

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Экзотический чармоний*

Г.В. Пахлова, П.Н. Пахлов, С.И. Эйдельман

Обзор посвящён наиболее значимым экспериментальным результатам в области спектроскопии, рождения и распадов чармония и чармониеподобных состояний. Благодаря многочисленным сюрпризам физика чармония в последние годы привлекает особое внимание экспериментаторов и теоретиков. Свойства многих открытых состояний не согласуются с ожиданиями, и теория скорее готова признать существование экзотических систем, отличных от привычных связанных cc -состояний, в спектре чармониеподобных частиц, чем объяснить их необычные свойства.

PACS numbers: 12.38.Qk, 13.66.Bc, 14.40.Pq, 14.40.Rt

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201003a.0225

Содержание

1. Введение (225).
2. Теоретические модели чармония (226).
 - 2.1. Чармоний в кварковой модели. 2.2. О способности теории не только объяснять, но и предсказывать. 2.3. Потенциальные модели. 2.4. Пороговые эффекты. 2.5. Численные предсказания и сравнение их с результатами экспериментов. 2.6. Спектроскопия чармония на решётках. 2.7. Модели экзотических состояний.
3. Рождение чармония на В-фабриках (231).
 - 3.1. Чармоний в распадах В-мезонов. 3.2. Рождение чармония в e^+e^- -аннигиляции с испусканием фотона в начальном состоянии. 3.3. Двухфотонное рождение чармония. 3.4. Парное рождение чармония.
4. Новые традиционные состояния чармония (232).
 - 4.1. Радиальное возбуждение $\eta_c(2S)$. 4.2. Синглетное орбитальное возбуждение. 4.3. Радиальное возбуждение $\chi_{c2}(2P)$.
5. Чармониеподобное состояние $X(3872)$ (234).
 - 5.1. Открытие $X(3872)$. 5.2. $X(3872)$ в других экспериментах. 5.3. Измерение квантовых чисел. 5.4. Распады в очарованные мезоны. 5.5. Интерпретации и их проверки.
6. Состояние $Y(3940)$ (238).
7. Чармониеподобные состояния, рождающиеся совместно с J/ψ (239).
8. Чармониеподобные состояния в e^+e^- -аннигиляции (240).
9. Сечения e^+e^- -аннигиляции в очарованные адроны (242).
10. Новое о старом: $\psi(3770)$ (244).
11. Заряженные и странные чармониеподобные состояния (245).
 - 11.1. Заряженное состояние $Z^+(4430)$. 11.2. Состояния Z_1^+ и Z_2^+ . 11.3. Состояние со скрытой странностью $Y(4140)$.

12. Заключение (247).

Список литературы (247).

1. Введение

Обнаружение J/ψ -мезона [1, 2] в 1974 г. явилось экспериментальным подтверждением существования s -кварка, введённого теоретически в 1970 г. для объяснения сокращения петлевых диаграмм в распадах K^0 -мезона (так называемый механизм Глэшоу, Иллиопулоса, Майани (GIM) [3]). Однако не стоит думать, что это открытие было ожидаемым. Напротив, экспериментаторы групп С. Тинга и Б. Рихтера долго не могли поверить в собственную удачу, а догадка о том, что найденное новое узкое состояние содержит новый кварк, пришла только после некоторого размышления. Состоящая из относительно тяжёлого очарованного s -кварка и антикварка \bar{c} (масса s -кварка $m_c \sim 1,3 \text{ ГэВ}/c^2$) частица J/ψ стала родоначальницей целого семейства связанных состояний со скрытым очарованием — семейства чармония. Своё название чармоний получил не только благодаря формальному сходству с позитронием — как связанное состояние фермион-антифермионной пары, но и из-за схожей спектроскопии и динамики распадов. Например, парапозитроний распадается на два фотона (его чармониевый аналог η_c — на два глюона), а ортопозитроний — на три фотона ("орточармоний", J/ψ , распадается на три глюона).

Похожее семейство из более тяжёлых b -кварка и \bar{b} -антикварка, которое было открыто тремя годами позднее [4], именуется боттомонием. Обобщающее название чармония и боттомония, дополненных смешанными V_c^+ -мезонами ($b\bar{c}$), — кварконий. А вот пара из t -кварка и \bar{t} -антикварка уже не образует связанного состояния, для которого, ожидая его открытия, успели придумать красивое название — топоний. Поскольку масса t -кварка, обнаруженного в 1995 г. в экспериментах CDF и D0

Г.В. Пахлова, П.Н. Пахлов. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", ул. Б. Черемушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 123-80-93. Факс (499) 127-08-33
E-mail: galya@itep.ru, pakhlov@itep.ru
С.И. Эйдельман. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
Тел. (383) 329-43-76. E-mail: s.i.eidelman@inp.nsk.ru

Статья поступила 7 сентября 2009 г.

* Статья представляет собой расширенную версию доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук РАН 14 декабря 2009 г. (Примеч. ред.)

[5, 6], оказалась весьма велика¹, тяжёлый t-кварк распадается, не успевая образовать связанного состояния адрона.

Аналогично позитронию, полвека назад послужившему лабораторией для проверки квантовой электродинамики, чармоний предоставляет уникальную возможность исследовать свойства сильного взаимодействия. Квантовая электродинамика, построенная на калибровочной группе $U(1)$, позволяет вычислять все наблюдаемые электродинамические величины в рамках теории возмущений. Теория сильного взаимодействия (квантовая хромодинамика, КХД) базируется на цветовой локальной калибровочной группе $SU(3)$ полей Янга–Миллса. Теория возмущений в КХД применима лишь для узкого круга задач, а большинство явлений КХД (конфайнмент и спектр адронов) связано со сложной структурой вакуума (в котором флуктуации глюонного поля не описываются в рамках теории возмущений) и с другими непертурбативными эффектами. До сих пор не существует математического аппарата для детальных расчётов в рамках фундаментальной теории сильного взаимодействия. Благодаря большой массе обоих кварков, входящих в кварконий, теоретическое описание пертурбативных эффектов на малых расстояниях более надёжно для кваркония, чем для адронов, содержащих лёгкий кварк. Поскольку состояния кваркония также определяются взаимодействием на больших расстояниях, с открытием кваркония теория получила в своё распоряжение новый интересный объект для проверок непертурбативных моделей.

В течение пяти лет после открытия J/ψ были обнаружены десять состояний чармония, причём первое радиальное возбуждение, $\psi(2S)$, было найдено всего двумя неделями позднее. Перечислим все состояния чармония, открытые до 1980 г.: η_c , J/ψ , χ_{c0} , χ_{c1} , χ_{c2} , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$. Более половины из них рождаются непосредственно в e^+e^- -аннигиляции (имеющие в названии букву " ψ "), остальные открыты в радиационных распадах J/ψ или $\psi(2S)$. В период с 1980 г. по 2002 г. не было найдено ни одного нового состояния чармония, однако распады десяти известных были тщательно изучены, а развитие теории позволило с неплохой точностью описывать массы, ширины и переходы между известными состояниями чармония, а также их адронные, двухфотонные и лептонные распады. На страницах *УФН* конца 1970-х – середины 1980-х годов можно найти теоретические и экспериментальные обзоры, посвящённые физике кваркония [8–10].

