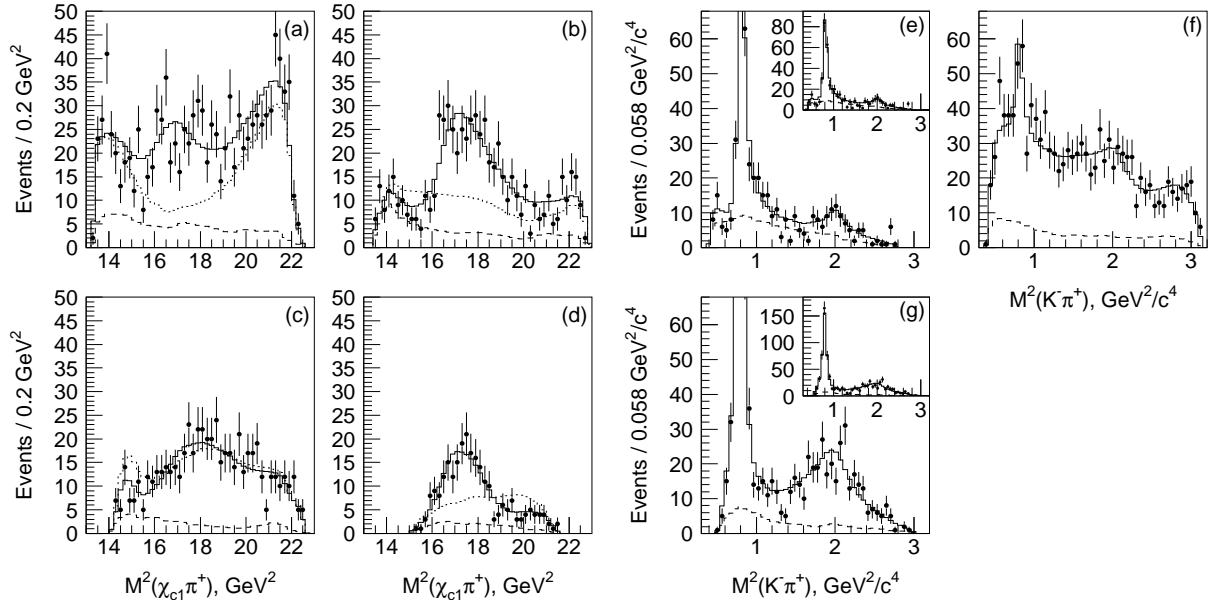


Рис. 7.7: Результат фитирования диаграммы Далица моделью по умолчанию, включающей одно состояние Z^+ . Показаны проекции для частей, определенных на Рис. 7.6: (a)-(d) соответствует вертикальным частям слева направо, (e)-(g) соответствует горизонтальным частям снизу вверх; на (e) и (g) показаны отдельно распределения, включающие полный вертикальный масштаб. Точки с ошибками соответствуют данным, сплошная гистограмма – результатам фитирования, прерывистая гистограмма показывает вклад фона, штрих-пунктирная гистограмма на (a)-(d) показывает сумму всех компонент фита, кроме Z^+ . Модель включает все известные K^* резонансы и один Z^+ .

Доля в фите определяется не непосредственно из фитирования, поэтому ее статистическую неопределенность трудно найти исходя из статистических ошибок в параметрах фита. Для определения статистических ошибок в долях в фите использовались псевдоэксперименты, нагенеренные с использованием техники Монте-Карло. События в каждом псевдоэксперименте разыгрывались согласно распределению, полученному из фитирования данных; количество событий было таким же, как в данных. Мы нагенерировали 1000 псевдоэкспериментов, отфитировали их и нашли доли в фите. Затем мы профитировали распределение полученных долей асимметричной гауссианой и рассматривали параметры σ этой гауссианы как статистические неопределенности в долях.

Значимость Z^+ , вычисленная из разницы логарифмов правдоподобий для фитов с вкладом Z^+ и без него, учитывая изменение в количестве степеней свободы, составила 10.7σ . К моменту публикации этот метод оценки значимости являлся общепринятым. На сегодняшний день известно, что он не учитывает эффект многократного поиска (“look elsewhere” эффект). Известно однако, что для столь больших значимостей эффект мал и находится на уровне 0.1σ [211, 212]. Результаты фита с исключенным из модели вкладом Z^+ показаны на Рис. 7.8. Доли в фите и значимости для каждого

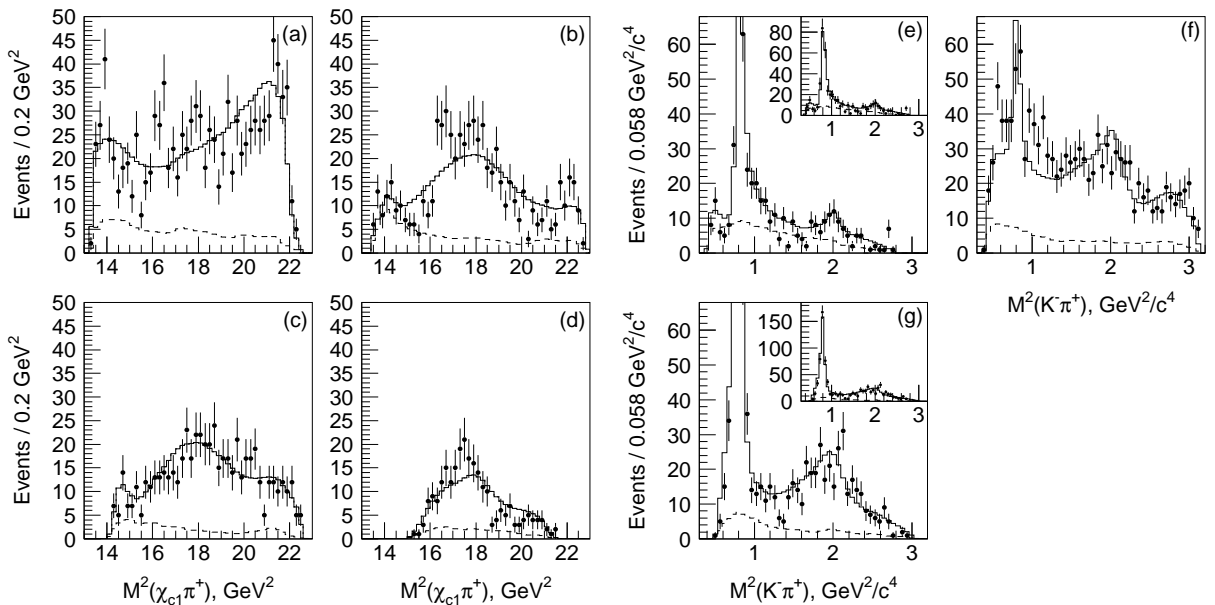


Рис. 7.8: Результат фитирования диаграммы Далица функцией без вклада состояний Z^+ . Легенда такая же, как для Рис. 7.7.

резонанса, включенного в модель по умолчанию, показаны в Таблице 7.1.

Таблица 7.1: Доли в фите и значимости для всех резонансов в модели с набором $K^-\pi^+$ по умолчанию и с одним или с двумя Z^+ резонансами.

| Вклад | Один Z^+ | | Два Z^+ | |
|---------------|--------------------------|--------------|--------------------------|-------------|
| | Доля в фите | Значимость | Доля в фите | Значимость |
| $Z_{(1)}^+$ | $(33.1^{+8.7}_{-5.8})\%$ | 10.7σ | $(8.0^{+3.8}_{-2.2})\%$ | 5.7σ |
| Z_2^+ | – | – | $(10.4^{+6.1}_{-2.3})\%$ | 5.7σ |
| κ | $(1.9 \pm 1.8)\%$ | 2.1σ | $(3.6 \pm 2.6)\%$ | 3.5σ |
| $K^*(892)$ | $(28.5 \pm 2.1)\%$ | 10.6σ | $(30.1 \pm 2.3)\%$ | 9.8σ |
| $K^*(1410)$ | $(3.6 \pm 4.4)\%$ | 1.3σ | $(4.4 \pm 4.3)\%$ | 2.0σ |
| $K_0^*(1430)$ | $(22.4 \pm 5.8)\%$ | 3.4σ | $(18.6 \pm 5.0)\%$ | 4.5σ |
| $K_2^*(1430)$ | $(8.4 \pm 2.7)\%$ | 5.2σ | $(6.1 \pm 2.9)\%$ | 5.4σ |
| $K^*(1680)$ | $(5.2 \pm 3.7)\%$ | 2.2σ | $(4.4 \pm 3.1)\%$ | 2.4σ |
| $K_3^*(1780)$ | $(7.4 \pm 3.0)\%$ | 3.6σ | $(7.2 \pm 2.9)\%$ | 3.8σ |

Для изучения модельной неопределенности мы рассматривали ряд других гипотез, перечисленных в Таблице 7.2. Первая строчка в Таблице 7.2 соответствует модели с набором $K^-\pi^+$ резонансов по умолчанию. Строчки с 2 по 6 показывают результаты с моделями, в которых один из $K\pi$ резонансов: κ , $K^*(1410)$, $K_0^*(1430)$, $K^*(1680)$ или $K_3^*(1780)$ исключен. Строчка 7 соответствует модели по умолчанию с добавленной нерезонансной $\chi_{c1}K^-$ амплитудой, параметризованной как $ae^{ib}e^{-cM(\chi_{c1}K^-)}$, где a , b и c – свободные параметры. Такая амплитуда связана с распадом через виртуальный B^* мезон. В строчках 8–10 добавлена нерезонансная амплитуда, но исключены $K^*(1410)$, $K^*(1680)$ или $K_3^*(1780)$ соответственно. Строчка 11 – добавлен нерезонансный вклад и сняты ограничения на массу и ширину κ . Мы также рассматривали модели, которые включают нерезонансный вклад и дополнительный K^* резонанс со спином $J = 1$ (строчка 12) или $J = 2$ (строчка 13), у которых свободно варьировались масса и ширина. Наконец, мы заменили вклады κ и $K_0^*(1430)$ на параметризацию S -волнового $K\pi$ вклада, предложенную в эксперименте LASS [213] (строчка 14). Использовалась

Таблица 7.2: Сравнение гипотез о наличии Z^+ для различных моделей. Числа соответствуют количеству стандартных отклонений.

| Модель | Значимость одного Z^+ | Один Z^+ отн. двух Z^+ | Значимость двух Z^+ |
|--|----------------------------|-------------------------------|--------------------------|
| 1 по-умолчанию (см. текст) | 10.7 | 5.7 | 13.2 |
| 2 без κ | 15.6 | 5.0 | 16.6 |
| 3 без $K^*(1410)$ | 13.4 | 5.4 | 14.8 |
| 4 без $K_0^*(1430)$ | 10.4 | 5.2 | 14.4 |
| 5 без $K^*(1680)$ | 13.3 | 5.6 | 14.8 |
| 6 без $K_3^*(1780)$ | 12.9 | 5.6 | 14.4 |
| 7 $+(\chi_{c1}K^-)_{\text{non. res.}}$ | 9.0 | 5.3 | 10.3 |
| 8 $+(\chi_{c1}K^-)_{\text{non. res.}}$, без $K^*(1410)$ | 11.3 | 5.1 | 13.5 |
| 9 $+(\chi_{c1}K^-)_{\text{non. res.}}$, без $K^*(1680)$ | 11.4 | 5.3 | 13.7 |
| 10 $+(\chi_{c1}K^-)_{\text{non. res.}}$, без $K_3^*(1780)$ | 10.8 | 5.4 | 13.2 |
| 11 $+(\chi_{c1}K^-)_{\text{non. res.}}$, без ограничений для κ | 9.5 | 5.3 | 10.7 |
| 12 $+(\chi_{c1}K^-)_{\text{non. res.}}$, новый K^* ($J = 1$) | 7.7 | 5.4 | 9.2 |
| 13 $+(\chi_{c1}K^-)_{\text{non. res.}}$, новый K^* ($J = 2$) | 6.2 | 5.6 | 8.1 |
| 14 параметризация LASS | 12.4 | 5.3 | 13.8 |

следующая форма этой параметризации [214]:

$$A_0 = F_B^{(1)} \cdot \frac{p_B}{m_B} \cdot \left(\frac{\sqrt{s}}{p(\cot \delta - i)} + e^{2i\delta} \frac{m_0^2 \Gamma_0 / p_0}{m_0^2 - s - i m_0 \Gamma_0 \frac{p}{p_0} \frac{m_0}{\sqrt{s}}} \right). \quad (7.13)$$

Здесь s – квадрат четырехимпульса пары $K^-\pi^+$, p – импульс K^- в системе покоя пары $K^-\pi^+$, m_0 – масса и Γ_0 – ширина $K_0^*(1430)$, p_0 – импульс K^- , вычисленный для полюсной массы $K_0^*(1430)$, δ – фаза, найденная из уравнения $\cot \delta = \frac{1}{ap} + \frac{bp}{2}$, где a и b – параметры модели. Мы использовали оптимальные значения параметров a и b , полученные в эксперименте LASS [214].

Для каждой модели оценивалась значимость Z^+ . Минимальная значимость, равная 6.2σ , соответствует модели 13. Это значение рассматривается как значимость Z^+

с учетом систематики. Результат фитирования для модели 13 без вклада Z^+ показан на Рис. 7.9. В моделях с дополнительными $J = 1$ или $J = 2$ резонансами найденные па-

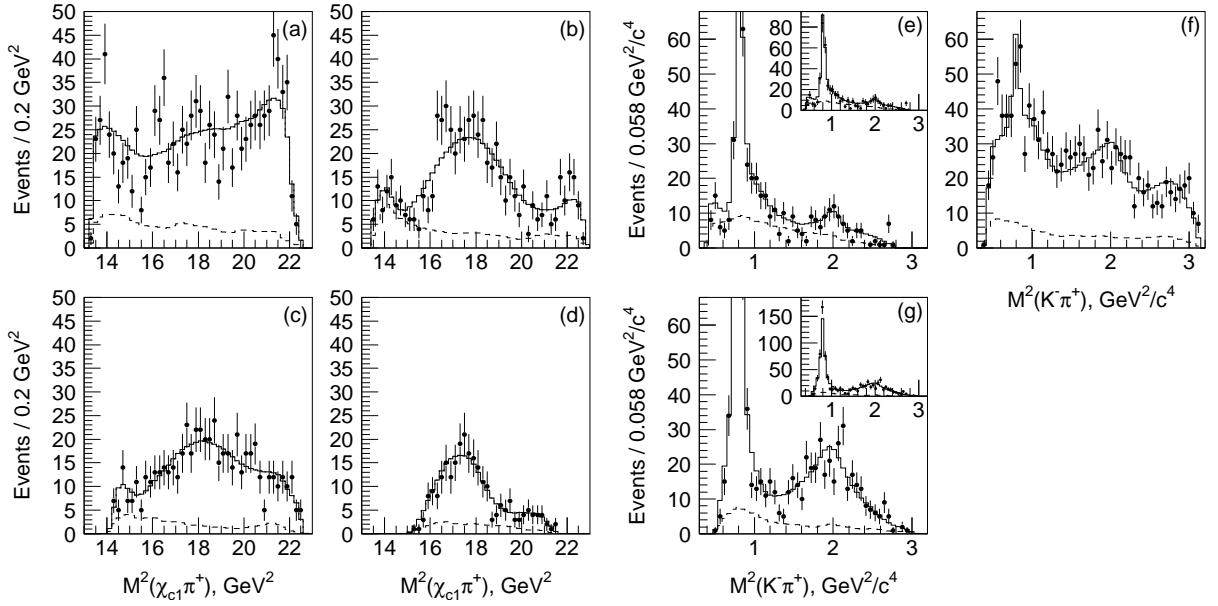


Рис. 7.9: Результат фитирования диаграммы Далица альтернативной моделью без вклада Z^+ . Описание совпадает с Рис. 7.8. Использовалась модель со всеми известными K^* резонансами, нерезонансным вкладом, новым резонансом K_2^* , но без вклада Z^+ .

раметры ($M = 2.14 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 3.0 \text{ GeV}$ для $J = 1$ и $M = 1.05 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 0.26 \text{ GeV}$ для $J = 2$) не соответствуют известным K^* резонансам [209].

В описанных фитах предполагалось, что спин Z^+ равен единице. Найдено, что предположение $J = 1$ не дает заметного улучшения описания данных: в модели по умолчанию значение $-2 \ln L$ изменяется с 17640.7 до 17638.3 для четырех дополнительных степеней свободы. Мы заключаем, что наш подход не чувствителен к спину и четности состояния Z^+ . Отметим, что такой чувствительностью обычно обладает полный амплитудный анализ без интегрирования по угловым переменным (например, [211] или [156]), который для изучаемого конечного состояния еще не проводился.

Оказывается, что в моделях с нулевым спином Z^+ невозможно различить состояния со спиральностями χ_{c1} , равными $+1$ и -1 . Фиты, содержащие обе спиральности дают практически те же значения правдоподобия, что и фиты, включающие только одну из них.

Для оценки уровня достоверности фита мы объединяли бины до тех пор, пока ожидаемое количество событий в бине не достигало шестнадцати. Оказалось, что требуется 95 бинов. Был найден χ^2 , определенный как $\chi^2 = \sum_i (n_i - f_i)^2 / f_i$, где n_i – количество событий и f_i – их ожидание для i -го бина. Для нахождения уровня достоверности использовались псевдоэксперименты. Для модели по умолчанию с одним Z^+ (Рис. 7.7) найденное значение уровня достоверности составило 0.5%. Такой низкий уровень достоверности показывает, что форма резонансной структуры плохо описывается одиночной функцией Брейта-Вигнера. (Уровни достоверности фитов без Z^+ резонанса, показанные на Рис. 7.8 и 7.9, составляют 3×10^{-10} и 9×10^{-4} соответственно.)

7.5 Два состояния Z^+ ?

На проекциях диаграммы Далица для первой и второй частей (см. две верхние панели на Рис. 7.7) резонансная структура в $M(\chi_{c1}\pi^+)$ имеет двухпиковую форму. Это мотивировало нас добавить в модель второй Z^+ резонанс. Результаты фитирования для модели по умолчанию с двумя Z^+ резонансами показаны на Рис. 7.10.

Уровень достоверности фита, вычисленный тем же методом, что и для модели с одним Z^+ , дает значение 42%. Сравнение логарифмов правдоподобия для гипотез с одним и с двумя Z^+ резонансами показывает, что последняя предпочтительнее на уровне 5.7σ . Найденные из фита значения масс и ширин двух Z^+ резонансов составили:

$$M_1 = (4051 \pm 14_{-41}^{+20}) \text{ MeV}/c^2, \quad (7.14)$$

$$\Gamma_1 = (82_{-17-22}^{+21+47}) \text{ MeV}, \quad (7.15)$$

$$M_2 = (4248_{-29-35}^{+44+180}) \text{ MeV}/c^2, \quad (7.16)$$

$$\Gamma_2 = (177_{-39-61}^{+54+316}) \text{ MeV}, \quad (7.17)$$

с долями в фите $f_1 = (8.0_{-2.2-4.2}^{+3.8+9.5})\%$ и $f_2 = (10.4_{-2.3-0.7}^{+6.1+51.5})\%$. Соответствующие произведения вероятностей распадов, вычисленные по формуле $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-) \times f_{1,2}$,

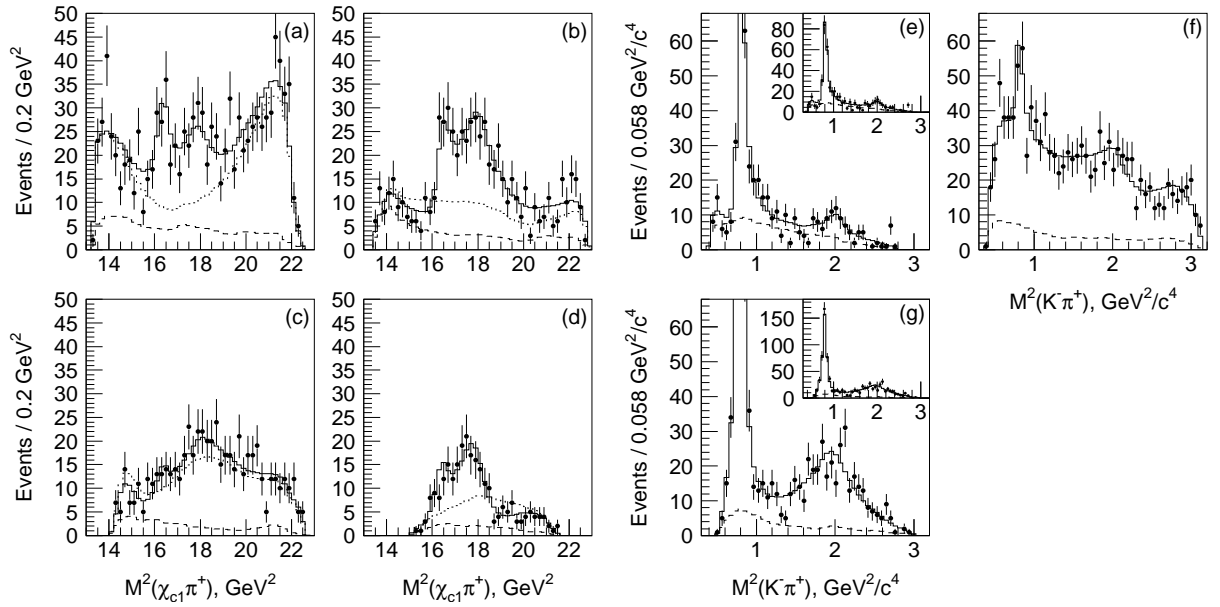


Рис. 7.10: Фитирование диаграммы Далица моделью с двумя Z^+ резонансами. Легенда такая же, как для Рис. 7.7. Использовалась модель со всеми известными K^* резонансами и двумя Z^+ резонансами (Z_1^+ , Z_2^+).

равны

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z_1^+) \times \mathcal{B}(Z_1^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+) = (3.0^{+1.5+3.7}_{-0.8-1.6}) \times 10^{-5}, \quad (7.18)$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z_2^+) \times \mathcal{B}(Z_2^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+) = (4.0^{+2.3+19.7}_{-0.9-0.5}) \times 10^{-5}. \quad (7.19)$$

Эти произведения близки к соответствующему значению для $Z(4430)^+$ в его лидирующей моде распада $\psi(2S)\pi$ [208, 209]. Доли в фите и значимости для каждого включенного в модель резонанса показаны в Таблице 7.1. Найдено, что разница фаз между двумя Z^+ резонансами близка к $\pi/2$: $\phi_{Z_2^+} - \phi_{Z_1^+} = 1.7^{+0.2}_{-0.3}$.

Для оценки систематической погрешности мы использовали модели, перечисленные в Таблице 8.2, с двумя резонансами Z^+ вместо одного, и рассматривали максимальное изменение Z_1^+ и Z_2^+ масс, ширин и долей в фите для различных моделей в качестве систематической ошибки. Эти ошибки даны в первой строчке Таблицы 7.3.

Возможность нескольких минимумов в логарифме правдоподобия может быть проблемой при использовании сложных фитов с многими вкладками. Для решения этой проблемы мы повторяли фит несколько раз, разыгрывая случайным образом начальные значения параметров. При этом выбирался самый глубокий минимум. (Этот под-

Таблица 7.3: Систематические ошибки в массе, ширине и доли в фите, связанные с моделью фита, неопределенностью в форм-факторах, варьированием критериев отбора и спиновых гипотез.

| | $M_1, \text{MeV}/c^2$ | Γ_1, MeV | $f_1, \%$ | $M_2, \text{MeV}/c^2$ | Γ_2, MeV | $f_2, \%$ |
|-------------|-----------------------|------------------------|--------------|-----------------------|------------------------|----------------|
| Модель | +18 -18 | +15 - 9 | +4.6 -3.0 | +27 -32 | +97 -34 | +18.5 - 0.7 |
| Форм-фактор | +3 -0 | +8 -0 | +0.4 - 0 | + 0 -10 | + 5 -11 | +2.5 - 0 |
| Отбор | + 0 -21 | +14 - 0 | +2.4 -1.4 | +87 - 0 | +87 - 0 | +6.1 - 0 |
| Спин | + 7 -30 | +42 -20 | +8.0 -2.6 | +156 - 10 | +288 - 50 | +47.6 - 0 |

ход использовался также в случае одного Z^+ .) Если находился вторичный минимум в пределах $|\delta(2 \ln L)| < 2$ от основного решения, он также включался в систематическую погрешность.

Мы также изучали систематику из-за неопределенности в форм-факторах распадов. Дополнительно к значению параметра r по умолчанию $r = 1.6 \text{ GeV}^{-1}$ в параметризации Блата-Вайскопфа использовались также значения $r = 1.0 \text{ GeV}^{-1}$ и $r = 2.0 \text{ GeV}^{-1}$. При этом изменение параметров Z^+ оказалось пренебрежимо малым. Мы также изменяли предположение об орбитальном моменте в распаде \bar{B}^0 , как описано выше. Полученная систематическая ошибка представлена во второй строке в Таблице 7.3.

В моделировании использовалось равномерное распределение по угловым переменным распадов $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ и $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$. Для проверки чувствительности результатов к этому предположению мы взвешивали события согласно ожиданиям для распада χ_{c1} с нулевой спиральностью: $1 + 2 \cos^2 \theta_{\chi_{c1}} \cos^2 \theta_{J/\psi} - \cos^2 \theta_{J/\psi}$ [215]. Изменение параметров Z^+ оказалось пренебрежимо малым.

Мы оценили систематическую погрешность, связанную с отбором событий, повторяя анализ с ослабленными критериями на $M(J/\psi\gamma)$, M_{bc} и качество треков, дающими удвоенный уровень фона, и с более жесткими требованиями, дающими в два раза меньший уровень фона. Соответствующая систематическая ошибка дана в третьей строчке Таблицы 7.3.

В описанных выше фитах предполагалось, что спин обоих Z^+ резонансов равен нулю. Мы нашли, что предположение $J = 1$ для каждого из резонансов, или для обоих вместе не дает значительного улучшения качества фита, как показано в Таблице 7.4, где даны результаты для четырех возможных комбинаций $J = 0$ и $J = 1$. Соответствующее изменение параметров Z_1^+ и Z_2^+ рассматривалось как систематическая ошибка, показанная в четвертой строчке Таблицы 7.3.

Таблица 7.4: Значения $-2 \ln L$ и изменение количества степеней свободы для фитов с различными предположениями о спине Z_1^+ и Z_2^+ .

| J_1 | J_2 | $-2 \ln L$ | $\Delta d.o.f.$ |
|-------|-------|------------|-----------------|
| 0 | 0 | 17599.2 | 0 |
| 0 | 1 | 17594.3 | 4 |
| 1 | 0 | 17597.5 | 4 |
| 1 | 1 | 17590.1 | 8 |

Для получения полной систематической ошибки разные вклады, представленные в Таблице 7.3, были сложены квадратично.

В наихудшем случае, т.е. в модели 2, в которой исключен вклад κ , гипотеза двух резонансов предпочтительнее гипотезы одного резонанса на уровне 5.0σ . Гипотеза двух Z^+ резонансов предпочтительнее гипотезы без Z^+ резонансов по крайней мере на уровне 8.1σ для всех моделей.

Проверка оценок значимостей была выполнена с использованием псевдоэкспериментов. Были сгенерированы три типа событий согласно результатам фитирования данных без Z^+ , с одним Z^+ и с двумя Z^+ (100 псевдоэкспериментов каждого типа). Образцы были отфитированы с использованием тех же трех моделей. Результаты (среднее и среднеквадратичное отклонение) для (i) значимости одиночного Z^+ резонанса, (ii) уровня, на котором гипотеза двух резонансов предпочтительнее гипотезы одного резонанса и (iii) значимости гипотезы с двумя резонансами показаны в Таблице 7.5. Найдено, что картина значимостей в данных воспроизводится псевдоэкспериментами, нагенеренными согласно модели с двумя Z^+ резонансами.

Таблица 7.5: Сравнение гипотез о наличии Z^+ резонансов для псевдоэкспериментов и для данных.

| Сравниваемые гипотезы | Псевдоэксперименты | | | Данные |
|------------------------|------------------------|------------------------|-------------------------|---------------|
| | без Z^+ | один Z^+ | два Z^+ | |
| один Z^+ и без Z^+ | $(1.0 \pm 0.8) \sigma$ | $(9.1 \pm 1.0) \sigma$ | $(9.4 \pm 0.9) \sigma$ | 10.7σ |
| два Z^+ и один Z^+ | $(2.0 \pm 1.2) \sigma$ | $(1.3 \pm 0.8) \sigma$ | $(5.4 \pm 1.0) \sigma$ | 5.7σ |
| два Z^+ и без Z^+ | $(1.8 \pm 0.9) \sigma$ | $(8.8 \pm 1.0) \sigma$ | $(10.9 \pm 1.4) \sigma$ | 13.2σ |

7.6 Вероятности распадов $\bar{B}^0 \rightarrow K^*(892)^0 \chi_{c1}$

Из доли в фите $K^*(892)$ для гипотезы с двумя Z^+ , показанной в Таблице 7.1, мы получили вероятность распада $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} K^*(892)^0) = (1.73_{-0.12-0.22}^{+0.15+0.34}) \times 10^{-4}$. Систематическая ошибка получена так же, как описано выше для параметров $Z_{1,2}^+$. Результат заметно ниже среднего предыдущих измерений $(3.2 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ [209]. Однако наше измерение является первым, в котором учитывается интерференция с другими каналами, дающими то же конечное состояние. Доля продольной поляризации получилась равной $f_L = (94.7_{-4.8-9.9}^{+3.8+4.6})\%$, что подтверждает предсказания, что в распаде $B \rightarrow \chi_{c1} K^*(892)$ доминирует продольная поляризация [216, 217]. Значимость остальных K^* резонансов оказалась ниже уровня 5σ при учете модельной систематической погрешности.

7.7 Угловые распределения в распадах χ_{c1} и J/ψ

Угловые распределения распадов $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ и $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ не использовались в Далиц-анализе, однако результаты Далиц-анализа позволяют предсказать эти распределения. Для χ_{c1} со спиральностью ноль угловые распределения в распадах $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ и $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ составляют: $P_0 = \frac{9}{32}(1 + 2 \cos^2 \theta_{\chi_{c1}} \cos^2 \theta_{J/\psi} - \cos^2 \theta_{J/\psi})$, для спиральности ± 1 : $P_1 = \frac{9}{32}(1 - \cos^2 \theta_{\chi_{c1}} \cos^2 \theta_{J/\psi})$. Здесь предполагается, что состояния с разной спиральностью J/ψ не интерферируют. Мы интегрировали вклады компонент с χ_{c1} спиральностями ноль и ± 1 в фитирующей функции диаграммы Далица и нахо-

дили их относительные веса w_0 и $w_{\pm 1}$. Ожидаемое угловое распределение составляет $P = w_0 P_0 + w_{\pm 1} P_{\pm 1}$.

Распределения по $\cos \theta_{\chi_{c1}}$ и $\cos \theta_{J/\psi}$ для всей диаграммы Далица показаны на Рис. 7.11; для первой слева части, содержащей сигнал $K^*(892)$, – на Рис. 7.12; для средней горизонтальной части, где доминирует вклад Z^+ резонансов, – на Рис. 7.13.

Согласие данных и предсказаний хорошее. Очевидно, что различные модели дают

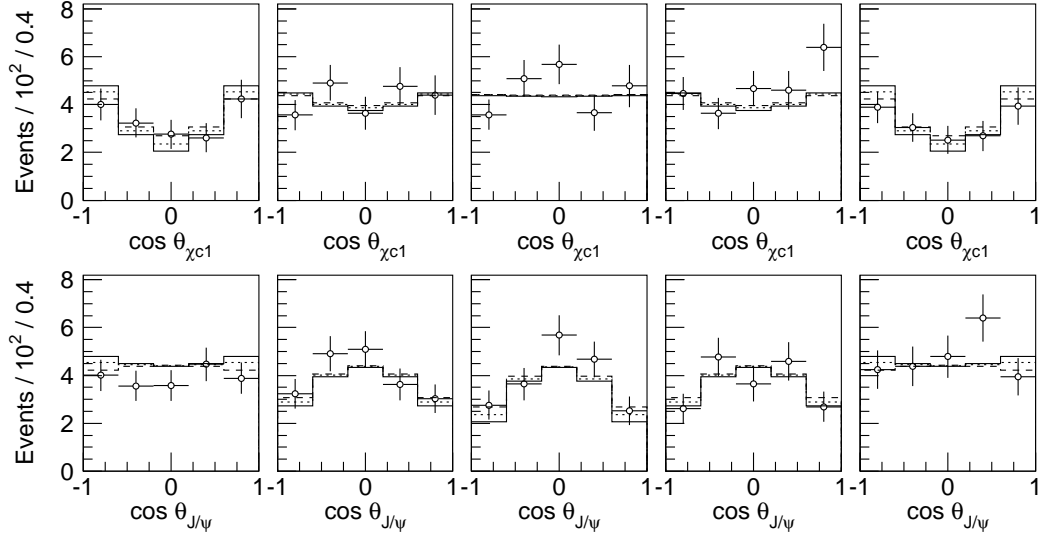


Рис. 7.11: Распределение по $\cos \theta_{\chi_{c1}}$ ($\cos \theta_{J/\psi}$) в бинах по $\cos \theta_{J/\psi}$ ($\cos \theta_{\chi_{c1}}$) для всей диаграммы Далица. Точки с ошибками – данные, сплошные (прерывистые) гистограммы – предсказания для модели с двумя $J = 0$ ($J = 1$) Z^+ резонансами, пунктирные гистограммы – предсказания модели без Z^+ . Бины по $\cos \theta_{J/\psi}$ ($\cos \theta_{\chi_{c1}}$): $(-1, -0.6)$, $(-0.6, -0.2)$, $(-0.2, 0.2)$, $(0.2, 0.6)$ и $(0.6, 1)$.

похожие предсказания и эти угловые переменные не помогают различать их.

7.8 Обсуждение полученных результатов

Таким образом, в результате амплитудного анализа диаграммы Далица распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} \pi^+ K^-$ были обнаружены заряженные чармониеподобные состояния $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$, распадающиеся на $\chi_{c1} \pi^+$. Измеренные массы, ширины и произведения

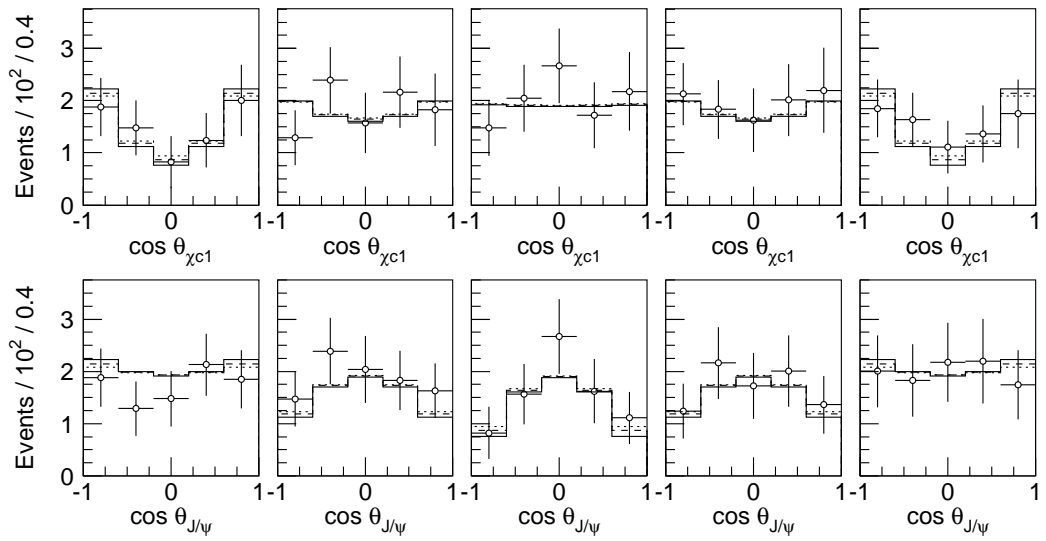


Рис. 7.12: Как на Рис. 7.11, но не для всей диаграммы Далица, а для самой левой вертикальной части.