Новая эра физики чармония началась в 2002 г. За последние семь лет обнаружено более десяти новых состояний, содержащих $c\bar{c}$ -пару. Эти открытия стали возможны в основном благодаря огромной интегральной светимости, набранной в экспериментах BaBar и Belle на В-фабриках — асимметричных e^+e^- -коллайдерах, работающих при энергии в системе центра масс пучков, близкой к 10 ГэВ. Использование различных механизмов рождения чармония позволило превратить эти установки, созданные для исследования CP-нарушения в В-мезонах, в мощные *фабрики чармония*. Важную информацию о новых состояниях чармония удалось

получить и в экспериментах, работающих при энергии e^+e^- -аннигиляции в области порога открытого чарма² (CLEOс и BES), а также в экспериментах на $p\bar{p}$ -коллайдере Tevatron (CDF и D0). Однако именно В-фабрики внесли по-настоящему революционные перемены в эту казавшуюся давно понятой область физики. Сегодня, когда коллаборация BaBar завершила набор данных, а коллаборация Belle закончит его в ближайшее время, можно подвести предварительные итоги этих открытий.

Лишь три из недавно найденных состояний: h_c , $\eta_c(2S)$ и $\chi_{c2}(2P)$, идентифицированы как вероятные кандидаты в возбуждения чармония. Для остальных, с массами выше порога открытого чарма, ввели термин "чармониеподобное" состояние, говорящий об обязательном присутствии $c\bar{c}$ -пары, однако подчёркивающий, что их свойства плохо согласуются с ожидаемыми в модели чармония. В распадах В-мезонов были найдены состояния $X(3872)$, $Y(3940)$, $X(4140)$, $Z^+(4430)$ и $Z_{1,2}^+$. В процессе парного рождения в e^+e^- -аннигиляции обнаружены частицы $X(3940)$ и $X(4160)$. Новые состояния с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{- -}$, $Y(4260)$, $Y(4360)$ и $Y(4660)$, рождаются в e^+e^- -аннигиляции и распадаются на чармоний и пару пионов. Открытие последнего семейства заставило по-новому взглянуть на инклюзивное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны вблизи порога рождения открытого чарма, давно измеренное и, казалось, уже объяснённое. Для понимания природы структур в этом сечении (ψ -состояний) и природы нового семейства Y возникла необходимость изучения эксклюзивных сечений рождения пар очарованных адронов. Такие измерения появились совсем недавно, и их интерпретация далеко не тривиальна.

Попытки теоретического объяснения новых состояний разнообразны. В наиболее консервативных предлагается пересмотреть влияние открывающихся порогов рождения различных пар очарованных адронов на параметры состояний чармония, предсказанных потенциальными моделями. Однако большинство теоретиков признаёт, что необычные свойства новых чармониеподобных состояний трудно объяснить, не допуская существования экзотических систем (отличных от привычных связанных состояний тяжёлых $c\bar{c}$ -кварков). Среди них — молекулярные, тетракварковые или гибридные состояния. Сегодня ни одна из предложенных традиционных или экзотических моделей не в состоянии объяснить всё многообразие свойств новых состояний одновременно.

2. Теоретические модели чармония

2.1. Чармоний в кварковой модели

Стандартная кварковая модель позволяет качественно описать структуру состояний чармония, исходя из простейших представлений о нём, как о связанном состоянии валентных кварков (в данном случае c и \bar{c}). Принято использовать спектроскопическое обозначение уровней чармония $n^{2s+1}l_J$, где n — радиальное квантовое число, l — орбитальный момент между кварками (его обозначают как S, P, D и т.д.), $s = 0, 1$ — суммарный спин кварков и J — спин чармония ($|l - s| \leq J \leq l + s$). Сле-

¹ Большая масса t-кварка была предсказана в рамках Стандартной модели ещё в 1987 г. после обнаружения коллаборацией ARGUS неожиданно большой величины смешивания $V_d^0 - V_d^0$ -мезонов [7].

² То есть порога рождения пары очарованных мезонов, содержащих с-кварк и лёгкий антикварк.

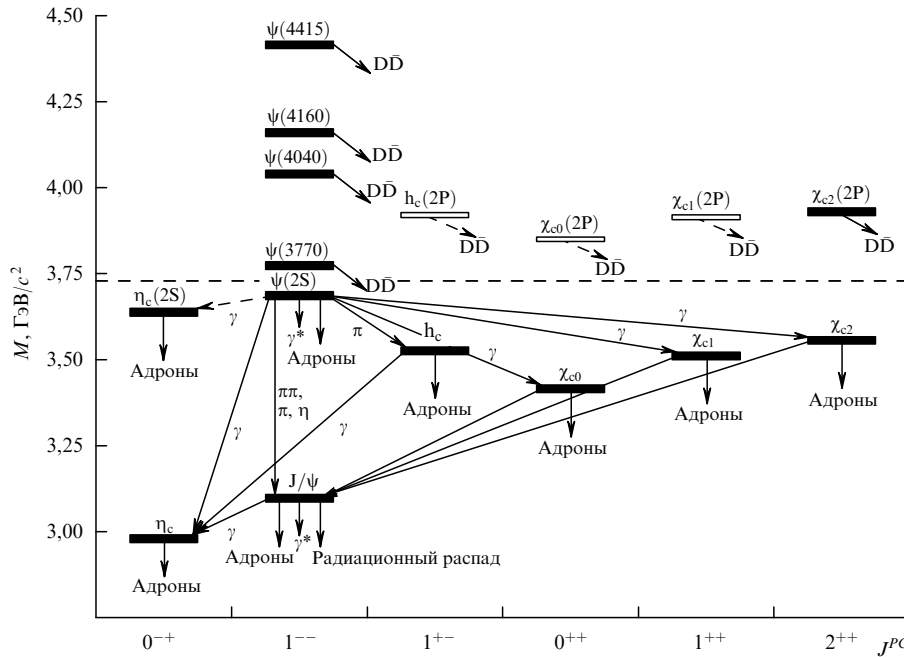


Рис. 1. Спектр состояний чармония, схема переходов между различными уровнями и каналы распада. Чёрные полосы соответствуют найденным состояниям, белые — предсказанным. Сплошные линии со стрелками показывают обнаруженные переходы и распады, пунктирные линии — ожидаемые.

дует, правда, помнить, что из четырёх вышеперечисленных квантовых чисел только спин состояния можно измерить. Остальные просто приписывают, исходя из измеренных пространственной (P) и зарядовой (C) чётностей, связанных с l и s соотношениями

$$P = (-1)^{l+1}, \quad C = (-1)^{l+s}. \quad (1)$$

Если спин или чётности определить не удаётся или если они неоднозначно фиксируют l и s , то состояние чармония можно попытаться идентифицировать, полагаясь на предсказания моделей для массы, ширины, каналов распада или механизмов рождения.

Не обращая пока к моделям взаимодействия валентных кварков, рассмотрим самые общие свойства семейства чармония. Хотя последовательность уровней, упорядоченная по массам состояний (1^1S_0 , 1^3S_1 , 1^3P_0 , 1^3P_1 , 1^1P_1 , 1^3P_2 , 2^1S_0 , 2^3S_1 , 1^1D_2 , ...), несколько отличается от таковой для позитрония, в котором наблюдается кулоновское вырождение $2S-1P$ -уровней, в целом картина оказывается схожей. Состояния чармония с массой ниже порога открытого чарма являются относительно узкими (экспериментально измеренные ширины составляют от нескольких сотен кэВ до нескольких десятков МэВ). Распады чармония в лёгкие адроны проходят через аннигиляцию в два или три глюона. Трёхглюонная аннигиляция подавлена настолько сильно, что с ней способна конкурировать электромагнитная. Сильные переходы между состояниями чармония с испусканием одного π^0 -мезона подавлены сохранением изospина, а с испусканием η или двух π -мезонов — фазовым объёмом. Зато наблюдаются радиационные переходы, предоставляющие полезную для теоретических моделей информацию о волновых функциях состояний. Схема уровней известных и ожидаемых состояний чармония и переходов между ними показана на рис. 1.