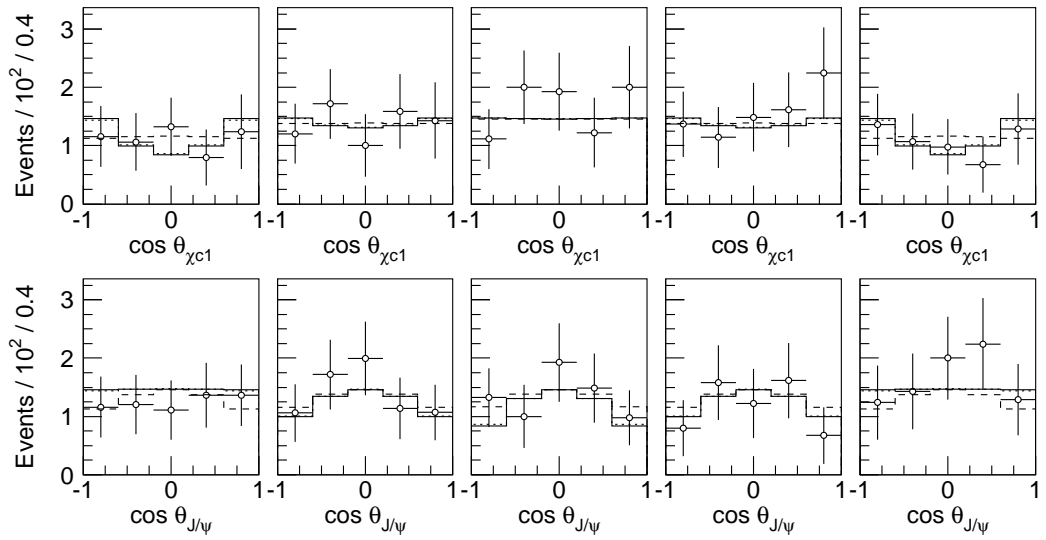


Рис. 7.13: Как на Рис. 7.11, но не для всей диаграммы Далица, а для средней горизонтальной части.

вероятностей составили:

$$\begin{aligned}
 M_1 &= (4051 \pm 14_{-41}^{+20}) \text{ MeV}/c^2, & M_2 &= (4248_{-29-35}^{+44+180}) \text{ MeV}/c^2, \\
 \Gamma_1 &= (82_{-17-22}^{+21+47}) \text{ MeV}, & \Gamma_2 &= (177_{-39-61}^{+54+316}) \text{ MeV},
 \end{aligned}
 \tag{7.20}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z_1^+) \times \mathcal{B}(Z_1^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+) &= (3.0_{-0.8-1.6}^{+1.5+3.7}) \times 10^{-5}, \\
 \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z_2^+) \times \mathcal{B}(Z_2^+ \rightarrow \chi_{c1} \pi^+) &= (4.0_{-0.9-0.5}^{+2.3+19.7}) \times 10^{-5}.
 \end{aligned}
 \tag{7.21}$$

Произведения вероятностей близки к соответствующему значению для $Z(4430)^+$ в его лидирующей моде распада на $\psi(2S)\pi$ [208, 209]. Распределение по инвариантной массе $M(\chi_{c1}\pi^+)$ для части диаграммы Далица $1.0 < M^2(K^-\pi^+) < 1.75 \text{ GeV}^2/c^4$, где вклад новых состояний виден лучше всего, показан на Рис. 7.14.

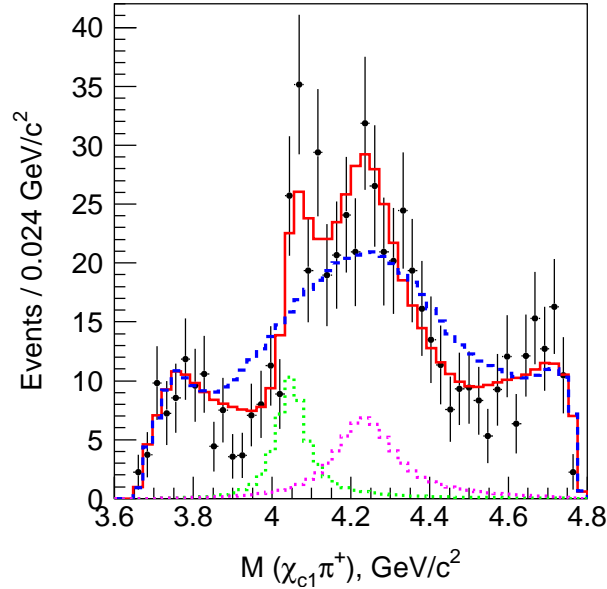


Рис. 7.14: Распределение по $M(\chi_{c1}\pi^+)$ для части диаграммы Далица $1.0 < M^2(K^-\pi^+) < 1.75 \text{ GeV}^2/c^4$. Точки с ошибками – данные, сплошная (прерывистая) гистограмма – результаты фитирования диаграммы Далица с двумя $\chi_{c1}\pi^+$ резонансами (без $\chi_{c1}\pi^+$ резонансов), пунктирная гистограмма показывает вклад $\chi_{c1}\pi^+$ резонансов.

Были измерены также вероятности распадов:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+ K^-) = (3.83 \pm 0.10 \pm 0.39) \times 10^{-4},
 \tag{7.22}$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^*(892)^0 \chi_{c1}) = (1.73_{-0.12-0.22}^{+0.15+0.34}) \times 10^{-4}.
 \tag{7.23}$$

Измерение для $K^*(892)^0$ стало первым, в котором учитывалась интерференция. Доля $K^*(892)^0$ мезонов с продольной поляризацией (т.е. со спиральностью ноль) составила:

$$f_L = (94.7_{-4.8-9.9}^{+3.8+4.6})\%, \quad (7.24)$$

что согласуется с ожиданиями [216].

Минимальный кварковый состав состояний $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$ – четырехкварковая комбинация $|c\bar{c}u\bar{d}\rangle$. На момент публикации этой работы было известно только одно аналогичное состояние – резонанс $Z(4430)^+$ в канале $\psi(2S)\pi^+$ [208], причем его экспериментальный статус был противоречивым [218]. Обнаружение $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$ подтвердило принципиальную возможность существования экзотических состояний этого типа.

Резонансы, распадающиеся на $\chi_{cJ}\pi$, были предсказаны в модели адрочармония [219], являющегося связанным состоянием бесцветных кваркония и легкого возбужденного мезона. Доминирование распада на соответствующий кварконий и легкие мезоны является отличительной особенностью адрочармония. Альтернативные интерпретации включают связанные дикварк-антидикварк [220] и молекулярные состояния [221].

Эксперимент ВаВаг не подтвердил состояния $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$ [222]. Однако противоречия между Belle и ВаВаг нет, поскольку верхние пределы на соответствующие вероятности распадов у ВаВаг выше, чем центральные значения Belle. Похожая ситуация была с резонансом $Z(4430)^+$, который впоследствии был подтвержден на большой статистике в эксперименте ЛНСб, как описано в следующей главе. В эксперименте ВаВаг использовался упрощенный подход, основанный на моментах полиномов Лежандра, имеющий, по-видимому, меньшую чувствительность, чем Далиц-анализ. Дальнейшее изучение $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$ связано с полным многомерным амплитудным анализом, который может быть выполнен в экспериментах Belle и ЛНСб, или на большей статистике в будущем эксперименте Belle-II.

Глава 8

Далиц анализ распадов

$B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ и подтверждение $Z(4430)^+$

В 2007 году в эксперименте Belle был обнаружен относительно узкий пик в распределении по инвариантной массе $\psi(2S)\pi^+$ пар, рожденных в распаде $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$, расположенный вблизи $4430 \text{ MeV}/c^2$ [208]. В массовом спектре $K\pi^+$ пар из этого распада наблюдались сигналы $K^*(892)$ и $K^*(1430)$ резонансов. Мы применяли veto на эти резонансы (требовали, чтобы значение $M(K\pi^+)$ отстояло от $m_{K^*(892)}$ и $1400 \text{ MeV}/c^2$ более чем на $100 \text{ MeV}/c^2$) и фитировали одномерное распределение по $M(\psi(2S)\pi^+)$, описывая $\psi(2S)\pi^+$ пик релятивистской S -волновой функцией Брейта-Вигнера. Полученные значения массы и ширины составили: $M = (4433 \pm 4 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$ и $\Gamma = (45_{-13}^{+18+30}) \text{ MeV}$, статистическая значимость $- 6.5\sigma$.

В работе [208] было качественно показано, что интерференция парциальных S , P и D волн в канале $K\pi^+$ не может дать такой узкой структуры в распределении по $M(\psi(2S)\pi^+)$. При этом вклад F волны подавлен, поскольку самый легкий $J = 3$ резонанс находится на $180 \text{ MeV}/c^2$ выше границы кинематически разрешенной области.

Если интерпретировать пик в массе $\psi(2S)\pi^+$ как мезонное состояние, то оно должно иметь экзотическую структуру с минимальным кварковым составом $|c\bar{c}u\bar{d}\rangle$. Это состояние было названо $Z(4430)^+$.

Обнаружение $Z(4430)^+$ мотивировало поиск аналогичных состояний в других распадах B мезонов на чармоний, каон и пион. Так в эксперименте Belle при изучении распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ были обнаружены состояния $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$ в канале $\chi_{c1}\pi^+$ [207]. Поскольку $\chi_{c1}\pi^+$ состояния были довольно широкими, вместо одномерного фитирования использовался Далиц-анализ, как описано в предыдущей главе. В результате было показано, что обнаруженные пики связаны именно с динамикой в канале $\chi_{c1}\pi^+$, а не с интерференцией $K\pi$ резонансов.

Впоследствии в эксперименте BaBar также изучались распады $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$, однако значимого сигнала $Z(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$ найдено не было [218]. В различных предположениях значимость $Z(4430)^+$ составляла $1.9\sigma - 3.1\sigma$. Верхний предел BaBar на произведение вероятностей распадов $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^-Z(4430)^+) \times \mathcal{B}(Z(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) < 3.1 \times 10^{-5}$ (на 95% уровне достоверности) находился ниже центрального значения, измеренного в эксперименте Belle: $(4.1 \pm 1.0 \pm 1.4) \times 10^{-5}$.

В этой главе представлен повторный анализ данных Belle, в котором вместо фитирования одномерного распределения выполнен амплитудный анализ диаграммы Далица распада $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$. Использовались те же данные, что и в работе по изучению распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ [207]. Представленные результаты опубликованы в работе [223].

8.1 Отбор событий

Отбирались распады $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+K_S^0$, где $\psi(2S)$ распадался на $\ell^+\ell^-$ или на $\pi^+\pi^-J/\psi$, $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = e$ или μ). Использовались такие же критерии отбора, как в работе [208]. Для всех треков кроме пионов из распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ мы требовали, чтобы они исходили из области взаимодействия e^+e^- пучков ($\delta r < 1.0$ см и $|\delta z| < 3.0$ см). Адронные кандидаты отбрасывались, если они были идентифицированы как электроны. Для $\psi(2S)$ и J/ψ кандидатов в канале e^+e^- мы включали в вычисление инвариантной массы все фотоны, находящиеся в пределах 50 mrad от направления импульса e^+ или e^- , что позволило частично учесть излучение в конечном состоянии и потерю энергии за счет тормозного излучения. Применялись также следующие требования:

- $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$: мы рассматривали e^+e^- или $\mu^+\mu^-$, в которых оба трека положительно идентифицированы, и инвариантная масса находится в пределах $20 \text{ MeV}/c^2$ от $m_{\psi(2S)}$. Это требование на инвариантную массу приводит к потере 13.7% событий для e^+e^- и 8.5% для $\mu^+\mu^-$.
- $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$, $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$: для $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ мы использовали те же требования, что и для $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ с заменой $m_{\psi(2S)}$ на $m_{J/\psi}$. В качестве $\pi^+\pi^-$ мы рассматривали пару противоположно заряженных треков с $M(\pi^+\pi^-) > 0.45 \text{ GeV}/c^2$. Мы требовали $|M(\pi^+\pi^-\ell^+\ell^-) - M(\ell^+\ell^-) - 589 \text{ MeV}/c^2| < 7.6 \text{ MeV}/c^2$ ($\pm 2.5\sigma$).
- K^\pm : для заряженных каонов мы требовали, чтобы отношение каон-пионного правдоподобия превосходило 0.5.
- π^\pm : для заряженных пионов мы требовали, чтобы отношения пион-каонных и пион-протонных правдоподобий превосходили 0.5.
- $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$: мы требовали, чтобы инвариантная масса $\pi^+\pi^-$ находилась в пределах $\pm 15 \text{ MeV}/c^2$ от $m_{K_S^0}$. Мы также применяли зависящие от импульса K_S^0 кандидата требования на качество K_S^0 вершины, расстояние отлета, совпадение направления из первичной вершины во вторичную с направлением импульса $\pi^+\pi^-$, а также требование на минимальный прицельный параметр треков относительно первичной вершины. Этот стандартный набор требований для отбора K_S^0 известен в эксперименте Belle под названием “goodKs”.
- **Свойства событий**: для подавления событий континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, где $q = u, d, s$ или c кварки, применялось требование $R_2 < 0.4$, где R_2 – отношение второго момента Фокса-Вольфрама к первому, позволяющее разделять сферически-симметричные и вытянутые события [151]. Мы также потребовали $|\cos\theta_B| < 0.9$, где θ_B – угол между B кандидатом и e^+ пучком [224].

Для идентификации B мезонов использовались “масса с замененной энергией” (beam constrained mass), определенная как $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2}$ и разница энергий $\Delta E = E_{\text{beam}} - E_B$, где E_{beam} – энергия пучка в системе центра масс (ц.м.), E_B и

p_B – энергия и импульс B кандидата, измеренные в системе ц.м. Мы отбирали события с $|M_{bc} - m_B| < 7.1 \text{ MeV}/c^2$ (m_B – мировое среднее массы B мезона [225]) и $|\Delta E| < 34 \text{ MeV}$. Эти требования соответствуют $\pm 2.5\sigma$ окнам вокруг положений соответствующих пиков. Для изучения комбинаторного фона мы использовали события в контрольной области по ΔE : $|\Delta E \pm 70 \text{ MeV}| < 34 \text{ MeV}$.

Для улучшения четкости границ диаграммы Далица события в сигнальной и контрольной областях фитировались в массу B кандидата. Фитирование также улучшает разрешение в массе $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$), которое составило $\sigma = 4.4 \text{ MeV}/c^2$ ($5.3 \text{ MeV}/c^2$). Мы также требовали, чтобы $M(\ell^+\ell^-)$, вычисленная с четырехимпульсами после фитирования в массу B мезона, была в пределах $\pm 2.5\sigma$ от $m_{\psi(2S)}$ ($m_{J/\psi}$) [225]. Моделирование показало, что разрешение в $M(\psi(2S)\pi^+)$ составляет $\sigma = 2.5 \text{ MeV}/c^2$ для обоих каналов распада $\psi(2S)$.

8.2 Распределения по диаграмме Далица

Мы складывали диаграммы Далица $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+K_S^0$ кандидатов. Из-за разницы в массах между K^- и K_S^0 соответствующие диаграммы Далица имеют немножко отличающиеся границы. Было найдено, что это различие имеет пренебрежимо малое влияние на результаты Далиц-анализа. Диаграмма Далица для сигнальной области по ΔE показана на Рисунке 8.1. Вертикальные полосы здесь соответствуют сигналам $K^*(892)$ и $K^*(1430)$. Горизонтальная полоса вблизи $M^2(\psi(2S)\pi^+) \sim 20 \text{ GeV}^2/c^4$ соответствует сигналу $Z(4430)^+$, обнаруженному в работе [208]. В дальнейшем для представления результатов фитирования мы используем проекции частей диаграммы Далица, показанных линиями на Рисунке 8.1. Три горизонтальные части соответствуют $M(\psi(2S)\pi^+)$ областям ниже, около и выше $Z(4430)^+$. Пять вертикальных частей содержат области $K^*(892)$, $K^*(1430)$, а также области ниже, выше и между ними. Сумма трех последних областей соответствует K^* вето.

Диаграмма Далица для контрольных областей по ΔE показана на Рисунке 8.1 справа. Кроме сигнала $K^*(892)$ никаких структур не видно.

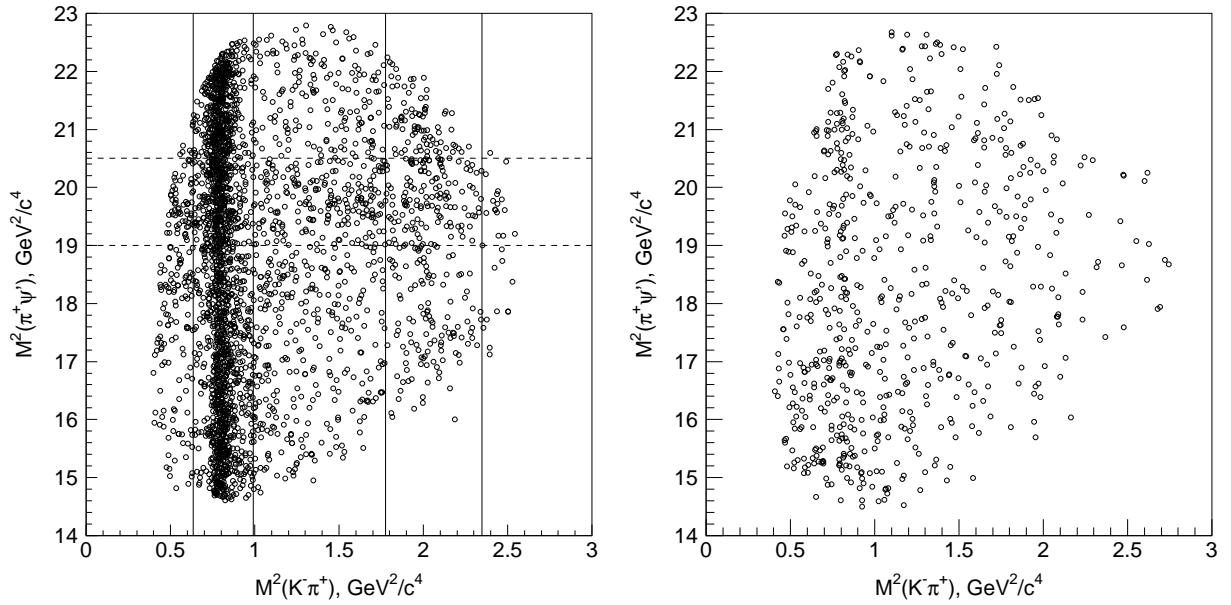


Рис. 8.1: Диаграмма Далица распадов $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ для сигнальной (слева) и контрольной (справа) областей по ΔE . Сплошные (прерывистые) линии показывают границы пяти вертикальных (трех горизонтальных) частей, которые используются для представления результатов фитирования на последующих рисунках. Координаты вертикальных линий: $M^2(K\pi^+) = (0.796)^2 \text{ GeV}^2/c^4$, $(0.996)^2 \text{ GeV}^2/c^4$, $(1.332)^2 \text{ GeV}^2/c^4$ и $(1.532)^2 \text{ GeV}^2/c^4$; горизонтальных линий – $M^2(\psi(2S)\pi^+) = 19.0 \text{ GeV}^2/c^4$ и $20.5 \text{ GeV}^2/c^4$.

8.3 Формализм Далиц-анализа

Распад $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$, $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ описывается четырьмя переменными (в предположении пренебрежимо малой собственной ширины $\psi(2S)$). Их можно выбрать как $M(\psi(2S)\pi^+)$, $M(K\pi^+)$, угол спиральности $\psi(2S)$ (θ) и угол между плоскостью рождения и распада $\psi(2S)$ (ϕ). В этом анализе мы интегрируем по угловым переменным θ и ϕ . Моделирование показывает, что эффективность восстановления почти однородна во всем диапазоне изменения угла ϕ ; после интегрирования по этому углу вклад интерференции между состояниями с различной спиральностью $\psi(2S)$ становится пренебрежимо малым. Это позволяет рассматривать $\psi(2S)$ в качестве стабильной частицы при выполнении Далиц-анализа.

В случае восстановления $\psi(2S)$ в канале $J/\psi\pi^+\pi^-$ конечное состояние описывается

семью переменными. Система $\pi^+\pi^-$ в распаде $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ находится преимущественно в S -волне [226]; при этом состояния спиральности у $\psi(2S)$ и J/ψ совпадают, и мы опять находим, что после интегрирования по угловым переменным вклад интерференции является пренебрежимо малым.

Таким образом, здесь использовался такой же подход как и раньше при анализе распадов $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\chi_{c1}$ [207].

Амплитуда трехчастичного распада $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ была представлена как сумма различных квази-двухчастичных вкладов; резонансы описывались релятивистскими формами Брейта-Вигнера с зависящими от энергии ширинами. Спины и четности промежуточных и конечных частиц учитывались при составлении выражений для угловых зависимостей. Модель по умолчанию содержит все известные низколежащие $K\pi^+$ резонансы [κ , $K^*(892)$, $K^*(1410)$, $K_0^*(1430)$, $K_2^*(1430)$ и $K^*(1680)$], а также один экзотический $\psi(2S)\pi^+$ резонанс. Кроме физической модели фитирующая функция содержит фоновое слагаемое, найденное из контрольных областей по ΔE , а также поправку на эффективность восстановления, найденную из моделирования. Моделирование нагенерено с использованием табличных значений вероятностей распадов $\psi(2S)$ мезона [225], а для определения относительных вкладов B^0 и B^+ использовалась изотопическая симметрия.

Диаграммы Далица для контрольных областей по ΔE и для моделирования были сглажены. Выражения для амплитуд, для сигнальной компоненты фитирующей функции, а также другие детали процедуры фитирования такие же, как в анализе распадов $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\chi_{c1}$ [207].

8.4 Результаты фитирования

Проекция восьми частей диаграммы Далица с наложенными результатами фитирования в модели по умолчанию показаны на Рисунке 8.2. Сигнал $Z(4430)^+$ лучше всего виден на проекции третьей вертикальной части. Сумма 1-й, 3-й и 5-й вертикальных частей (т.е. проекция диаграммы Далица с примененным K^* вето) показана на Рисунке 8.3. Параметры $\psi(2S)\pi^+$ резонанса, найденные из фита, составляют $M = (4443_{-12}^{+15}) \text{ MeV}/c^2$ и $\Gamma = (109_{-43}^{+86}) \text{ MeV}$. Центральные значения согласуются с

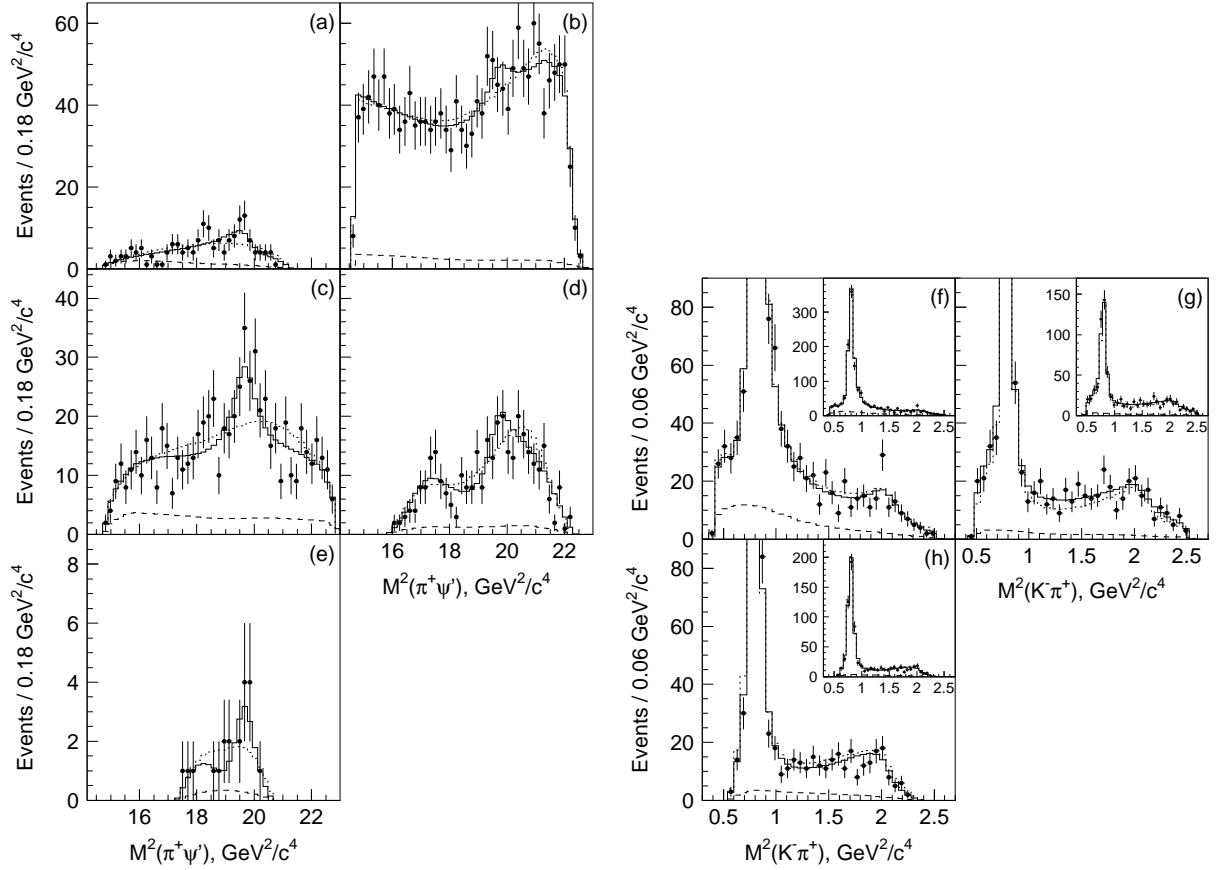


Рис. 8.2: Проекция частей диаграммы Далица, определение которых дано на Рис. 8.1: панели (a)-(e) соответствуют вертикальным частям слева направо, (f)-(h) – горизонтальным частям снизу вверх; на панелях (f)-(h) показаны также распределения в полном вертикальном масштабе. Точки с ошибками соответствуют данным, сплошные (пунктирные) гистограммы – результаты фитирования моделью по умолчанию со всеми низкими $K\pi$ резонансами и одним состоянием (без состояний) $Z(4430)^+$, прерывистая гистограмма показывает фон.

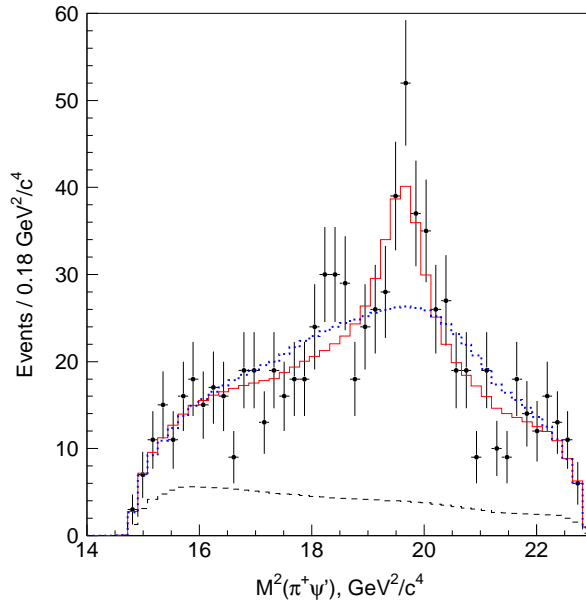


Рис. 8.3: Проекция диаграммы Далица с примененным K^* вето.

параметрами, полученными в предыдущем анализе Belle с использованием фитирования одномерного распределения [208], однако ошибки возросли. Статистическая значимость, оцененная по изменению $2 \log \mathcal{L}$ при исключении $Z(4430)^+$ из фита (с учетом изменения в количестве степеней свободы), составила 6.4σ . Доли в фите и значимости для всех компонент представлены в Таблице 8.1.

Таблица 8.1: Доли в фите и значимости для всех вкладов в модели по умолчанию.

| Вклад | Доля в фитировании (%) | Значимость (σ) |
|---------------|------------------------|-------------------------|
| $Z(4430)^+$ | $5.7^{+3.1}_{-1.6}$ | 6.4 |
| κ | $4.1^{+3.4}_{-1.1}$ | 1.5 |
| $K^*(892)$ | $64.8^{+3.8}_{-3.5}$ | > 20 |
| $K^*(1410)$ | $5.5^{+8.8}_{-1.5}$ | 0.5 |
| $K_0^*(1430)$ | 5.3 ± 2.6 | 1.3 |
| $K_2^*(1430)$ | $5.5^{+1.6}_{-1.4}$ | 3.1 |
| $K^*(1680)$ | $2.8^{+5.8}_{-1.0}$ | 1.2 |

Уровень достоверности фита с $Z(4430)^+$ (без $Z(4430)^+$) составляет 36% (0.1%).

Для определения уровня достоверности использовалось адаптивное бинирование с требованием, чтобы количество событий в бине превышало 16, и ансамбль псевдоэкспериментов.

Для изучения модельной зависимости мы исключали K^* компоненты с низкой значимостью; добавляли нерезонансный вклад; снимали ограничение на массу и ширину состояния κ ; использовали параметризацию эксперимента LASS для S -волновой $K\pi$ компоненты; добавляли новый $K\pi$ резонанс со спином $J = 1$ или $J = 2$ и с отпущенными массой и шириной. Значимость $Z(4430)^+$ для каждой модели представлена в Таблице 8.2. Самая низкая значимость соответствует добавлению нового K^* резонан-

Таблица 8.2: Значимость $Z(4430)^+$ для разных моделей.

| Модель | Значимость |
|---|-------------|
| 1 по умолчанию | 6.4σ |
| 2 без $K_0^*(1430)$ | 6.6σ |
| 3 без $K^*(1680)$ | 6.6σ |
| 4 без ограничений на параметры κ | 6.3σ |
| 5 новый K^* ($J = 1$) | 6.0σ |
| 6 новый K^* ($J = 2$) | 5.5σ |
| 7 + нерезонансный $\psi(2S)K^-$ вклад | 6.3σ |
| 8 + нерезонансный $\psi(2S)K^-$ вклад, параметры κ | 5.8σ |
| 9 + нерезонансный $\psi(2S)K^-$ вклад, новый K^* ($J = 1$) | 5.5σ |
| 10 + нерезонансный $\psi(2S)K^-$ вклад, новый K^* ($J = 2$) | 5.4σ |
| 11 + нерезонансный $\psi(2S)K^-$ вклад, без $K^*(1410)$ | 6.3σ |
| 12 + нерезонансный $\psi(2S)K^-$ вклад, без $K^*(1680)$ | 6.6σ |
| 13 LASS | 6.5σ |

са с $J = 2$ и составляет 5.4σ . Мы рассматривали максимальное изменение параметров $Z(4430)^+$ как систематическую ошибку. Полученные значения представлены в первой строчке Таблицы 8.3.

Найдено, что систематическая ошибка от варьирования параметров r в форм-

факторах Блата-Вайскопфа [191] является пренебрежимо малой. При этом дополнительно к значению по умолчанию $r = 1.6 \text{ GeV}^{-1}$, мы рассматривали также $r = 0$ и 4 GeV^{-1} . Вклад ошибок в массах и ширинах K^* резонансов, которые зафиксированы при фитировании, также пренебрежимо мал.

Мы варьировали предположение об орбитальном моменте (L) в распадах B мезонов в тех случаях, когда существует несколько возможных значений. Полученные неопределенности представлены во второй строчке Таблицы 8.3.

До сих пор мы предполагали, что спин $Z(4430)^+$ равен нулю. Найдено, что предположение $J = 1$ не дает значительного улучшения качества фита ($-2 \ln L$ изменяется на 5.2 для четырех дополнительных степеней свободы). Изменение параметров $Z(4430)^+$ для разных гипотез о спине рассматривалось как систематическая ошибка (см. третью строчку в Таблице 8.3).

Мы рассматривали две альтернативные процедуры сглаживания для контрольной области и моделирования. В первой процедуре сохранилось больше деталей начального распределения, так что сглаженное распределение содержало больше “горбиков”. Во втором случае вклад $K^*(892)$ в контрольной области учитывался отдельно. Для этого сначала проводилось сглаживание по умолчанию, затем диаграмма Далица для контрольных областей фитировалась суммой сглаженного распределения и вклада $K^*(892)$. Зависимость выхода $K^*(892)$ от $M(\psi(2S)\pi^+)$ параметризовалась полиномом второй степени. Соответствующее изменение параметров $Z(4430)^+$ представлено в четвертой строчке Таблицы 8.3.

Таблица 8.3: Систематические ошибки в параметрах $Z(4430)^+$.

| | $M, \text{ MeV}/c^2$ | $\Gamma, \text{ MeV}$ | Доля в фите, % |
|------------------|----------------------|-----------------------|----------------|
| Модель | +14 -13 | +56 -52 | +3.6 -2.7 |
| Формализм | +8 -0 | +44 -0 | +2.0 -0.0 |
| Спин $Z(4430)^+$ | +9 -0 | +8 -0 | +8.4 -0 |
| Сглаживание | +4 -3 | +17 -23 | +0.5 -0.2 |

Для получения полной систематической ошибки значения в Таблице 8.3 были

сложены квадратично. Масса, ширина и доля в фите состояния $Z(4430)^+$ составили $M = (4443_{-12}^{+15+19}) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma = (107_{-43}^{+86+74}) \text{ MeV}$ и $f = (5.7_{-1.6}^{+3.1+9.4})\%$.