2.2. О способности теории не только объяснять, но и предсказывать

Интересно, что ещё до развития современных моделей чармония теоретики умели не только рассчитывать его некоторые свойства, но и делать смелые (а главное, правильные) выводы. Напомним довольно давнюю историю. В 1977 г. коллаборация DASP доложила о наблюдении кандидатов в η_c -мезон с массой $2,83 \text{ GeV}/c^2$ и в $\eta_c(2S)$ -мезон с массой $3,45 \text{ GeV}/c^2$ [11]. В 1978 г. М.А. Шифман, А.И. Вайнштейн, М.Б. Волошин и В.И. Захаров показали, исходя из правил сумм КХД, что масса η_c должна составлять $(3,00 \pm 0,02) \text{ MeV}/c^2$ [12]. Отсюда они заключили, что либо экспериментальные результаты ошибочны, либо неверна простейшая модель чармония. В 1979 г. противоречие разрешилось. Коллаборация Crystal Ball, используя существенно большую статистику и имея лучшее разрешение по энергии фотонов, не нашла никаких следов заявленных ранее η_c -кандидатов. Немного позднее в этом эксперименте все-таки нашлись настоящие η_c с массой (торжество теории!) $2,98 \text{ GeV}/c^2$ [13]. Кандидата в $\eta_c(2S)$ постигла та же участь, с той лишь разницей, что его реинкарнация повторялась дважды: в 1981 г. Crystal Ball доложила об обнаружении $\eta_c(2S)$ с массой $3,594 \text{ GeV}/c^2$ [14]. Однако, похоже, и эта находка была ошибочной. В последний раз (и, вероятно, окончательно) $\eta_c(2S)$ был "перезоткрыт" в 2002 г. сотрудничеством Belle в распадах B -мезонов [15] и в процессе парного рождения чармония в e^+e^- -аннигиляции [16]. Его масса оказалась примерно на $40 \text{ MeV}/c^2$ больше измеренной Crystal Ball.

2.3. Потенциальные модели

Для количественного предсказания масс, полных и парциальных ширин состояний чармония приходится использовать феноменологические модели, поскольку вычислить их из первых принципов пока не удаётся.

Несмотря на эмпиричность такого подхода, при описании динамики взаимодействия тяжёлых кварков руководствуются качественными свойствами КХД, а конкретные параметры подгоняют под экспериментальные данные. Наиболее популярным методом расчёта масс и ширины чармония является их вычисление в рамках потенциальных моделей. В этом подходе кварки находятся в потенциале $V(r)$, а волновые функции определяются как решения стационарного нерелятивистского уравнения Шрёдингера. На малых расстояниях потенциал стремится к кулоновскому $V(r) \sim -(4/3)(\alpha_s(r)/r)$, соответствующему одноглюонному обмену в КХД. Слабая зависимость от расстояния константы сильного взаимодействия $\alpha_s(r)$, связанная с самодействием глюонов, приводит к медленному уменьшению эффективной силы притяжения при малых r . На больших расстояниях ожидается линейная зависимость потенциала от r , основанная на качественном представлении о вытянувшихся в струну силовых линиях. Существует множество различных способов параметризации вида потенциала, обзор которых можно найти на страницах *УФН* [10]. Там же описаны методы учёта спин-спинового и спин-орбитального взаимодействий, релятивистских поправок.

2.4. Пороговые эффекты

Если какое-либо состояние чармония может распасться на пару очарованных мезонов ($D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ и др.) и имеет массу вблизи порога их рождения, то относительные импульсы рождающихся очарованных мезонов оказываются очень малыми и существует возможность обмена лёгкими мезонами (очарованные мезоны разлетаются медленно и хватает времени для обмена). Это вносит существенный непертурбативный вклад в массу соответствующего состояния чармония. Правила сумм КХД, использованные в конце 1970-х годов, позволили учесть часть этих эффектов [17, 18]. В последующие десятилетия большей популярностью пользовался феноменологический подход в терминах связи чармония с близлежащими по массе многочастичными состояниями. Связь между связанными состояниями с безлёгких валентных кварков и двухмезонным сектором описывается, например, корнельской моделью связанных каналов [19] или моделью рождения пар кварков из вакуума [20].

Недавние открытия чармониеподобных состояний заставили обратить внимание на пороговые эффекты, способные приводить к появлению структур в сечении рождения пар очарованных мезонов, не обязательно связанных с существованием резонанса [21]. С другой стороны, силы притяжения при обмене лёгкими мезонами могут оказаться настолько велики, что возникает связанное состояние очарованных мезонов, не ассоциированное с чармонием. Последнюю возможность мы обсудим в разделе 2.7.1.

2.5. Численные предсказания и сравнение их с результатами экспериментов

Поскольку все потенциальные модели содержат свободные параметры, подгоняемые для лучшего описания экспериментальных данных, неудивительно, что (как видно из табл. 1) спектроскопия чармония ниже порога открытого чарма хорошо ими описывается. Это согласие иллюстрирует рис. 2: разброс предсказаний различных моделей показан прямоугольниками, а измеренные

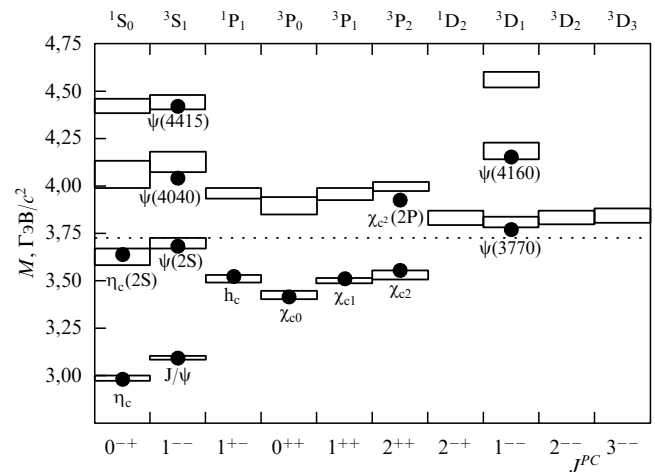


Рис. 2. Спектр известных состояний чармония и предсказания масс в рамках потенциальных моделей.

массы — кружками, попадающими внутрь прямоугольников.

Выше порога открытого чарма ситуация усложняется: все четыре известные до 2002 г. состояния открыты в e^+e^- -аннигиляции, и они имеют квантовые числа 1^{--} . Это могут быть n^3S_1 - или m^3D_1 -состояния, однако чистые D-состояния обладают ничтожно малой диэлектронной шириной и поэтому не могут проявиться в e^+e^- -аннигиляции. Для того чтобы разместить четыре найденные ψ -частицы, предполагают, что n^3S_1 - и m^3D_1 -состояния смешиваются. Например, считается, что $\psi(3770) = \cos\theta |1^3D_1\rangle + \sin\theta |2^3S_1\rangle$, где угол смешивания θ можно определить из диэлектронных ширин $\psi(2S)$ и $\psi(3770)$. Таким образом, для 1^{--} -состояний задача вычисления масс содержит дополнительные неопределённости и наблюдаемое не очень хорошее согласие простительно.

В последние годы обнаружено три новых состояния: h_c , $\eta_c(2S)$ и $\chi_{c2}(2P)$, которые, с одной стороны, надёжно измерены, а с другой, однозначно интерпретируются. Поскольку их массы не использованы в подгонке параметров потенциалов, предсказанные массы этих состояний интересно сравнить с их измеренными значениями. Мы сделаем это в разделе 4.

2.6. Спектроскопия чармония на решётках

В идеальном случае расчёты в решёточной КХД основываются на вычислении фейнмановских интегралов по путям и опираются непосредственно на лагранжиан КХД. При этом утверждается, что никаких дополнительных параметров кроме фундаментальных параметров КХД (массы кварков и константы взаимодействия) в расчётах не используется. Непрерывное пространство-время замещается узлами решётки (четырёхмерными кубиками с характерным ребром $a \approx 0,1$ фм): $(x, t) \rightarrow (\mathbf{n}_i a, n_t a)$, а интеграл заменяется суммой ($\int d^4x \rightarrow \sum_n a^4$). Кварки "живут" в узлах решётки, а калибровочные поля размещаются на её рёбрах, поскольку глюоны предназначены для переноса цвета между узлами. В решёточной КХД автоматически обеспечивается регуляризация КХД, обрезающая ультрафиолетовые расходимости, поскольку импульсы, превышающие π/a , бессмысленны. Учёт вклада больших импульсов происходит в результате перенормирования

Таблица 1. Массы состояний чармония [МэВ/ c^2] согласно потенциальным моделям. Названия моделей образованы из первых букв фамилий соавторов и года публикации результатов

Состояние	Эксперимент [22]	GI85 [23]	F91 [24]	EQ94 [25]	ZVR95 [26]	EFG03 [27]	BGS05 [28]
1^1S_0 η_c	$2979,8 \pm 1,8$	2975	2987	2980	3000	2979	2982
1^3S_1 J/ψ	3096,9	3098	3104	3097	3100	3096	3090
1^1P_1 h_c	$3525,9 \pm 0,3$	3517	3529	3493	3510	3526	3516
1^3P_0 χ_{c0}	$3415,0 \pm 0,8$	3445	3404	3436	3440	3424	3424
1^3P_1 χ_{c1}	$3510,51 \pm 0,12$	3510	3513	3486	3500	3510	3505
1^3P_2 χ_{c2}	$3556,18 \pm 0,13$	3550	3557	3507	3540	3556	3556
2^1S_0 $\eta_c(2S)$	3637 ± 4	3623	3584	3608	3670	3588	3630
2^3S_1 $\psi(2S)$	3686,0	3676	3670	3686	3730	3686	3672
1^1D_2 η_{c2}		3837	3872		3820	3811	3799
1^3D_1 $\psi(1D)$	$3769,9 \pm 2,5$	3819	3840		3800	3798	3785
1^3D_2 ψ_2		3838	3871		3820	3813	3800
1^3D_3 ψ_3		3849	3884		3830	3815	3806
2^1P_1 $h_c(2P)$		3956			3990	3945	3934
2^3P_0 $\chi_{c0}(2P)$		3916			3940	3854	3852
2^3P_1 $\chi_{c1}(2P)$		3953			3990	3929	3925
2^3P_2 $\chi_{c2}(2P)$	3929 ± 5	3979			4020	3972	3972
3^1S_0 $\eta_c(3S)$		4064			4130	3991	4043
3^3S_1 $\psi(3S)$	4039 ± 1	4100			4180	4088	4072
2^3D_1 $\psi(2D)$	4153 ± 3	4194					4142
4^1S_0 $\eta_c(4S)$		4425					4384
4^3S_1 $\psi(4S)$	4421 ± 4	4450					4406

фундаментальных констант, вычисляемых в теории возмущений.

Исходя из первых принципов теории надеются получить точный результат. Казалось бы, это очевидное преимущество делает ненужным феноменологический подход. Однако следует учесть, что результаты дискретных расчётов стремятся к правильному решению при $a \rightarrow 0$, а при конечном a появляются нежелательные поправки. Колоссальной мощности суперкомпьютеров пока не хватает для вычисления масс состояний чармония при достаточно большом числе узлов решётки (обеспечивающем приемлемую для сопоставления с результатами эксперимента погрешность). При попытках упрощения расчётов приходится или жертвовать точностью, или исключать из рассмотрения часть эффектов³, или использовать дополнительные параметры, фиксированные из эксперимента, что в конечном счёте нивелирует строгость теоретического описания.

Самый простой способ вычислить массы состояний кваркония в решёточной КХД — воспользоваться методом Монте-Карло, т.е. случайным образом "раскидать" значения полей по узлам и рёбрам решётки в соответствии с вероятностью наблюдать такой ансамбль значений. Любую величину (в данном случае массу состояния) "измеряют" как среднее по всем ансамблям конфигураций полей. Систематическая ошибка "измерения" возникает из-за поправок вследствие конечности шага и размера решётки. Метод Монте-Карло вносит ещё один источник неопределённостей (статистическая ошибка), связанный с тем, что сумма берётся лишь по конечному числу возможных путей (ансамблей полей), хотя отбра-

сываемые пути имеют минимальный вес и слабо влияют на результат.

Несколько групп вычислили массы состояний чармония, используя анизотропную решётку⁴ с разными шагом и параметром анизотропии. Результаты представлены в табл. 2, из которой видно, что точность определения массы составляет от ≈ 1 МэВ/ c^2 для основных состояний чармония до $\approx (10-100)$ МэВ/ c^2 для орбитальных и радиальных возбуждений. Несмотря на столь большие погрешности, согласие с экспериментальными данными остаётся не блестящим. По мере увеличения быстродействия компьютеров и соответственно уменьшения статистической ошибки можно будет сделать вывод о том, насколько сегодняшние подходы решёточной КХД пригодны для описания спектроскопии чармония и является ли неточность предсказаний масс результатом приближений, сделанных ради оптимизации компьютерных расчётов.

2.7. Модели экзотических состояний

2.7.1. Молекулярные состояния. Существование мезон-антимезонных молекулярных состояний было предсказано в 1976 г. в работе [33]. Пара мезон-антимезон, каждый из которых содержит по одному тяжёлому и одному лёгкому кварку, может обмениваться лёгкими мезонами. Радиус взаимодействия ($\sim 1/M_m$, где M_m — масса лёгкого мезона) получается при этом больше размера тяжёлого мезона. Глубина потенциальной ямы, от которой зависит, существуют ли связанные уровни, определяется эффективными константами взаимодей-

³ Например, пренебрегать вкладом динамических кварков.

⁴ Шаг решётки a_t по временной компоненте выбирают удовлетворяющим условию $a_t < m_c^{-1}$, а компьютерное время экономят, задавая больший пространственный шаг, $a_s = \xi a_t$ с $\xi > 1$. При этом время вычислений сокращается в ξ^3 раз.