8.5 Дополнительные проверки

Более сложные структуры в массовом спектре $\psi(2S)\pi^+$ могут возникать от вкладов более высоких парциальных волн в системе $K\pi^+$. Для изучения этой возможности был выполнен фит диаграммы Далица с добавлением резонанса $K_3^*(1780)$ (см. Рис. 8.4). В этом случае масса и ширина $Z(4430)^+$ изменяются менее чем на одно стан-

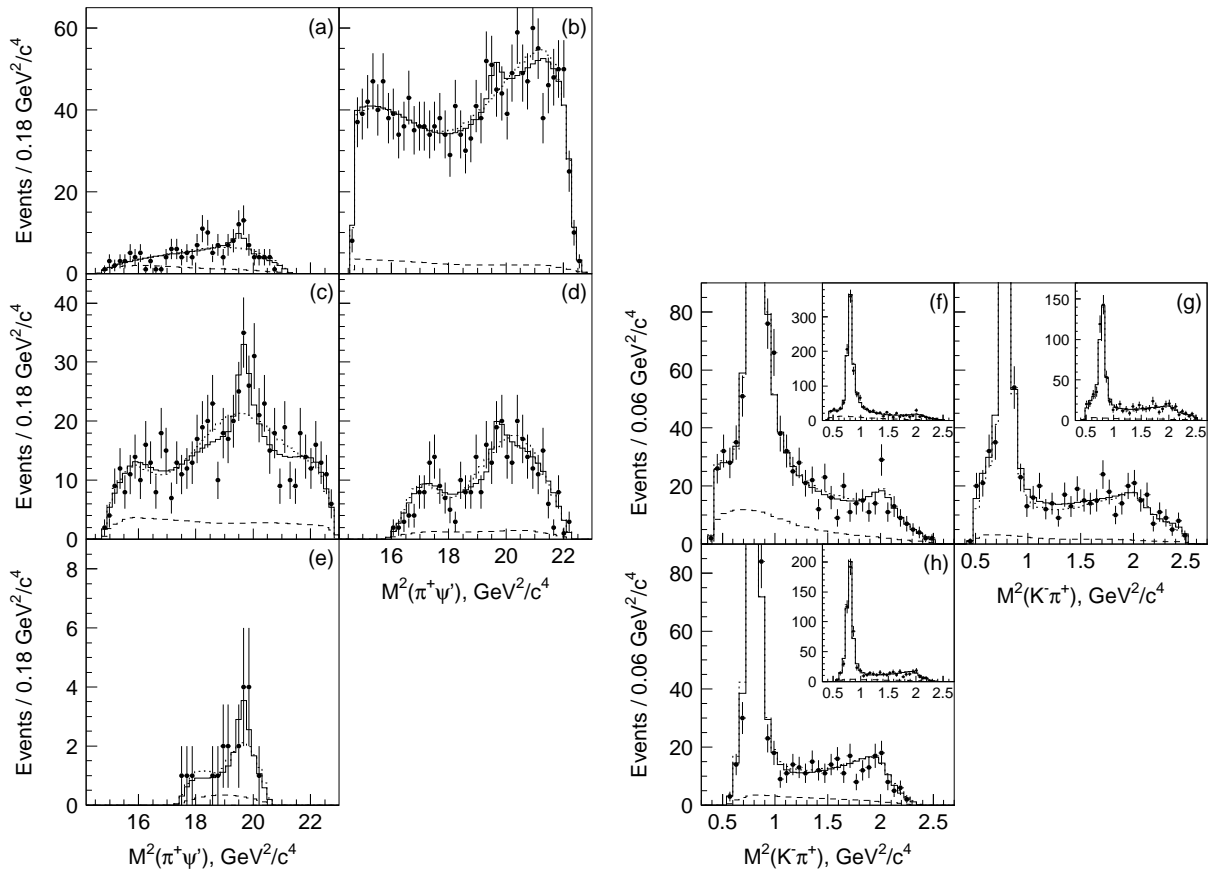


Рис. 8.4: Проекция диаграммы Далица для модели, включающей дополнительный резонансом $K_3^*(1780)$.

дартное отклонение, а значимость уменьшается до 4.7σ . Однако доля $K_3^*(1780)$ в фите – 6.8% для модели с $Z(4430)^+$ и 6.6% для модели без $Z(4430)^+$ – очень велика для резонанса с массой на $\sim 180 \text{ MeV}/c^2$ ($\simeq 1.2\Gamma_{K_3^*(1780)}$) выше границы кинематически разре-

шенной области и идущего с $L \geq 2$. Кроме того, вероятность распада $K_3^*(1780) \rightarrow K\pi$ составляет только $(18.8 \pm 1.0)\%$ [225]. Поэтому значение 4.7σ в этой модели является, вероятно, недооценкой значимости $Z(4430)^+$. Изучение других распадов B мезонов, где $K_3^*(1780)$ также может давать вклад (например, $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^*$) может помочь в решении вопроса вклада $K_3^*(1780)$.

Если в модель добавить еще одно $Z(4430)^+$ состояние, полученные параметры составляют: масса $M \sim 4.3 \text{ GeV}/c^2$, ширина $\Gamma \sim 0.2 \text{ GeV}$ и значимость 3.9σ .

8.6 Угловые распределения в распаде $\psi(2S)$

Распределение по углу спиральности $\psi(2S)$ можно предсказать из результатов Далиц-анализа. Действительно, распределение для спиральности ноль составляет: $P_0 = \frac{3}{4}(1 - \cos^2\theta)$, для спиральностей ± 1 : $P_{\pm 1} = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta)$. Мы интегрируем компоненты со спиральностями ноль и ± 1 по диаграмме Далица и находим соответствующие веса w_0 и $w_{\pm 1}$. Ожидаемое угловое распределение составляет $P = w_0P_0 + w_{\pm 1}P_{\pm 1}$.

Распределение по $\cos\theta$ для всей диаграммы Далица показано на Рисунке 8.5. Наблюдается хорошее согласие, причем не только для полной диаграммы Далица,

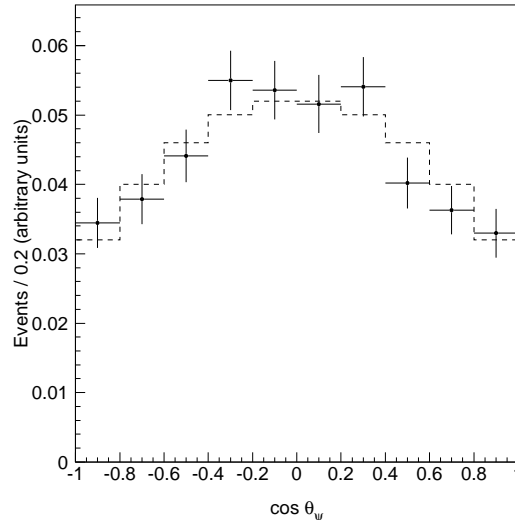


Рис. 8.5: Распределение по $\cos\theta$ для всей диаграммы Далица. Точки с ошибками – данные, гистограмма – предсказание согласно результатам Далиц-анализа.

но и для различных ее частей.

8.7 Вероятности распадов

Вероятность распада была измерена для канала $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-$. Выходы этих распадов с $\psi(2S)$ резонансами, восстановленными в каналах $\ell^+\ell^-$ и $\pi^+\pi^-J/\psi$, составили 1089 ± 34 и 1166 ± 37 соответственно.

Для определения эффективности восстановления мы использовали моделирование, нагенеренное равномерно по фазовому объему и взвешенное согласно результатам Далиц-анализа. Полученные эффективности составили $(19.2 \pm 1.4)\%$ и $(8.2 \pm 0.7)\%$ для каналов $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$ и $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ соответственно. При оценке ошибок рассматривались следующие источники: зависимость от модели в Далиц-анализе (0.1%); различие между данными и моделированием для реконструкции трека (1% на трек) и идентификации частиц (4% для $K^-\pi^+$ пары и 4.2% для $\ell^+\ell^-$); статистическая ошибка моделирования (0.6%). Вклады разных источников были сложены квадратично. Эффективность была поправлена на различие между данными и моделированием для лептонной идентификации, $(-4.5 \pm 4.2)\%$, найденное из калибровочных образцов $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$.

Используя количество $B^0\bar{B}^0$ пар $N_{B^0\bar{B}^0} = (656.7 \pm 8.9) \times 10^6/2$, найденное из чисел адронных событий в пике резонанса $\Upsilon(4S)$ и ниже пика в точке континуума, а также табличные значения вероятностей промежуточных распадов [225], мы получили: $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-) = (5.68 \pm 0.13 \pm 0.42) \times 10^{-4}$. Систематическая ошибка включает ошибку в эффективности и в вероятностях промежуточных распадов. Значения для двух каналов восстановления $\psi(2S)$: $(5.73 \pm 0.18) \times 10^{-4}$ и $(5.62 \pm 0.18) \times 10^{-4}$, находятся в хорошем согласии. Используя долю $Z(4430)^+$ в фите, мы нашли произведение вероятностей: $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^-Z(4430)^+) \times \mathcal{B}(Z(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = (3.2_{-0.9}^{+1.8+5.3}) \times 10^{-5}$.

Основной чертой диаграммы Далица распада $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ является промежуточное состояние $\psi(2S)K^*(892)$. Используя долю $K^*(892)$ в фите из Таблицы 8.1, и оценивая систематическую ошибку так же, как в случае $Z(4430)^+$, находим вероятность распада: $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \psi(2S)K^*(892)^0) = (5.52_{-0.32}^{+0.35+0.53}) \times 10^{-4}$ и долю $K^*(892)^0$ мезонов с продольной поляризацией (т.е. со спиральностью ноль): $f_L = (44.8_{-2.7}^{+4.0+4.0})\%$.

8.8 Обсуждение полученных результатов

Таким образом, выполнен Далиц-анализ распада $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$, в результате которого подтверждено заряженное чармониеподобное состояние $Z(4430)^+$. В частности, показано, что соответствующая структура не является результатом интерференции $K\pi$ резонансов, как утверждалось в работе эксперимента ВаВар [218]. Для состояния $Z(4430)^+$ впервые измерены в амплитудном анализе масса, ширина и произведение вероятностей распада:

$$M = (4443_{-12}^{+15+19}) \text{ MeV}/c^2, \quad (8.1)$$

$$\Gamma = (107_{-43}^{+86+74}) \text{ MeV}, \quad (8.2)$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z(4430)^+) \times \mathcal{B}(Z(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = (3.2_{-0.9}^{+1.8+5.3}) \times 10^{-5}. \quad (8.3)$$

Эти результаты близки к предыдущему измерению Belle [208]: $M = (4433 \pm 4 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma = (45_{-13}^{+18+30}) \text{ MeV}$ и $\mathcal{B} = (4.1 \pm 1.0 \pm 1.4) \times 10^{-5}$. Отличие связано с тем, что в представленном здесь анализе учтена интерференция различных промежуточных квази-двухчастичных состояний.

Впоследствии в эксперименте Belle был выполнен полный амплитудный анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-$ [211]. (Эта работа не вошла в диссертацию.) Состояние $\psi(2S)$ восстанавливалось только в канале $\ell^+\ell^-$, полное описание соответствующего конечного состояния содержит четыре переменные. Четырехмерный анализ позволил измерить спин и четность $Z(4430)^+$, которые составили $J^P = 1^+$. Для параметров $Z(4430)^+$ было найдено: $M = (4485 \pm 22_{-11}^{+28}) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma = (200_{-46}^{+41+26}) \text{ MeV}$ и $\mathcal{B} = (6.0_{-2.0}^{+1.7+2.5}) \times 10^{-5}$, что в пределах ошибок совпадает с представленными здесь результатами Далиц-анализа. Статистика в двух работах пересекается только частично, поскольку в многомерном анализе использовались данные после окончательной переработки (давшей увеличение эффективности) и с большей интегральной светимостью, а также был улучшен отбор, что полностью скомпенсировало потерю половины событий из-за того, что канал $J/\psi\pi^+\pi^-$ не использовался.

Эксперимент ЛНСб впоследствии повторил полный амплитудный анализ на большей статистике и подтвердил все выводы, сделанные в эксперименте Belle [254]. Измеренные в ЛНСб параметры $Z(4430)^+$ составили: $M = (4475 \pm 7_{-25}^{+15}) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma =$

$(172 \pm 13_{-34}^{+37})$ MeV, что хорошо согласуется с результатами Belle. Дополнительно, LHCb измерил диаграмму Аргана для $Z(4430)^+$ и наглядно продемонстрировал резонансный характер этого состояния.

Была измерена также вероятность распада

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \psi(2S)K^*(892)^0) = (5.52_{-0.32-0.58}^{+0.35+0.53}) \times 10^{-4}. \quad (8.4)$$

Значение несколько ниже мирового среднего 2008 года: $(7.2 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ [225] и хорошо согласуется с современным средним: $(6.0 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ [48]. Степень поляризации $K^*(892)^0$ мезонов составила $f_L = (44.8_{-2.7-5.3}^{+4.0+4.0})\%$, что согласуется с измерением CLEO II: $(45 \pm 12)\%$ [227] и имеет гораздо более высокую точность. Получена также вероятность распада $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+K^-) = (5.68 \pm 0.13 \pm 0.42) \times 10^{-4}$. Этот результат согласуется с измерением BaBar: $(5.57 \pm 0.16) \times 10^{-4}$ [218] (оценка систематической погрешности в BaBar не проводилась) и с современным средним: $(5.80 \pm 0.39) \times 10^{-4}$ [48].

Минимальный кварковый состав состояния $Z(4430)^+$ – четырехкварковая комбинация $|c\bar{c}u\bar{d}\rangle$. Основными кандидатами для интерпретации $Z(4430)^+$ являются пороговые эффекты [228], эффекты перерасеяния [229], адрочармоний [219], связанные состояния дикварка-антидикварка [230] и молекулярные состояния [231]. Дискриминировать различные модели пока не удается.

Глава 9

Обсуждение полученных результатов

Список всех состояний кваркония ниже соответствующих порогов открытого аромата, обнаруженных после 2008 года, представлен в Таблице 9.1.

При обсуждении слабозбужденных состояний кваркония в Главе 1 мы отметили, что их свойства (массы, аннигиляционные ширины, ширины радиационных и адронных переходов) согласуются с предсказаниями кварковой модели, эффективных теорий и решеточных вычислений. В работах, представленных в диссертации, мы обнаружили три новых спин-синглетных состояния: $\eta_b(2S)$, $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$, а также существенно уточнили массу и впервые измерили ширину состояния $\eta_b(1S)$. Поскольку $\eta_b(1S)$ являлось единственным известным ранее спин-синглетным состоянием боттомония, очевидно, что количество экспериментальной информации для таких состояний возросло очень значительно. При этом никаких неожиданностей не произошло: все результаты по сверхтонким расщеплениям, полным ширинам и вероятностям радиационных переходов хорошо согласуются с теоретическими вычислениями. (Заметим, что кандидат в $\eta_b(2S)$ с аномальными свойствами, найденный группой К. Сета при анализе данных эксперимента CLEOс, был “закрит” в одной из работ этой диссертации.) Этот вывод тем более замечателен, что в области порогов открытых ароматов и выше мы наблюдаем явления, противоречащие ожиданиям (наивной) кварковой модели.

В области порогов открытого аромата мы столкнулись, по-видимому, с принципиально новым типом адронов – молекулами из тяжелых D или B мезонов. Возможно,

Таблица 9.1: Состояния кваркония ниже порога открытого аромата. NC в последней колонке означает “требуется подтверждение” (need confirmation).

| Состояние | M , MeV | Γ , MeV | J^{PC} | Процесс рождения (мода распада) | Эксперимент ($\#\sigma$) | Год | Статус |
|-----------------|-------------------|----------------|----------|---|--|------|--------|
| $\psi_2(1D)$ | 3823.1 ± 1.9 | < 24 | 2^{--} | $B \rightarrow K(\gamma \chi_{c1})$ | Belle [16] (3.8) | 2013 | NC! |
| $\eta_b(1S)$ | 9398.0 ± 3.2 | 11_{-4}^{+6} | 0^{-+} | $\Upsilon(3S) \rightarrow \gamma(\dots)$ | BaBar [17] (10), CLEO [169] (4.0) | 2008 | Ok |
| | | | | $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma(\dots)$ | BaBar [18] (3.0) | 2009 | NC! |
| | | | | $h_b(1P, 2P) \rightarrow \gamma(\dots)$ | Belle [19] (14) | 2012 | NC! |
| $h_b(1P)$ | 9899.3 ± 1.0 | ? | 1^{+-} | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^+ \pi^- (\dots)$ | Belle [20, 19] (5.5) | 2011 | NC! |
| | | | | $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^0 (\dots)$ | BaBar [168] (3.0) | 2011 | NC! |
| $\eta_b(2S)$ | 9999 ± 4 | < 24 | 0^{-+} | $h_b(2P) \rightarrow \gamma(\dots)$ | Belle [19] (4.2) | 2012 | NC! |
| $\Upsilon(1D)$ | 10163.7 ± 1.4 | ? | 2^{--} | $\Upsilon(3S) \rightarrow \gamma\gamma(\gamma\gamma \Upsilon(1S))$ | CLEO [21] (10.2) | 2004 | NC! |
| | | | | $\Upsilon(3S) \rightarrow \gamma\gamma(\pi^+ \pi^- \Upsilon(1S))$ | BaBar [232] (5.8) | 2010 | NC! |
| | | | | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^+ \pi^- (\gamma\gamma \Upsilon(1S))$ | Belle [22] (9) | 2012 | NC! |
| $h_b(2P)$ | 10259.8 ± 1.2 | ? | 1^{+-} | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^+ \pi^- (\dots)$ | Belle [20, 19] (11.2) | 2011 | NC! |
| $\chi_{b1}(3P)$ | 10512.1 ± 2.3 | ? | 1^{++} | $pp, p\bar{p} \rightarrow (\gamma\Upsilon(1S, 2S, 3S)) \dots$ | ATLAS [24] (>6), D0 [25] (5.6) LHCb [26, 27] (>7.5) | 2011 | Ok |

ближайший известный аналог здесь – это дейтрон. С 2003 года было известно одно такое состояние, $X(3872)$, расположенное вблизи порога $D^0\bar{D}^{*0}$. Заряд этого состояния равен нулю, и оно смешивается с обычным состоянием чармония $\chi_{c1}(2P)$. О наличии (и доминировании) молекулярной примеси мы делали вывод на основании близости массы к порогу и сильному нарушению изоспина в распадах. В работе из этой диссертации мы обнаружили два заряженные состояния: $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$, расположенные вблизи порогов $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}$ соответственно. Изоспин этих состояний равен единице, и молекула – лидирующая компонента в их фоковском разложении. Анализ волновой функции молекулярного состояния позволил объяснить на основании симметрии тяжелых кварков всю имеющуюся экспериментальную информацию по Z_b . Построение динамической модели для Z_b является объектом дальнейших исследований. Сводка экспериментальной информации по околопороговым состояниям в чармонии и боттомонии дана в Таблице 9.2.