Таблица 2. Массы состояний чармония [$M\text{эВ}/c^2$], полученные в КХД на решётках

Состояние	Эксперимент [22]	CP-PACS [29]	Columbia [30, 31]	QCD-TARO [32]
1^1S_0 η_c	$2979,8 \pm 1,8$	3013 ± 1	3014 ± 4	3010 ± 4
1^3S_1 J/ψ	$3096,9$	3085 ± 1	3084 ± 4	3087 ± 4
1^1P_1 h_c	$3525,9 \pm 0,3$	3474 ± 10	3474 ± 20	3528 ± 25
1^3P_0 χ_{c0}	$3415,0 \pm 0,8$	3408	3413 ± 10	3474 ± 15
1^3P_1 χ_{c1}	$3510,51 \pm 0,12$	3472 ± 9	3462 ± 15	3524 ± 16
1^3P_2 χ_{c2}	$3556,18 \pm 0,13$	3503 ± 24	3488 ± 11	
2^1S_0 $\eta_c(2S)$	3637 ± 4	3739 ± 46	3707 ± 20	
2^3S_1 $\psi(2S)$	$3686,0$	3777 ± 40	3780 ± 43	
2^1P_1 $h_c(2P)$		4053 ± 95	3886 ± 92	
2^3P_0 $\chi_{c0}(2P)$		4008 ± 122	4080 ± 75	
2^3P_1 $\chi_{c1}(2P)$		4067 ± 105	4010 ± 70	
2^3P_2 $\chi_{c2}(2P)$	3929 ± 5	4030 ± 180		

ствия лёгких мезонов с тяжёлой мезон-антимезонной парой, которые неизвестны. Грубые оценки позволили сделать вывод о том, что, по крайней мере, изосинглетные S- и P-уровни в системе очарованных мезон-антимезонов могут существовать.

Изначально идея молекулярных состояний была призвана объяснить слишком большое сечение рождения $D^*\bar{D}^*$ по сравнению с сечениями рождения $D\bar{D}$ и $D\bar{D}^*$ в пике $\psi(4040)$ в e^+e^- -аннигиляции [33, 34]. Предполагалось, что $\psi(4040)$ может быть P-волновым молекулярным резонансом в системе $D^*\bar{D}^*$. Впоследствии эта идея была забыта на многие десятилетия (по крайней мере, для объяснения этого состояния) — усиление распада $\psi(4040) \rightarrow D^*\bar{D}^*$ довольно неэлегантно объяснили случайным подавлением остальных каналов из-за нулей волновой функции $\psi(4040)$. Бурное возрождение моделей молекулярных состояний началось в 2003 г., после открытия частицы X(3872), необычные свойства которой довольно успешно объясняются с позиции молекулярной модели.

2.7.2. Адрочармоний. Ещё один объект, который может оказаться полезным для описания новых состояний, — адрочармоний — был предложен совсем недавно, в 2008 г., в связи с открытием тяжёлых чармониеподобных резонансов, распадающихся на чармоний и лёгкие мезоны [35]. Было замечено, что каждое из новых состояний распадается на лёгкий мезон или пару мезонов и какое-то определённое состояние чармония. Отсутствие распадов на другие состояния наталкивало на мысль о том, что конкретный чармоний изначально присутствует в этих объектах, составляя их ядро, погружённое в материю лёгкого возбуждённого мезона. Хотя и компактный чармоний, и "рыхлое" облако лёгкого мезона бесцветны, они могут взаимодействовать посредством цветного аналога сил Ван-дер-Ваальса⁵, а силы взаимодействия слишком слабы для того, чтобы при распаде адрочармония разрушить чармониевое ядро или перевести его в другое состояние.

Вычислить свойства такого объекта или хотя бы строго доказать возможность его существования при современном развитии аппарата расчётов КХД, к сожалению, невозможно. Можно лишь судить на основании экспериментальных данных, насколько модель адрочар-

мония способна качественно описать свойства новых состояний.

2.7.3. Многокварковые состояния. На протяжении многих лет скорее обсуждался не вопрос, почему многокварковые состояния могут существовать, а вопрос, почему они не наблюдаются. Действительно, кварковая модель просто постулировала, что все известные адроны состоят либо из пары кварк-антикварк (мезоны), либо из трёх кварков (барионы). Очевидно, что определить, могут ли существовать, например, четырёхкварковые (тетракварковые) состояния, невозможно, не рассматривая динамику сильного взаимодействия. К сожалению, в интересующей нас области переданных импульсов эта динамика плохо поддаётся расчётам. Можно подойти к проблеме иначе и попытаться определить, не являются ли какие-либо из известных состояний многокварковыми. Уже в конце 1970-х годов идея тетракварков рассматривалась как возможность описать известные лёгкие скалярные мезоны, свойства которых плохо объясняются обычной кварковой моделью. В предположении, что скалярные мезоны, такие как $f_0(600)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$, являются тетракварками, их параметры оценивали в рамках модели кварковых мешков [37].

Сегодня сторонники существования тетракварковых состояний получили поддержку от специалистов по расчётам в решёточной КХД. В результате расчётов обнаружено сильное цветное притяжение двух кварков в антитриплетном состоянии, приводящее к тому, что пара таких кварков становится компактным объектом — дикварком [38]. Простейшая дикварковая конфигурация возникает тогда, когда спины двух кварков направлены антипараллельно, а угловой момент между ними равен нулю. В этом случае дикварк является скалярным цветным объектом. Согласно этим рассуждениям тетракварки следует рассматривать как связанные состояния цветных дикварка и антидикварка и их можно рассчитать в рамках скалярной КХД. Более последовательное описание нонета лёгких скалярных мезонов, включая σ и κ , получено в терминах дикварк-антидикварковых состояний сравнительно недавно [39]. Тетракварки, содержащие $s\bar{s}$ -пару, стали активно рассматриваться после серии экспериментальных открытий новых чармониеподобных частиц [40–42].

2.7.4. Чармониевые гибриды. Гибридными мезонами называют состояния с возбуждённой глюонной степенью свободы. Подобные состояния появляются,

⁵ Идея чармония, связанного с ядерной материей посредством ван-дер-ваальсовых сил, в КХД обсуждалась [36] ещё в 1990 г.

например, в модели хромозлектрической трубки (вытянувшихся в струну силовых линий сильного взаимодействия на больших расстояниях) (flux tube) [43]. Если ограничиться низшими возбуждениями трубки, то модель сводится к простейшей кварковой и описывает обычные мезоны. Следующие по энергии поперечные возбуждения хромозлектрической трубки приводят к октету легчайших гибридов. Эти возбуждения вносят дополнительную степень свободы, связанную с глюоном, и добавляют спин и угловой момент. Как следствие, некоторые из членов октета имеют квантовые числа, запрещённые для обычных мезонов ($J^{PC} = 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}$). Среди экспериментально обнаруженных и исследованных лёгких мезонов существует несколько кандидатов в гибридные состояния, но ни одного достоверного (с квантовыми числами, запрещёнными в кварковой модели).

В рамках модели хромозлектрической трубки октет наилегчайших чармониевых гибридов был предсказан в области 4,1–4,2 ГэВ/ c^2 [44]. Расчёты в рамках КХД на решётках дают оценку средней массы октета ($4,19 \pm 0,03$) ГэВ/ c^2 [45]. Расщепление внутри октета оценивается как ~ 100 МэВ/ c^2 . Детально описать как рождение, так и распады гибридных состояний в рамках КХД на решётках пока не удаётся. На качественном уровне ожидается, что чармониевые гибриды должны распадаться главным образом в обычный чармоний вследствие электромагнитных или адронных переходов, однако распады на пару очарованных мезонов также возможны.

3. Рождение чармония на В-фабриках

3.1. Чармоний в распадах В-мезонов

В-мезоны рождаются с большим сечением, около 1,2 нб, в пике $\Upsilon(4S)$ -резонанса (для сравнения, полное сечение $e^+e^- \rightarrow$ адроны при этой энергии около 4,2 нб). В-мезоны распадаются с заметной вероятностью (порядка 10^{-3}) в чармоний и К-мезон (или K^* -мезон) (рис. 3а). Используя кинематические переменные, характерные для рождения В-мезонов, удаётся восстанавливать такие распады с чрезвычайно низким уровнем фона.

Поскольку и пространственная, и зарядовая чётности нарушаются в слабых распадах, в двухчастичных распадах В-мезонов может рождаться чармоний с любыми квантовыми числами. Однако рождение определённых состояний в распадах $B \rightarrow (c\bar{c})K$ оказывается подавлен-

ным динамически. Например, из четырёх Р-волновых состояний только состояние χ_{c1} любит рождаться в таких распадах, вероятность рождения χ_{c0} в пять раз меньше, а распады В-мезонов в χ_{c2} или h_c и К подавлены, по крайней мере, на порядок. Если удастся обнаружить новое состояние в двухчастичных распадах В-мезонов, то его квантовые числа можно будет измерить с помощью углового анализа его распада.

3.2. Рождение чармония в e^+e^- -аннигиляции с испусканием фотона в начальном состоянии

Существование процесса излучения в начальном состоянии, в котором жёсткий фотон, испущенный до аннигиляции электроном или позитроном, уносит значительную долю начальной энергии (рис. 3б), позволяет изучать рождение чармония в e^+e^- -аннигиляции на В-фабриках, работающих при энергии в системе центра масс пучков около 10 ГэВ. Непрерывный энергетический спектр этого излучения открывает возможность исследования рождения чармония с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$ во всём энергетическом диапазоне. Электромагнитное подавление испускания жёстких фотонов компенсируется огромной интегральной светимостью, набранной на В-фабриках, а критерии отбора, специфические для процессов с излучением в начальном состоянии, обеспечивают высокую эффективность при значительном подавлении фона. В совокупности эти факторы позволяют получать результаты, конкурентоспособные с результатами измерений экспериментов CLEOс и BES, в которых 1^{--} -чармоний рождается резонансно в e^+e^- -аннигиляции без электромагнитного подавления. В этих экспериментах требуется поочерёдный набор статистики данных при различных энергиях системы центра масс пучков \sqrt{s} , т.е. сканирование энергии пучков в широком диапазоне.

3.3. Двухфотонное рождение чармония

Ещё один источник состояний чармония на В-фабриках — это двухфотонное взаимодействие, в котором начальные электрон и позитрон испускают фотоны, как правило, под малыми углами к направлениям своих импульсов и с малой виртуальностью ($Q^2 \sim 0$) (рис. 3в). В результате адронная система, рождающаяся при столкновении двух фотонов, обладает небольшой полной энергией и малым поперечным импульсом, а электрон и позитрон разлетаются практически в первоначальных направлениях и не регистрируются детектором. Состояния чармония могут рождаться в таких процессах без дополнительных адронов в событии, что позволяет заметно подавить фон и изучать рождающиеся состояния чармония в чистых условиях.

Возникающие при столкновении двух фотонов состояния чармония имеют положительную зарядовую чётность. Согласно теореме Ландау–Янга [46, 47] взаимодействие двух квазиреальных фотонов запрещает рождение системы со спином 1. Таким образом, разрешённые квантовые числа чармония $J^{PC} = 0^{-+}, 0^{++}, 2^{-+}, 2^{++}$. Полное сечение двухфотонного рождения резонанса R с массой m и спином J пропорционально $(2J+1)\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma) \log^3(E_{CM})/m^3$, где E_{CM} — энергия системы центра масс e^+e^- -пучков. Благодаря высокой интегральной светимости в экспериментах на В-фабриках число зарегистрированных событий двухфотонного рождения традиционных состояний чармония (η_c, χ_{c0} ,

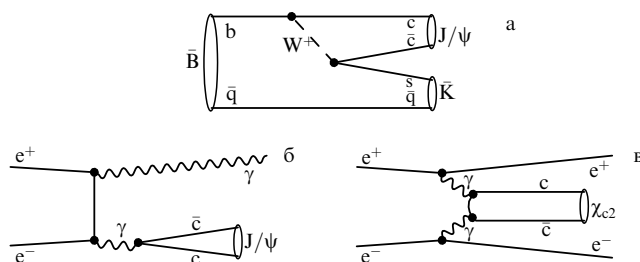


Рис. 3. Диаграммы рождения чармония в различных процессах на В-фабриках: (а) в распадах В-мезонов, (б) в e^+e^- -аннигиляции с испусканием фотона в начальном состоянии, (в) в двухфотонном взаимодействии.

χ_{c2}) составляет несколько тысяч, несмотря на малые относительные вероятности распадов в реконструированные конечные состояния [48].

3.4. Парное рождение чармония

Перечисленные выше механизмы рождения чармония на В-фабриках являются традиционными источниками новой информации о свойствах чармония, в то время как рождение пары состояний чармония относится скорее к экзотике.

Впервые рождение J/ψ в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \sim 10,6$ ГэВ было обнаружено сотрудничеством CLEO в 1992 г. [49]. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi + X$ составило примерно 2 пб. В последующие годы это сечение пытались оценить теоретически. В отсутствие дополнительной экспериментальной информации рассматривались все возможные механизмы рождения. Среди них — так называемые цвето-синглетная и цвето-октетные диаграммы, представленные на рис. 4а, б. В первом случае испускаются два жёстких глюона (два глюона обеспечивают бесцветность $c\bar{c}$ -пары, которая проецируется в физическое состояние чармония, например J/ψ), а во втором испускается одиночный жёсткий глюон, что приводит к образованию промежуточного цветного состояния $(c\bar{c})^8$. Последнее обесцвечивается с испусканием мягкого глюона: $(c\bar{c})^8 \rightarrow (c\bar{c})^0 g$, и превращается в физическое состояние чармония. Именно второй механизм рассматривался как "спаситель" нерелятивистской КХД при описании рождения J/ψ и $\psi(2S)$ с большими поперечными импульсами в протон-антипротонном взаимодействии, поскольку первый механизм давал оценку сечения в 30 раз меньшую измеренного⁶. Вклад этих двух механизмов в сечение рождения J/ψ в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \sim 10,6$ ГэВ ожидался в диапазоне 1,1–1,6 пб, что хорошо согласуется с измеренным CLEO значением [50–52].