Обнаружение заряженных состояний Z_b мотивировало поиск аналогичных состояний в области чарма. Начиная с осени 2012 года эксперимент BES III набирал данные при энергиях выше 4 GeV для изучения чармониеподобных состояний. В течение 2013 года были обнаружены состояния $Z_c(3885)^\pm \rightarrow (D\bar{D}^*)^\pm$, $Z_c(3900)^\pm \rightarrow \pi^\pm J/\psi$, $Z_c(4020) \rightarrow \pi^\pm h_c$, $Z_c(4025) \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm$ (см. Таблицу 9.2). Массы и ширины пар состояний $Z_c(3885)/Z_c(3900)$ и $Z_c(4020)/Z_c(4025)$ согласуются на уровне 2σ . Во всех имеющихся измерениях не учитывалась интерференция между сигналом Z_c и нерезонансным вкладом, оказавшимся значительным во всех каналах (включая $h_c\pi$, в отличие от случая $h_b\pi$). Интерференция может сдвинуть положение пика на величину вплоть до половины ширины резонанса. Более точное измерение масс и ширин, а также спинов и четностей в амплитудных анализах поможет выяснить, можно ли соединить указанные пары Z_c состояний.

Состояния $Z_c(3885)$ и $Z_c(3900)$ [$Z_c(4020)$ и $Z_c(4025)$] находятся вблизи порога $D\bar{D}^*$ [$D^*\bar{D}^*$]. Все измеренные массы лежат приблизительно на 10 MeV выше порогов. Молекулярные модели на данный момент не могут объяснить столь значительное превышения; однако оно может являться экспериментальным артефактом, связанным с неучтенной интерференцией.

Если $Z_c(3885)$ и $Z_c(3900)$ являются одним состоянием, то свойства этого состояния

Таблица 9.2: Кваркониеподобные состояния вблизи порогов открытого аромата. Для заряженных состояний C -четность дана для нейтральной компоненты изотриплета.

| Состояние | M , MeV | Γ , MeV | J^{PC} | Процесс рождения (мода распада) | Эксперимент ($\#\sigma$) | Год | Статус |
|----------------|--------------------|----------------|-----------|--|--|------|--------|
| $X(3872)$ | 3871.68 ± 0.17 | < 1.2 | 1^{++} | $B \rightarrow K(\pi^+\pi^-J/\psi)$ | Belle [78, 108] (>10), BaBar [233] (8.6) | 2003 | Ok |
| | | | | $p\bar{p} \rightarrow (\pi^+\pi^-J/\psi) \dots$ | CDF [107, 234] (11.6), D0 [235] (5.2) | 2003 | Ok |
| | | | | $pp \rightarrow (\pi^+\pi^-J/\psi) \dots$ | LHCb [236, 109] (np) | 2012 | Ok |
| | | | | $B \rightarrow K(\pi^+\pi^-\pi^0J/\psi)$ | Belle [89] (4.3), BaBar [90] (4.0) | 2005 | Ok |
| | | | | $B \rightarrow K(\gamma J/\psi)$ | Belle [111] (5.5), BaBar [110] (3.5) | 2005 | Ok |
| | | | | | LHCb [112] (> 10) | | |
| $Z_c(3885)^+$ | 3883.9 ± 4.5 | 25 ± 12 | 1^{+-} | $B \rightarrow K(\gamma\psi(2S))$ | BaBar [110] (3.6), Belle [111] (0.2) | 2008 | NC! |
| | | | | | LHCb [112] (4.4) | | |
| | | | | $B \rightarrow K(D\bar{D}^*)$ | Belle [116] (6.4), BaBar [115] (4.9) | 2006 | Ok |
| $Z_c(3900)^+$ | 3891.2 ± 3.3 | 40 ± 8 | $?^{? -}$ | $Y(4260) \rightarrow \pi^-(D\bar{D}^*)^+$ | BES III [237] (np) | 2013 | NC! |
| $Z_c(4020)^+$ | 4022.9 ± 2.8 | 7.9 ± 3.7 | $?^{? -}$ | $Y(4260) \rightarrow \pi^-(\pi^+J/\psi)$ | BES III [238] (8), Belle [127] (5.2) | 2013 | Ok |
| | | | | | T. Xiao <i>et al.</i> [CLEO data] [239] (>5) | | |
| $Z_c(4025)^+$ | 4026.3 ± 4.5 | 24.8 ± 9.5 | $?^{? -}$ | $Y(4260, 4360) \rightarrow \pi^-(\pi^+h_c)$ | BES III [240] (8.9) | 2013 | NC! |
| $Z_b(10610)^+$ | 10607.2 ± 2.0 | 18.4 ± 2.4 | 1^{+-} | $Y(4260) \rightarrow \pi^-(D^*\bar{D}^*)^+$ | BES III [242] (10) | 2013 | NC! |
| | | | | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi(\pi\Upsilon(1S, 2S, 3S))$ | Belle [164, 155, 201] (>10) | 2011 | Ok |
| | | | | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^-(\pi^+h_b(1P, 2P))$ | Belle [155] (16) | 2011 | Ok |
| $Z_b(10650)^+$ | 10652.2 ± 1.5 | 11.5 ± 2.2 | 1^{+-} | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^-(B\bar{B}^*)^+$ | Belle [200] (8) | 2012 | NC! |
| | | | | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^-(\pi^+\Upsilon(1S, 2S, 3S))$ | Belle [164, 155] (>10) | 2011 | Ok |
| | | | | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^-(\pi^+h_b(1P, 2P))$ | Belle [155] (16) | 2011 | Ok |
| | | | | $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi^-(B^*\bar{B}^*)^+$ | Belle [200] (6.8) | 2012 | NC! |

хорошо согласуются с тем, что его структура является молекулярной. Действительно, канал $D\bar{D}^*$ доминирует [237]:

$$\frac{\Gamma[Z_c(3885)^\pm \rightarrow (D\bar{D}^*)^\pm]}{\Gamma[Z_c(3900)^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm]} = 6.2 \pm 2.9. \quad (9.1)$$

Имеется также 2.1σ указание на переход $Z_c(3900) \rightarrow h_c\pi^\pm$ [240], следовательно, состояние связано как с орто- так и с пара-чармонием; некоторое подавление сигнала $h_c\pi$ может объясняться меньшим фазовым объемом. Наконец, измеренная для $Z_c(3885)$ спин-четность $J^P = 1^+$ соответствует $D\bar{D}^*$ паре в S -волне.

Объяснение свойств состояний $Z_c(4020)$ и $Z_c(4025)$ в предположении молекулярной структуры сталкивается с трудностями. Действительно, если $D\bar{D}^*$ молекула распадается на $J/\psi\pi^\pm$, то согласно спиновой симметрии тяжелых кварков, $D^*\bar{D}^*$ также должна распадаться на $J/\psi\pi^\pm$. Однако в этом конечном состоянии не наблюдается никаких намеков на сигнал $Z_c(4020)$ или $Z_c(4025)$.

Решением противоречия может быть рабочая гипотеза, что молекула $D^*\bar{D}^*$ вообще не рождается в распадах $Y(4260)$, где обнаружены $Z_c(3885)$ и $Z_c(3900)$. Именно это предсказывается в модели, где $Y(4260)$ является $D_1(2420)\bar{D}$ молекулой (см. ниже).

Однако $Z_c(4020)$ и $Z_c(4025)$, все таки, обнаружены в распадах $Y(4260)$. Развивая нашу рабочую гипотезу, приходится предположить, что это не молекулярные состояния. Состояние $Z_c(4020)$ может являться адрочармонием: бесцветным состоянием кваркония, связанным с “облаком” из сильновозбужденного легкого мезона [241]. Распад на составляющий чармоний и легкий адрон должен доминировать ($Z_c(4020)$ распадается на $h_c\pi^\pm$), а распад на любой другой чармоний подавлен ($Z_c(4020)$ не распадается на $J/\psi\pi^\pm$). Наблюдаемая картина распадов $Z_c(4020)$ согласуется с этими предсказаниями. Состояние $Z_c(4025)$ не является адрочармонием, поскольку оно наблюдается в канале $D^*\bar{D}^*$, который должен быть подавлен. Из распределения по $M(D^*\bar{D}^*)$ [242] видно, что сигнал невыразительный; возможно, это нерезонансный пороговый эффект.

Резюмируя, состояние $Z_c(3885/3900)$ является кандидатом на молекулу $D\bar{D}^*$, а отсутствие сигнала $Z_c(4020, 4025) \rightarrow \pi J/\psi$ не позволяет интерпретировать $Z_c(4020)$ или $Z_c(4025)$ как молекулу $D^*\bar{D}^*$. Положение пика $Z_c(3885/3900)$ приблизительно на 10 MeV превышает порог $D\bar{D}^*$; если будущий амплитудный анализ не даст значение,

расположенное ближе к порогу, это станет трудностью для молекулярных моделей. Важным является также поиск новых мод распада состояний Z_c , прежде всего $\pi\psi(2S)$ и $\rho\eta_c$.

Состояния Z_c и Z_b предоставляют богатый материал для построения феноменологических моделей. Продолжающиеся экспериментальное и теоретическое изучения, можно надеяться, приведут к лучшему пониманию околопороговых состояний.

В области выше порогов в работах, вошедших в диссертацию, обнаружены заряженные состояния $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$, распадающиеся на $\chi_{c1}\pi^\pm$, и подтверждено в Далиц-анализе состояние $Z(4430)^+$, которое является первым обнаруженным заряженным чармониеподобным состоянием. Резонансный характер $Z(4430)^+$ был недавно наглядно продемонстрирован в эксперименте ЛНСб. Сводка экспериментальной информации по состояниям выше порогов дана в Таблицах 9.3 и 9.4.

Основными кандидатами для интерпретации $Z(4050)^+$, $Z(4250)^+$ и $Z(4430)^+$ являются перерасеяние, пороговые эффекты, связанные состояния дикварка-антидикварка, адрочармоний и молекулярные состояния. К сожалению, дискриминировать различные модели пока не удастся. Обнаружение новых каналов распада и измерение квантовых чисел для $\chi_{c1}\pi^+$ состояний могут способствовать выяснению их структуры. Отметим, что для состояний $Z(4050)$ и $Z(4250)$ открыт вопрос экспериментального подтверждения.

Одной из общих черт многих состояний выше порогов являются аномально большие парциальные ширины переходов в низшие состояния кваркония с излучением легких мезонов, причем это явление присутствует как в области чармония, так и в области боттомония. Если излучение легких мезонов c и b кварками подавлено из-за большой массы кварков, то для легких кварков, если они присутствуют в волновых функциях состояний выше порогов, подавления нет. Аномальные переходы являются свидетельством наличия в волновых функциях сильно возбужденных состояний кваркония легких кварков. Легкие кварки присутствуют в моделях молекулы, адрочармония и связанных дикварка-антидикварка, поэтому здесь разделения моделей не возникает. Между чармонием и боттомонием заметно отличие в “аномальных” адронных переходах: если состояние $\Upsilon(10860)$ распадается на все $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ и другие нижележащие состояния боттомония, то в случае чармония каждое из состо-

Таблица 9.3: Кваркониеподобные состояния выше порогов открытого аромата (первая часть). Для заряженных состояний C -четность дана для нейтральной компоненты изотриплета.

179

| Состояние | M , MeV | Γ , MeV | J^{PC} | Процесс рождения (мода распада) | Эксперимент ($\#\sigma$) | Год | Статус |
|-----------------|---------------------|--------------------|------------|--|--|------------------------------|-----------------------|
| $Y(3915)$ | 3918.4 ± 1.9 | 20 ± 5 | $0/2^{?+}$ | $B \rightarrow K(\omega J/\psi)$ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\omega J/\psi)$ | Belle [243] (8), BaBar [244, 90] (19) Belle [245] (7.7), BaBar [119] (7.6) | 2004 2009 | Ok Ok |
| $\chi_{c2}(2P)$ | 3927.2 ± 2.6 | 24 ± 6 | 2^{++} | $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(D\bar{D})$ | Belle [246] (5.3), BaBar [247] (5.8) | 2005 | Ok |
| $X(3940)$ | 3942_{-8}^{+9} | 37_{-17}^{+27} | $?^{?+}$ | $e^+e^- \rightarrow J/\psi(D\bar{D}^*)$ | Belle [118] (6) | 2005 | NC! |
| $Y(4008)$ | 3891 ± 42 | 255 ± 42 | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (\pi^+\pi^- J/\psi)$ | Belle [248, 127] (7.4) | 2007 | NC! |
| $\psi(4040)$ | 4039 ± 1 | 80 ± 10 | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (D^{(*)}\bar{D}^{(*)}(\pi))$ $e^+e^- \rightarrow (\eta J/\psi)$ | PDG [48] Belle [130] (6.0) | 1978 2013 | Ok NC! |
| $Z(4050)^+$ | 4051_{-43}^{+24} | 82_{-55}^{+51} | $?^{?+}$ | $\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\pi^+\chi_{c1})$ | Belle [207] (5.0), BaBar [222] (1.1) | 2008 | NC! |
| $Y(4140)$ | 4145.8 ± 2.6 | 18 ± 8 | $?^{?+}$ | $B^+ \rightarrow K^+(\phi J/\psi)$ | CDF [123] (5.0), Belle [124] (1.9), LHCb [125] (1.4), CMS [121] (>5) D0 [122] (3.1) | 2009 | NC! |
| $\psi(4160)$ | 4153 ± 3 | 103 ± 8 | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (D^{(*)}\bar{D}^{(*)})$ $e^+e^- \rightarrow (\eta J/\psi)$ | PDG [48] Belle [130] (6.5) | 1978 2013 | Ok NC! |
| $X(4160)$ | 4156_{-25}^{+29} | 139_{-65}^{+113} | $?^{?+}$ | $e^+e^- \rightarrow J/\psi(D^*\bar{D}^*)$ | Belle [118] (5.5) | 2007 | NC! |
| $Z(4200)^+$ | 4196_{-30}^{+35} | 370_{-110}^{+99} | 1^{+-} | $\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\pi^+ J/\psi)$ | Belle [212] (7.2) | 2014 | NC! |
| $Z(4250)^+$ | 4248_{-45}^{+185} | 177_{-72}^{+321} | $?^{?+}$ | $\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\pi^+\chi_{c1})$ | Belle [207] (5.0), BaBar [222] (2.0) | 2008 | NC! |
| $Y(4260)$ | 4250 ± 9 | 108 ± 12 | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (\pi\pi J/\psi)$ $e^+e^- \rightarrow (f_0(980)J/\psi)$ $e^+e^- \rightarrow (\pi^- Z_c(3900)^+)$ $e^+e^- \rightarrow (\gamma X(3872))$ | BaBar [149, 128] (8), CLEO [249, 250] (11) Belle [248, 127] (15), BES III [238] (np) BaBar [128] (np), Belle [127] (np) BES III [238] (8), Belle [127] (5.2) BES III [251] (5.3) | 2005 2012 2013 2013 | Ok Ok Ok NC! |

Таблица 9.4: Кваркониеподобные состояния выше порогов открытого аромата (вторая часть). Для заряженных состояний C -четность дана для нейтральной компоненты изотриплета.

| Состояние | M , MeV | Γ , MeV | J^{PC} | Процесс рождения (мода распада) | Эксперимент ($\#\sigma$) | Год | Статус |
|-------------------|------------------------|----------------------|------------|--|---|------|--------|
| $Y(4274)$ | 4293 ± 20 | 35 ± 16 | $?^{?+}$ | $B^+ \rightarrow K^+(\phi J/\psi)$ | CDF [123] (3.1), LHCb [125] (1.0), CMS [121] (>3), D0 [122] (np) | 2011 | NC! |
| $X(4350)$ | $4350.6^{+4.6}_{-5.1}$ | 13^{+18}_{-10} | $0/2^{2+}$ | $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\phi J/\psi)$ | Belle [126] (3.2) | 2009 | NC! |
| $Y(4360)$ | 4354 ± 11 | 78 ± 16 | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (\pi^+\pi^-\psi(2S))$ | Belle [252] (8), BaBar [253] (np) | 2007 | Ok |
| $Z(4430)^+$ | 4458 ± 15 | 166^{+37}_{-32} | 1^{+-} | $\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\pi^+\psi(2S))$ | Belle [223, 211] (6.4), BaBar [218] (2.4) LHCb [254] (13.9) | 2007 | Ok |
| | | | | $\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\pi^+J/\psi)$ | Belle [212] (4.0) | 2014 | NC! |
| $X(4630)$ | 4634^{+9}_{-11} | 92^{+41}_{-32} | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (\Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-)$ | Belle [255] (8.2) | 2007 | NC! |
| $Y(4660)$ | 4665 ± 10 | 53 ± 14 | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (\pi^+\pi^-\psi(2S))$ | Belle [252] (5.8), BaBar [253] (5) | 2007 | Ok |
| $\Upsilon(10860)$ | 10876 ± 11 | 55 ± 28 | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (B_{(s)}^{(*)}\bar{B}_{(s)}^{(*)}(\pi))$ | PDG [48] | 1985 | Ok |
| | | | | $e^+e^- \rightarrow (\pi\pi\Upsilon(1S, 2S, 3S))$ | Belle [131, 155, 201] (>10) | 2007 | Ok |
| | | | | $e^+e^- \rightarrow (f_0(980)\Upsilon(1S))$ | Belle [155, 201] (>5) | 2011 | Ok |
| | | | | $e^+e^- \rightarrow (\pi Z_b(10610, 10650))$ | Belle [155, 201] (>10) | 2011 | Ok |
| | | | | $e^+e^- \rightarrow (\eta\Upsilon(1S, 2S))$ | Belle [22] (10) | 2012 | Ok |
| | | | | $e^+e^- \rightarrow (\pi^+\pi^-\Upsilon(1D))$ | Belle [22] (9) | 2012 | Ok |
| $Y_b(10888)$ | 10888.4 ± 3.0 | $30.7^{+8.9}_{-7.7}$ | 1^{--} | $e^+e^- \rightarrow (\pi^+\pi^-\Upsilon(nS))$ | Belle [150] (2.3) | 2008 | NC! |

яний $Y(3915)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$, $Y(4260)$, $Y(4360)$ и $Y(4660)$ распадается только по одному каналу [$\omega J/\psi$, $\eta J/\psi$, $\pi^+\pi^- J/\psi$ или $\pi^+\pi^-\psi(2S)$]. Молекулярная и тетракварковая модели пока не дают естественного объяснения этому эффекту, в то время как в модели адрочармония он ожидается. Напомним, адрочармоний выглядит как кварконий в (бесцветном) облаке легких степеней свободы [219]. Распад на составляющие, как ожидается, доминирует. Причина отличия между чармонием и боттомонием даже в модели адрочармония остается невыясненной.