Рождение J/ψ может также сопровождаться появлением дополнительной $c\bar{c}$ -пары, приводя к образованию очарованных адронов (рис. 4в) или второго состояния чармония (рис. 4г). Вклад в полное сечение диаграммы $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$, который оценивался в диапазоне 0,05–0,1 пб, был настолько мал, что обнаружение этого процесса считали маловероятным [53]. Вопреки ожида-

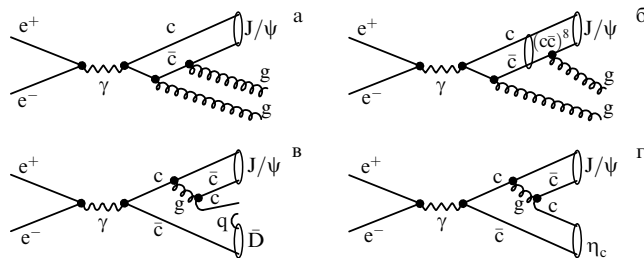


Рис. 4. Диаграммы рождения J/ψ в e^+e^- -аннигиляции: (а) $e^+e^- \rightarrow J/\psi gg$, (б) $e^+e^- \rightarrow J/\psi g$, (в) $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ и (г) $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$.

⁶ Следует отметить, что цвето-октетный вклад не вычислялся в теории, а его величина определялась как разность между экспериментальными данными в $p\bar{p}$ -взаимодействии и вкладом цвето-синглетной модели в первом порядке теории возмущений. В настоящее время показано, что вклад высших порядков в цвето-синглетной модели велик и после их учёта почти не остаётся необходимости в дополнительном $(c\bar{c})^8$ -вкладе.

нием он был открыт коллаборацией Belle в 2002 г., а его сечение оказалось на порядок выше теоретических предсказаний [16]. В последней работе Belle [54] сечение $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ было измерено модельно независимым образом и оно составило $(0,74 \pm 0,08 \pm 0,09)$ пб.

Для нашего обзора важна только та часть сечения, в которой дополнительная $c\bar{c}$ -пара превращается в ещё одно состояние чармония. Эта доля (для второго чармония с массой ниже порога открытого чарма) составляет $(16 \pm 3)\%$ [54]. Несмотря на малое значение сечения, исследование процесса парного рождения оказалось очень продуктивным не только для поиска новых состояний, но и для исследования их свойств. Оказалось, что для наблюдения процесса парного рассеяния достаточно восстановить в детекторе только одно из двух состояний чармония, например J/ψ . Второе можно "увидеть" в спектре масс отдачи к восстановленному, $M_{\text{rec}}(J/\psi) = [(E_{\text{CM}} - E_{J/\psi}^* - p_{J/\psi}^{*2})^{1/2}]$, где $E_{J/\psi}^*$ и $p_{J/\psi}^*$ — соответственно энергия и импульс J/ψ . Таким способом коллаборация Belle наблюдает более тысячи событий процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$. В процессах парного рождения чармония в e^+e^- -аннигиляции конечные состояния чармония имеют противоположную зарядовую чётность. Экспериментально обнаружено, что совместно с J/ψ рождаются либо скалярные мезоны с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$ (χ_{c0}), либо псевдоскалярные мезоны с $J^{PC} = 0^{-+}$ (η_c и $\eta_c(2S)$), причём рождение орбитальных возбуждений не подавлено [55].

4. Новые традиционные состояния чармония

4.1. Радиальное возбуждение $\eta_c(2S)$

Состояние $\eta_c(2S)$ (2^1S_0) впервые было надёжно обнаружено коллаборацией Belle в распадах В-мезонов [15] в 2002 г. В спектре инвариантных масс $K_S^0 K^\mp \pi^\pm K^+$ -комбинаций из распада $B^+ \rightarrow K_S^0 K^\mp \pi^\pm K^+$ (рис. 5а) наблюдались два значимых пика: большой в области массы η_c и меньший вблизи массы 3,65 ГэВ/ c^2 . Последний интерпретирован как сигнал распада $B^+ \rightarrow \eta_c(2S) K^+$. Одновременно коллаборация Belle обнаружила процесс парного рождения чармония [16]. В спектре масс отдачи к J/ψ (рис. 5б) были найдены пики, соответствующие процессам $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c$, χ_{c0} и $\eta_c(2S)$.

Масса $\eta_c(2S)$, измеренная в первой работе [15], $(3654 \pm 6 \pm 8)$ МэВ/ c^2 , оказалась существенно большей расчётной. Однако следует помнить, что в распадах В-мезонов может присутствовать интерференция $\eta_c(2S)$ с нерезонансным вкладом $K_S^0 K^\mp \pi^\pm$, сдвигающая положение пика резонанса. Последующие измерения массы в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta_c(2S)$ [56, 57] и в двухфотонном рождении [58, 59] находятся уже в лучшем согласии с предсказаниями. Сегодня среднее значение массы $\eta_c(2S)$ составляет (3637 ± 4) МэВ/ c^2 [22]. Измеренная разница масс $\psi(2S)$ и $\eta_c(2S)$, (49 ± 4) МэВ/ c^2 , согласуется с предсказанной в некоторых моделях, хотя в других расщепление масс $\psi(2S) - \eta_c(2S)$ ожидается в диапазоне 80–100 МэВ/ c^2 (см. табл. 1).

Как полная ширина этого состояния $\Gamma_{\text{tot}} = (14 \pm 7)$ МэВ [22], так и двухфотонная ширина $\Gamma_{\gamma\gamma} = (1,3 \pm 0,6)$ кэВ [58] (оценённая в предположении равенства относительных вероятностей распадов η_c и $\eta_c(2S)$ в $K_S^0 K^\mp \pi^\pm$) находятся в пределах ожидаемых значений с учётом больших ошибок их измерения.

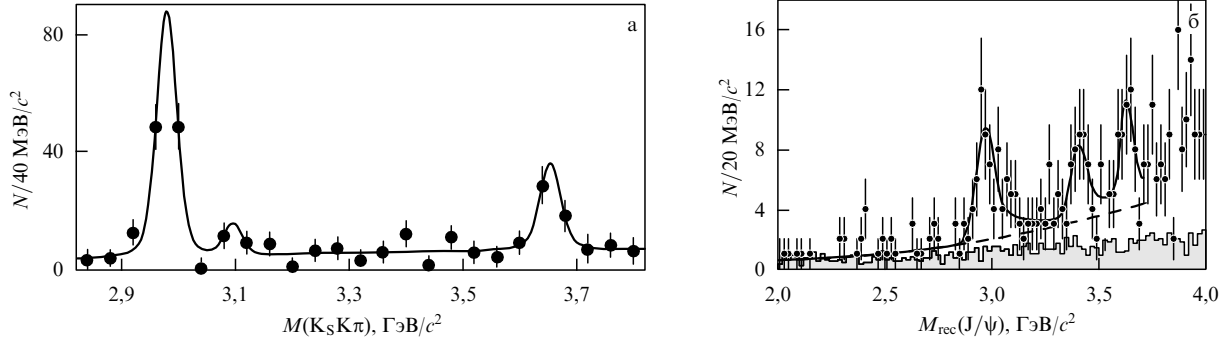


Рис. 5. (а) Спектр инвариантных масс $K_S^0 K^{\mp} \pi^{\pm}$ -комбинаций из распада $B^+ \rightarrow K_S^0 K^{\mp} \pi^{\pm} K^+$. (б) Спектр масс отдачи к J/ψ . N — число событий.