В заключение отметим, что продолжается активное экспериментальное и теоретическое изучение кваркония. Для низких возбуждений теоретическая точность приближается к экспериментальной, наблюдается хорошее согласие. Свойства более высоких возбуждений оказались неожиданными. В большинстве случаев теоретические предсказания основаны на моделях, причем описание общей картины пока отсутствует.

Заключение

Представленные в настоящей диссертации исследования основаны на данных эксперимента Belle, набранных в период с 1999 по 2010 год на асимметричном e^+e^- -коллайдере КЕКВ (г. Цукуба, Япония) в области энергии рождения $\Upsilon(nS)$ резонансов. Перечислим кратко основные результаты, полученные в представленных исследованиях:

1. Впервые обнаружены P -волновые состояния боттомония $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$. Измерены их массы $m_{h_b(1P)} = (9899.1 \pm 0.4 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$, $m_{h_b(2P)} = (10259.8 \pm 0.5 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$ и относительные вероятности рождения в пике резонанса $\Upsilon(5S)$:

$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(1P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.45 \pm 0.08_{-0.12}^{+0.07},$$
$$\frac{\sigma[e^+e^- \rightarrow h_b(2P)\pi^+\pi^-]}{\sigma[e^+e^- \rightarrow \Upsilon(2S)\pi^+\pi^-]} = 0.77 \pm 0.08_{-0.17}^{+0.22}.$$

Измерено сверхтонкое расщепление в $1P$ - и $2P$ -мультиплетах боттомония:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1P) = (+0.8 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2,$$
$$\Delta M_{\text{HF}}(2P) = (+0.5 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2.$$

2. Впервые найдено спин-синглетное состояние боттомония $\eta_b(2S)$ и обнаружены радиационные переходы $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$, $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$. Получено самое точное на момент публикации значение массы состояния $\eta_b(1S)$, впервые измерена его ширина, измерена масса $\eta_b(2S)$. Значения составили:

$$m_{\eta_b(1S)} = (9402.4 \pm 1.5 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2,$$
$$\Gamma_{\eta_b(1S)} = (10.8_{-3.7}^{+4.0} {}_{-2.0}^{+4.5}) \text{ MeV},$$
$$m_{\eta_b(2S)} = (9999.0 \pm 3.5_{-1.9}^{+2.8}) \text{ MeV}/c^2.$$

Измерено сверхтонкое расщепление в $1S$ - и $2S$ -мультиплетах боттомония:

$$\Delta M_{\text{HF}}(1S) = (57.9 \pm 2.3) \text{ MeV}/c^2$$

$$\Delta M_{\text{HF}}(2S) = (24.3_{-4.5}^{+4.0}) \text{ MeV}/c^2,$$

и отношение расщеплений: $0.420_{-0.079}^{+0.071}$. Измерены вероятности радиационных переходов:

$$\mathcal{B}[h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (49.2 \pm 5.7_{-3.3}^{+5.6})\%,$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma] = (22.3 \pm 3.8_{-3.3}^{+3.1})\%,$$

$$\mathcal{B}[h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma] = (47.5 \pm 10.5_{-7.7}^{+6.8})\%.$$

3. Выполнен поиск состояний боттомония в эксклюзивно восстановленных радиационных распадах $\Upsilon(2S)$ резонанса. Показана ложность сигнала распада $\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$, полученного группой К. Сета.
4. Впервые обнаружены заряженные боттомониеподобные состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$. Измерены их массы, ширины, относительные амплитуды и фазы в каналах $h_b(1P)\pi^+\pi^-$ и $h_b(2P)\pi^+\pi^-$.

| Конечное состояние | $h_b(1P)\pi^+\pi^-$ | $h_b(2P)\pi^+\pi^-$ |
|-------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|
| $M_{Z_b(10610)}$, MeV/ c^2 | $10605 \pm 2_{-1}^{+3}$ | 10599_{-3-4}^{+6+5} |
| $\Gamma_{Z_b(10610)}$, MeV | $11.4_{-3.9-1.2}^{+4.5+2.1}$ | 13_{-8-7}^{+10+9} |
| $M_{Z_b(10650)}$, MeV/ c^2 | $10654 \pm 3_{-2}^{+1}$ | 10651_{-3-2}^{+2+3} |
| $\Gamma_{Z_b(10650)}$, MeV | $20.9_{-4.7-5.7}^{+5.4+2.1}$ | $19 \pm 7_{-7}^{+11}$ |
| Относительная нормировка | $1.39 \pm 0.37_{-0.15}^{+0.05}$ | $1.6_{-0.4-0.6}^{+0.6+0.4}$ |
| Относительная фаза, градусы | 187_{-57-12}^{+44+3} | $181_{-105-109}^{+65+74}$ |

Продемонстрировано отсутствие нерезонансного вклада в распадах $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$.

5. В предположении, что состояния $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ имеют молекулярную структуру $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ соответственно, объяснены все их основные свойства, а также продемонстрирован механизм нарушения спиновой симметрии тяжелых кварков в распадах $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(nP)\pi^+\pi^-$.

6. Выполнен Далиц-анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$. Обнаружены заряженные чармониеподобные состояния $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$, измерены их массы, ширины и произведения вероятностей распадов:

$$\begin{aligned}
M_{Z(4050)} &= (4051 \pm 14_{-41}^{+20}) \text{ MeV}/c^2, & M_{Z(4250)} &= (4248_{-29-35}^{+44+180}) \text{ MeV}/c^2, \\
\Gamma_{Z(4050)} &= (82_{-17-22}^{+21+47}) \text{ MeV}, & \Gamma_{Z(4250)} &= (177_{-39-61}^{+54+316}) \text{ MeV}, \\
\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z(4050)^+) \times \mathcal{B}(Z(4050)^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+) &= (3.0_{-0.8-1.6}^{+1.5+3.7}) \times 10^{-5}, \\
\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z(4250)^+) \times \mathcal{B}(Z(4250)^+ \rightarrow \chi_{c1}\pi^+) &= (4.0_{-0.9-0.5}^{+2.3+19.7}) \times 10^{-5}.
\end{aligned}$$

7. Выполнен Далиц-анализ распада $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$. Подтверждено заряженное состояние $Z(4430)^+$, в частности, показано, что соответствующая структура не является результатом интерференции $K\pi$ резонансов. Впервые измерена масса, ширина и произведение вероятностей распада для состояния $Z(4430)^+$ в амплитудном анализе:

$$\begin{aligned}
M &= (4443_{-12-13}^{+15+19}) \text{ MeV}/c^2, \\
\Gamma &= (107_{-43-56}^{+86+74}) \text{ MeV}, \\
\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- Z(4430)^+) \times \mathcal{B}(Z(4430)^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) &= (3.2_{-0.9-1.6}^{+1.8+5.3}) \times 10^{-5}.
\end{aligned}$$

В заключение, я хотел бы выразить глубокую признательность своему научному руководителю Михаилу Владимировичу Данилову за постоянное внимание и поддержку, советы и обсуждения, создание условий для плодотворной научной работы и поддержание дружеской творческой атмосферы, уроки отношения к научной работе и к жизни.

Я хотел бы высказать слова благодарности Александру Евгеньевичу Бондарю за постоянный интерес к моей работе, захватывающие обсуждения и поддержку.

Я благодарен Паше Пахлову за квалифицированные обсуждения и дружескую поддержку.

Мне очень приятно работать с Русланом Чистовым, всегда поражает широта его научных интересов. Совместное изучение распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^+K^-$ стало для меня входным билетом в мир кваркония.

Я благодарен за помощь и неоценимую поддержку Гале Пахловой, Володе Русинову, Игорю Николаевичу Тихомирову, Фариду Хасанову, Семену Исаковичу Эйдельману.

Я многому научился у Кирилла Чиликина, хотя научному руководителю лучше было в этом не признаваться.

Я многим обязан и искренне благодарен своим коллегам по Belle Тагиру Аушеву, Тимофею Углову, Дмитрию Ливенцеву, Алексею Друцкому, Елене Соловьевой, Евгению Ильичу Тарковскому, Александру Валентиновичу Арефьеву, Павлу Кроковному, Алексею Гармашу, Денису Епифанову, Николаю Габышеву, Виктору Жиличу.

Я хотел бы поблагодарить Юрия Антоновича Симонова, Юлию Сергеевну Калашникову, Михаила Борисовича Волошина, Аллу Михайловну Бадалян, Алексея Владимировича Нефедьева, Виктора Александровича Новикова, Александра Ильича Мильштейна за обсуждения теоретических вопросов и за их заразительный интерес к физике элементарных частиц.

Я благодарен за полезные замечания к работам многим участникам коллаборации Belle, в особенности Steve Olsen, Yoshide Sakai, Karim Trabelsi.

Я не представляю себя физиком без общения с коллегами по предыдущему эксперименту, я благодарен Юрию Михайловичу Зайцеву, Ивану Михайловичу Беляеву, Сергею Владимировичу Семенову, Виктору Юрьевичу Егорычеву, Диме Голубкову, Виталию Эйгесу, Сергею Барсуку, Роману Кагану, Владимиру Аушеву, Дмитрию Озерову.

Автор бесконечно обязан своей семье: родителям, жене и четырем детям, без их поддержки и вдохновения эта работа была бы невозможной.

Литература

- [1] J. J. Aubert *et al.* [E598 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
- [2] J. E. Augustin *et al.* [SLAC-SP-017 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
- [3] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970).
- [4] G. S. Abrams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1453 (1974).
- [5] P. A. Rapidis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 526 (1977) [Erratum-ibid. **39**, 974 (1977)].
- [6] R. Brandelik *et al.* [DASP Collaboration], Phys. Lett. B **76**, 361 (1978).
- [7] J. Siegrist *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36**, 700 (1976).
- [8] G. J. Feldman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 821 (1975) [Erratum-ibid. **35**, 1184 (1975)].
- [9] W. Braunschweig *et al.* [DASP Collaboration], Phys. Lett. B **57**, 407 (1975).
- [10] R. Partridge *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1150 (1980).
- [11] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- [12] W. R. Innes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977) [Erratum-ibid. **39**, 1640 (1977)].
- [13] S. K. Choi *et al.* [BELLE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89**, 102001 (2002) [Erratum-ibid. **89**, 129901 (2002)].
- [14] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89**, 142001 (2002).
- [15] J. L. Rosner *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 102003 (2005).
- [16] V. Bhardwaj *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **111**, no. 3, 032001 (2013).

- [17] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 071801 (2008) [Erratum-
ibid. **102**, 029901 (2009)].
- [18] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 161801 (2009).
- [19] R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109**, 232002 (2012).
- [20] I. Adachi *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 032001 (2012).
- [21] G. Bonvicini *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **70**, 032001 (2004).
- [22] P. Krokovny, talk given at Les Rencontres de Physique de la Valle'e d'Aoste (La Thuile
2012) 26 February - 3 March, 2012, La Thuile, Italy.
- [23] U. Tamponi, talk given at XXII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering
and Related Subjects (DIS 2014), 28 April - 2 May, 2014, Warsaw, Poland.
- [24] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 152001 (2012).
- [25] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 031103 (2012).
- [26] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], arXiv:1407.7734 [hep-ex].
- [27] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], arXiv:1409.1408 [hep-ex].
- [28] V. A. Novikov *et. al.*, *Phys. Rep.* **41C**, 1 (1978).
- [29] N. Brambilla *et al.* [Quarkonium Working Group], arXiv:hep-ph/0412158.
- [30] N. Brambilla,.. R. Mizuk *et al.*, Eur. Phys. J. C **74**, no. 10, 2981 (2014).
- [31] E. Eichten, S. Godfrey, H. Mahlke and J. L. Rosner, arXiv:hep-ph/0701208.
- [32] Y. Kiyo, talk given at Belle-II Theory Interface Platform (B2TiP) Meeting, 16-17 June
2014, KEK.
- [33] G. S. Bali, *Phys. Rep.* **343**, 1 (2001).
- [34] M. B. Voloshin, *Nucl. Phys.* B**154**, 365 (1979).
- [35] M. B. Voloshin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 143 (1982) [*Yad. Fiz.* **36**, 247 (1982)].

- [36] H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **B98**, 447 (1981).
- [37] А. А. Быков, И. М. Дремин, А. В. Леонидов, *УФН* **143**, 3 (1984).
- [38] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.***36**, 500 (1976); K. D. Lane and E. Eichten, *Phys. Rev. Lett.***37**, 477 (1976) [Erratum-*ibid.* **37**, 1105 (1976)]. E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. M. Yan, *Phys. Rev. D***17**, 3090 (1978) [Erratum-*ibid.* **D 21**, 313 (1980)]; E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. M. Yan, *Phys. Rev. D***21**, 203 (1980).
- [39] J. L. Richardson, *Phys. Lett.* **B82**, 272 (1979).
- [40] W. Buchmuller and S. H. H. Tye, *Phys. Rev. D***24**, 132 (1981).
- [41] E. J. Eichten, K. Lane, and C. Quigg, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 162002 (2002); *Phys. Rev. D* **69**, 094019 (2004).
- [42] E. J. Eichten, K. Lane, and C. Quigg, *Phys. Rev. D* **73**, 014014 (2006) [Erratum *ibid.* 079903 (2006)].
- [43] J. Pumplin, W. Repko and A. Sato, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1538 (1975).
- [44] H. J. Schnitzer, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1540 (1975).
- [45] D. Ebert, R. N. Faustov and V. O. Galkin, *Phys. Rev. D***67**, 014027 (2003).
- [46] V.B. Berestetskii, E.M. Lifshits and L.P. Pitaevskii, *Quantum Electrodynamics*, Pergamon 1982.
- [47] M. B. Voloshin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **35**, 592 (1982) [*Yad. Fiz.* **35**, 1016 (1982)].
- [48] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Phys. Rev. D* **86**, 010001 (2012).
- [49] S. Godfrey and N. Isgur, *Phys. Rev. D***32**, 189 (1985).
- [50] L. P. Fulcher, *Phys. Rev. D***44**, 2079 (1991).
- [51] J. Zeng, J. W. Van Orden and W. Roberts, *Phys. Rev. D* **52**, 5229 (1995).
- [52] S. Okubo, *Phys. Lett* **5**, 165 (1963).

- [53] G. Zweig, CERN Reports TH 401 and TH 412 (1964).
- [54] J. Iizuka, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **37**, 21 (1966).
- [55] L. D. Landau, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 207 (1948).
- [56] C. N. Yang, *Phys. Rev.* **77**, 242 (1950).
- [57] A. Pineda and F. J. Yndurain, *Phys. Rev. D* **58**, 094022 (1998) and *Phys. Rev. D* **61**, 077505 (2000).
- [58] J. L. Rosner, *Phys. Rev. D* **64**, 094002 (2001).
- [59] J. L. Rosner, *Annals Phys.* **319**, 1 (2005).
- [60] R. Barbieri, R. Gatto and R. Kögerler, *Phys. Lett. B* **60**, 183 (1976).
- [61] T. Appelquist and H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 43 (1975).
- [62] P. B. Mackenzie and G. P. Lepage, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1244 (1981).
- [63] M. B. Voloshin, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **61**, 455 (2008).
- [64] R. Barbieri, R. Gatto and E. Remiddi, *Phys. Lett. B* **61**, 465 (1976).
- [65] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, *Phys. Rev. D* **51**, 1125 (1995) [Erratum *ibid.* **D 55**, 5853 (1997)].
- [66] M. B. Voloshin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **40**, 662 (1984) [*Yad. Fiz.* **40**, 1039 (1984)].
- [67] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 598 (1978).
- [68] M. B. Voloshin and V. I. Zakharov, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 688 (1980).
- [69] V. A. Novikov and M. A. Shifman, *Z. Phys. C* **8**, 43 (1981).
- [70] R. J. Crewther, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1421 (1972).
- [71] M. S. Chanowitz and J. Ellis, *Phys. Lett. B* **40**, 397 (1972); *Phys. Rev. D* 2490 (1973).
- [72] D. L. Freedman, I. J. Muzinich and E. J. Weinberg, *Ann. Phys. (N. Y.)* **87**, 95 (1974).

- [73] J. S. Collins, L. Duncan, and S. D. Joglekar, *Phys. Rev. D* **16**, 438 (1977).
- [74] D. J. Gross, S. B. Treiman, and F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **19**, 2188 (1979).
- [75] V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, *Nucl. Phys. B* **165**, 55 (1980).
- [76] M. B. Voloshin, *Phys. Lett. B* **562**, 68 (2003).
- [77] M. B. Voloshin, *Phys. Rev. D* **74**, 054022 (2006)
- [78] S. K. Choi *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **91**, 262001 (2003).
- [79] G. T. Bodwin, E. Braaten, E. Eichten, S. L. Olsen, T. K. Pedlar and J. Russ, arXiv:1307.7425.
- [80] C. Patrignani, T. K. Pedlar and J. L. Rosner, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63**, 21 (2013).
- [81] J. L. Rosner, arXiv:1107.1273 [hep-ph].
- [82] N. Brambilla *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **71**, 1534 (2011).
- [83] Г. В. Пахлова, П. Н. Пахлов, С. И. Эйфельман, *УФН* **180**, 225 (2010).
- [84] T. Barnes and S. L. Olsen, *Int. J. Mod. Phys. A* **24S1**, 305 (2009).
- [85] S. Godfrey and S. L. Olsen, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **58**, 51 (2008).
- [86] E. Eichten, S. Godfrey, H. Mahlke and J. L. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1161 (2008).
- [87] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], *JHEP* **1306**, 065 (2013).
- [88] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], *Phys. Rev. D* **88**, 071104 (2013).
- [89] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], hep-ex/0505037.
- [90] P. del Amo Sanchez *et al.* [BaBar Collaboration], *Phys. Rev. D* **82**, 011101 (2010).
- [91] M. B. Voloshin, *Phys. Lett. B* **579**, 316 (2004).
- [92] E. Braaten and M. Kusunoki, *Phys. Rev. D* **69**, 114012 (2004).

- [93] E. Braaten, M. Kusunoki and S. Nussinov, Phys. Rev. Lett. **93**, 162001 (2004).
- [94] E. Braaten, Phys. Rev. D **73**, 011501 (2006).
- [95] M. B. Voloshin, Phys. Lett. B **604**, 69 (2004).
- [96] E. Braaten and M. Kusunoki, Phys. Rev. D **71**, 074005 (2005).
- [97] E. Braaten and M. Kusunoki, Phys. Rev. D **72**, 014012 (2005).
- [98] E. Braaten and M. Kusunoki, Phys. Rev. D **72**, 054022 (2005).
- [99] M. B. Voloshin, Int. J. Mod. Phys. A **21**, 1239 (2006).
- [100] E. Braaten and M. Lu, Phys. Rev. D **74**, 054020 (2006).
- [101] S. Dubynskiy and M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **74**, 094017 (2006).
- [102] S. Fleming, M. Kusunoki, T. Mehen and U. van Kolck, Phys. Rev. D **76**, 034006 (2007).
- [103] M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **76**, 014007 (2007).
- [104] E. Braaten and M. Lu, Phys. Rev. D **76**, 094028 (2007).
- [105] S. Dubynskiy and M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **77**, 014013 (2008).
- [106] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], hep-ex/0505038.
- [107] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 132002 (2007).
- [108] S.-K. Choi *et al.*, Phys. Rev. D **84**, 052004 (2011).
- [109] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 222001 (2013)
- [110] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 132001 (2009).
- [111] V. Bhardwaj *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 091803 (2011).
- [112] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Nucl. Phys. B **886**, 665 (2014).

- [113] F. K. Guo, C. Hanhart, Y. S. Kalashnikova, U.-G. Meißner and A. V. Nefediev, arXiv:1410.6712 [hep-ph].
- [114] G. Gokhroo *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 162002 (2006).
- [115] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **77**, 011102 (2008).
- [116] T. Aushev *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 031103 (2010).
- [117] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:0706.3279 [hep-ex].
- [118] P. Pakhlov *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 202001 (2008).
- [119] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 072002 (2012).
- [120] F. K. Guo and U. G. Meißner, Phys. Rev. D **86**, 091501 (2012).
- [121] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **734**, 261 (2014).
- [122] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **89**, no. 1, 012004 (2014).
- [123] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], arXiv:1101.6058 [hep-ex].
- [124] J. Brodzicka, Conf. Proc. C **0908171**, 299 (2009).
- [125] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Rev. D **85**, 091103 (2012).
- [126] C. P. Shen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 112004 (2010).
- [127] Z. Q. Liu *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 252002 (2013).
- [128] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 051102 (2012).
- [129] X. H. Mo, G. Li, C. Z. Yuan, K. L. He, H. M. Hu, J. H. Hu, P. Wang and Z. Y. Wang, Phys. Lett. B **640**, 182 (2006).
- [130] X. L. Wang *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **87**, no. 5, 051101 (2013).
- [131] K. F. Chen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 112001 (2008).
- [132] Y. A. Simonov, JETP Lett. **87**, 121 (2008).

- [133] C. Meng and K. T. Chao, Phys. Rev. D **77**, 074003 (2008).
- [134] A. Abashian *et al.* [Belle Collaboration], Nucl. Instr. Meth. **A 479**, 117 (2002).
- [135] S. Kurokawa and E. Kikutani, Nucl. Instr. Meth. **A 499**, 1 (2003).
- [136] G. Alimonti *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A453**, 71 (2000).
- [137] Y. Ushiroda (Belle SVD2 Group), Nucl. Instr. Meth. **A 511**, 6 (2003).
- [138] H. Hirano *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A455**, 294 (2000).
- [139] T. Sumiyoshi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A433**, 385 (1999).
- [140] I. Adachi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A355**, 390 (1995).
- [141] S.K. Sahu *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A382**, 441 (1996).
- [142] H. Kichimi *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A453**:315-320, October 2000]
- [143] H. Sagawa, Nucl. Instrum. Meth. **A453**, 259 (2000).
- [144] K. Abe *et al.*, KEK progress report **96-1** 1996.
- [145] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A449**, 112 (2000).
- [146] См. например Н.П. Бусленко и др., “Метод статистических испытаний (метод Монте Карло)”, Москва, 1962.
- [147] R. Brun *et al.*, **CERN-DD-78-2-REV**.
- [148] T. K. Pedlar *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 041803 (2011).
- [149] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005).
- [150] K.-F. Chen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 091106 (2010).
- [151] G.C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [152] E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985) [Yad. Fiz. **41**, 733 (1985)]; M. Benayoun, S. I. Eidelman, V. N. Ivanchenko and Z. K. Silagadze, Mod. Phys. Lett. A **14**, 2605 (1999).

- [153] J. E. Gaiser, Ph. D. thesis, SLAC-R-255 (1982) (unpublished); T. Skwarnicki, Ph.D. thesis, DESY F31-86-02 (1986) (unpublished).
- [154] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], Phys. Lett. B **241** (1990) 278.
- [155] A. Bondar *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012).
- [156] A. Garmash *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:1403.0992 [hep-ex].
- [157] S. Titard and F. J. Yndurain, Phys. Rev. D **49**, 6007 (1994).
- [158] S. Titard and F. J. Yndurain, Phys. Rev. D **51**, 6348 (1995)
- [159] S. Titard and F. J. Yndurain, Phys. Lett. B **351**, 541 (1995).
- [160] N. Brambilla and A. Vairo, Phys. Rev. D **71**, 034020 (2005).
- [161] A. Vairo, Int. J. Mod. Phys. A **22**, 5481 (2007) [Conf. Proc. C **060726**, 71 (2006)].
- [162] Y. Koma and M. Koma, Nucl. Phys. B **769**, 79 (2007).
- [163] S. Godfrey and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **66**, 014012 (2002).
- [164] I. Adachi *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:1105.4583.
- [165] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 011104 (2011).
- [166] X. H. He *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:1408.0504 [hep-ex].
- [167] D. Santel, talk given at Lake Louise Winter Institute (LLWI 2014), 16 - 22 February, 2014, Lake Louise, Canada.
- [168] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 091101 (2011).
- [169] G. Bonvicini *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 031104 (2010).
- [170] B. A. Kniehl, A. A. Penin, A. Pineda, V. A. Smirnov and M. Steinhauser, Phys. Rev. Lett. **92**, 242001 (2004) [Erratum-ibid. **104**, 199901 (2010)].
- [171] S. Meinel, Phys. Rev. D **82**, 114502 (2010).

- [172] S.S. Wilks, *Ann. Math. Statist.* **9**, 60 (1938). DOI:10.1214/aoms/1177732360.
- [173] G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Phys. Rev. D* **57**, 3873 (1998).
- [174] W. Kwong *et al.*, *Phys. Rev. D* **37**, 3210 (1988) (and references therein); R. Barbieri *et al.*, *Nucl. Phys. B* **154**, 535 (1979).
- [175] E. Gross and O. Vittels, *Eur. Phys. J. C* **70**, 525 (2010).
- [176] R. Van Royen and V. F. Weisskopf, *Nuovo Cim. A* **50**, 617 (1967) [Erratum-ibid. A **51**, 583 (1967)]; T. Appelquist, R. M. Barnett and K. D. Lane, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **28**, 387 (1978).
- [177] N. Brambilla, P. Roig and A. Vairo, *AIP Conf. Proc.* **1343**, 418 (2011).
- [178] T. J. Burns, *Phys. Rev. D* **87**, no. 3, 034022 (2013).
- [179] R. J. Dowdall, C. T. H. Davies, T. Hammant and R. R. Horgan, arXiv:1309.5797 [hep-lat].
- [180] W. Kwong, P. B. Mackenzie, R. Rosenfeld and J. L. Rosner, *Phys. Rev. D* **37**, 3210 (1988).
- [181] C. S. Kim, T. Lee and G. L. Wang, *Phys. Lett. B* **606**, 323 (2005).
- [182] J. P. Lansberg and T. N. Pham, *Phys. Rev. D* **75**, 017501 (2007).
- [183] S. Dobbs, Z. Metreveli, K. K. Seth, A. Tomaradze and T. Xiao, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 082001 (2012).
- [184] S. Sandilya *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **111**, no. 11, 112001 (2013).
- [185] X. L. Wang *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. D* **84**, 071107(R) (2011).
- [186] D. J. Lange, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **462**, 152 (2001).
- [187] M. Jacob and G. C. Wick, *Ann. Phys. (N.Y.)* **7**, 404 (1959); *Ann. Phys. (N.Y.)* **281**, 774 (2000).

- [188] E. Barberio and Z. Was, *Comput. Phys. Commun.* **79**, 291 (1994); P. Golonka and Z. Was, *Eur. Phys. J. C* **45**, 97 (2006); **50**, 53 (2007).
- [189] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *Comput. Phys. Commun.* **178**, 852 (2008).
- [190] K.-F. Chen *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. D* **72**, 012004 (2005).
- [191] J. Blatt and V. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, p.361, New York: John Wiley & Sons (1952).
- [192] K. Zhu, X. H. Mo, C. Z. Yuan and P. Wang, *Int. J. Mod. Phys. A* **26**, 4511 (2011).
- [193] S.M. Flatté, *Phys. Lett. B* **63**, 224 (1976).
- [194] A.Garmash *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **96**, 251803 (2006).
- [195] A. E. Bondar, A. Garmash, A. I. Milstein, R. Mizuk and M. B. Voloshin, *Phys. Rev. D* **84**, 054010 (2011).
- [196] M. B. Voloshin and L. B. Okun, *JETP Lett.* **23**, 333 (1976) [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **23**, 369 (1976)].
- [197] L. S. Brown and R. N. Cahn, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1 (1975).
- [198] M. B. Voloshin, *JETP Lett.* **21**, 347 (1975) [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **21**, 733 (1975)].
- [199] M. B. Voloshin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **43**, 1011 (1986) [*Yad. Fiz.* **43**, 1571 (1986)].
- [200] I. Adachi *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:1209.6450 [hep-ex].
- [201] P. Krokovny *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. D* **88**, no. 5, 052016 (2013).
- [202] D. Y. Chen and X. Liu, *Phys. Rev. D* **84**, 094003 (2011).
- [203] D. Y. Chen, X. Liu and T. Matsuki, *Chin. Phys. C* **38**, 053102 (2014).
- [204] I. V. Danilkin, V. D. Orlovsky and Y. A. Simonov, *Phys. Rev. D* **85**, 034012 (2012).
- [205] S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui, K. Sudoh and A. Hosaka, *Phys. Rev. D* **86**, 014004 (2012).

- [206] A. Ali, C. Hambroek and W. Wang, Phys. Rev. D **85**, 054011 (2012).
- [207] R. Mizuk *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 072004 (2008).
- [208] S. K. Choi *et al.* [BELLE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 142001.
- [209] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [210] S. Kopp *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **63**, 092001 (2001).
- [211] K. Chilikin *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **88**, 074026 (2013).
- [212] K. Chilikin *et al.* [Belle Collaboration], arXiv:1408.6457 [hep-ex].
- [213] D. Aston *et al.* [LASS Collaboration], Nucl. Phys. B **296**, 493 (1988).
- [214] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 072003 (2005) [Erratum-
ibid. D **74**, 099903 (2006)].
- [215] В распаде $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ присутствуют две амплитуды спиральности, $H_{1,1}^{\chi_{c1}}$ и $H_{0,1}^{\chi_{c1}}$, где первый и второй индексы соответствуют спиральностям J/ψ и γ . Как экспериментальные результаты, так и теоретические вычисления показывают, что квадрупольный вклад в распаде $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ мал, и поэтому $|H_{1,1}^{\chi_{c1}}| \simeq |H_{0,1}^{\chi_{c1}}|$.
C. Baglin *et al.* (R704 Collaboration), Phys. Lett. B **195**, 85 (1987);
K. J. Sebastian, H. Grotch and F. L. Ridener, Phys. Rev. D **45**, 3163 (1992).
- [216] N. Soni *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **634**, 155 (2006).
- [217] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 031102 (2007).
- [218] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), arXiv:0811.0564 [hep-ex].
- [219] S. Dubynskiy and M. B. Voloshin, Phys. Lett. B **666**, 344 (2008).
- [220] D. Ebert, R. N. Faustov and V. O. Galkin, Eur. Phys. J. C **58**, 399 (2008).
- [221] X. Liu, Z. G. Luo, Y. R. Liu and S. L. Zhu, Eur. Phys. J. C **61**, 411 (2009).
- [222] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **85**, 052003 (2012).

- [223] R. Mizuk *et al.* [BELLE Collaboration], Phys. Rev. D **80**, 031104 (2009).
- [224] Распределение по θ_B имеет форму $\sin^2\theta_B$ для $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ и является плоским для фона из континуума.
- [225] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett.**B667**, 1 (2008).
- [226] J.Z. Bai *et al.* (BES Collaboration), Phys. Rev. D **62**, 032002 (2000).
- [227] S. J. Richichi *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **63**, 031103 (2001).
- [228] E. S. Swanson, arXiv:1409.3291 [hep-ph].
- [229] P. Pakhlov and T. Uglov, arXiv:1408.5295 [hep-ph].
- [230] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. D **89**, 114010 (2014).
- [231] T. Barnes, F. E. Close and E. S. Swanson, arXiv:1409.6651 [hep-ph].
- [232] P. del Amo Sanchez *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 111102 (2010).
- [233] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **77**, 111101 (2008).
- [234] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 152001 (2009).
- [235] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93**, 162002 (2004)
- [236] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Eur. Phys. J. C **72**, 1972 (2012)
- [237] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, no. 2, 022001 (2014).
- [238] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 252001 (2013).
- [239] T. Xiao, S. Dobbs, A. Tomaradze and K. K. Seth, Phys. Lett. B **727**, 366 (2013).
- [240] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **111**, no. 24, 242001 (2013).
- [241] M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **87**, no. 9, 091501 (2013).
- [242] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, 132001 (2014).
- [243] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 182002 (2005).

- [244] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 082001 (2008).
- [245] S. Uehara *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 092001 (2010).
- [246] S. Uehara *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 082003 (2006).
- [247] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 092003 (2010).
- [248] C. Z. Yuan *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 182004 (2007).
- [249] T. E. Coan *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 162003 (2006).
- [250] Q. He *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **74**, 091104 (2006).
- [251] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, 092001 (2014).
- [252] X. L. Wang *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 142002 (2007).
- [253] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **89**, 111103 (2014).
- [254] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, 222002 (2014).
- [255] G. Pakhlova *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 172001 (2008).
- [256] Р. В. Мизюк, Г. В. Пахлова, П. Н. Пахлов, Р. Н. Чистов, “*Физика чармония в эксперименте Belle*,” Яд. Физ. 73, 669 (2010).
- [257] Р. В. Мизюк, “*Спин-синглетные состояния боттомония и адронные переходы из $\Upsilon(5S)$ -резонанса в эксперименте Belle*,” Яд. Физ. 76, Доп. номер (2013).
- [258] A. Bondar and R. Mizuk, “*Status and new results on the Z_b resonances*,” PoS ConfinementX, 156 (2012) [arXiv:1303.0101 [hep-ex]].
- [259] R. Mizuk, “*Recent Belle results in quarkonium physics*,” PoS ConfinementX, 154 (2012) [arXiv:1303.0096 [hep-ex]].
- [260] R. Mizuk, “*Spectroscopy update*,” PoS ICHEP2012, 017 (2013).