4.2. Синглетное орбитальное возбуждение

Двадцатилетняя история открытия синглетного состояния h_c (1^1P_1) похожа на увлекательный детектив, в котором последняя точка поставлена уже в "новейшую эру" чармония. Первое указание на его обнаружение получила коллаборация R704 в 1986 г. При сканировании энергии налетающего на водородную мишень антипротона было найдено пять событий, которые с невысокой значимостью ($2,3\sigma$) можно было интерпретировать как процесс $p\bar{p} \rightarrow h_c \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ [60]. Спустя шесть лет коллаборация E760 не увидела никаких следов этого распада h_c при указанной массе, однако сообщила об обнаружении процесса $p\bar{p} \rightarrow h_c \rightarrow J/\psi \pi^0$ [61]. В свою очередь, эксперимент E835 в 2005 г., который опирался на существенно большую статистику данных, не подтвердил наблюдение h_c в распаде на $J/\psi \pi^0$, взамен представив первое указание на существование h_c в совершенно другом канале распада, $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$, со значимостью около 3σ и массой $M = (3525,8 \pm 0,2 \pm 0,2) \text{ МэВ}/c^2$ [62].

В том же 2005 г. эксперимент CLEOc подтвердил достоверность открытия h_c [63], а в 2008 г. точно измерил параметры h_c , воспользовавшись большей статистикой данных [64]. Коллаборация CLEOc изучала процесс $\psi(2S) \rightarrow h_c \pi^0$, подавленный изоспиновой симметрией, идентифицируя h_c как пик в спектре масс отдачи к восстановленному π^0 -мезону. Использовались два метода измерений: инклюзивный, в котором распады h_c не регистрировались в детекторе (рис. 6а), и эксклюзивный, в котором наблюдался распад $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ (рис. 6б). Оба метода позволили получить высокую значимость сигнала (10σ и 13σ в инклюзивном и эксклюзивном распадах соответственно). Измеренная

масса, усреднённая по результатам обоих измерений, составила $(3525,20 \pm 0,18 \pm 0,12) \text{ МэВ}/c^2$.

В низшем порядке теории возмущений масса синглетного состояния 1^1P_1 предсказывается равной невозмущённой массе триплета 1^3P_0 -состояний. В качестве последней можно использовать массу центроида:

$$\begin{aligned} \langle M_{1^3P_0} \rangle &= \frac{\sum_{J=0}^2 [(2J+1) M_{\chi_{cJ}}]}{\sum_{J=0}^2 (2J+1)} = \\ &= (3525,30 \pm 0,04) \text{ МэВ}/c^2, \end{aligned} \quad (2)$$

которая действительно хорошо согласуется с массой h_c , измеренной в экспериментах CLEOc и E835. Стоит подчеркнуть, что, поскольку наивные предположения о равенстве массы синглета массе центра тяжести триплета изначально заложены в модели, хорошее согласие предсказаний с экспериментом в этом случае не следует рассматривать как их серьёзную проверку. Полная ширина h_c , как и ожидалось, очень мала ($\Gamma_{\text{tot}} < 1,0 \text{ МэВ}$ на уровне достоверности (CL) 90 %).

4.3. Радиальное возбуждение $\chi_{c2}(2P)$

Ещё одно состояние чармония с массой выше порога открытого чарма было обнаружено в 2005 г. сотрудничеством Belle в процессе $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$ (где $D\bar{D} = D^0\bar{D}^0$ и D^+D^-) [65]. В спектре инвариантных масс комбинаций $D\bar{D}$, отобранных с кинематическими условиями, характерными для двухфотонного рождения, отчётливо видна концентрация событий при значениях $M(D\bar{D})$ около $3,93 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 7а). Подгонка этого спектра в предположении, что наблюдаемый пик обусловлен вкладом нового резонанса, даёт 64 ± 14 сигнальных событий со

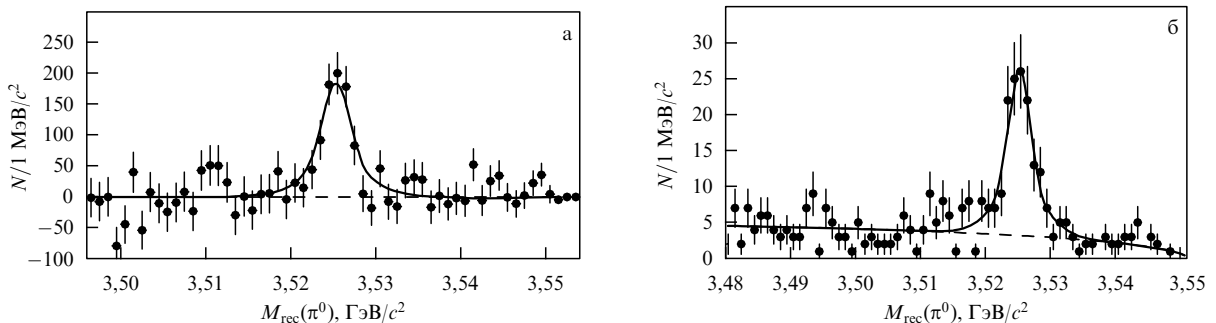


Рис. 6. Спектры масс отдачи к π^0 (а) в инклюзивных распадах $\psi(2S)$ после вычитания фона, (б) в распадах $\psi(2S) \rightarrow \pi^0 X$, $X \rightarrow \eta_c \gamma$.

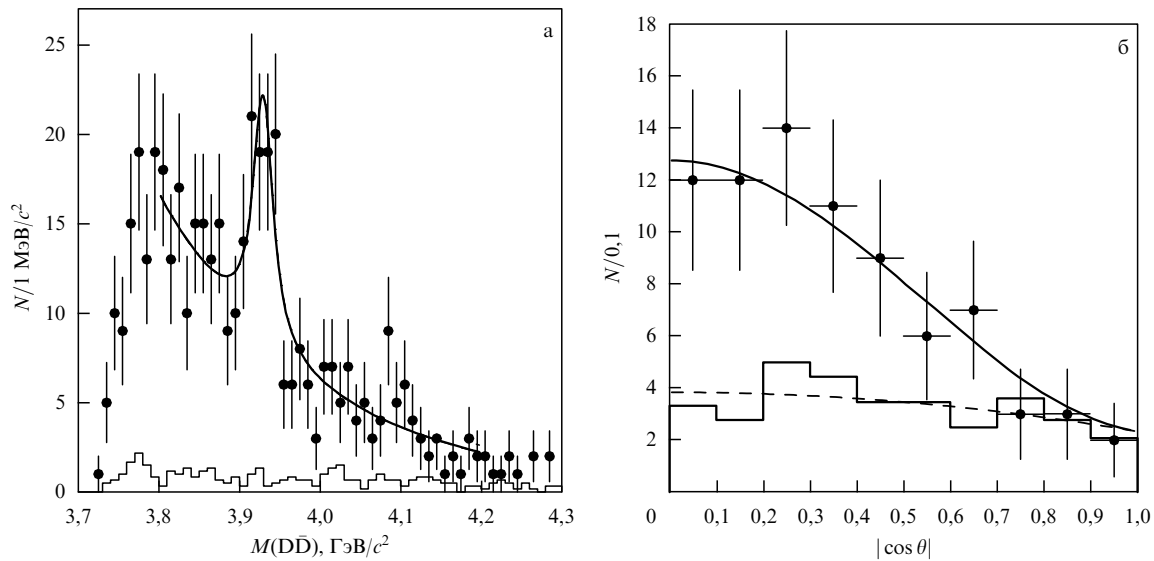


Рис. 7. (а) Спектр инвариантных масс $D\bar{D}$ -комбинаций. (б) Распределение по углу поляризации системы $D\bar{D}$ в области резонанса и фона.

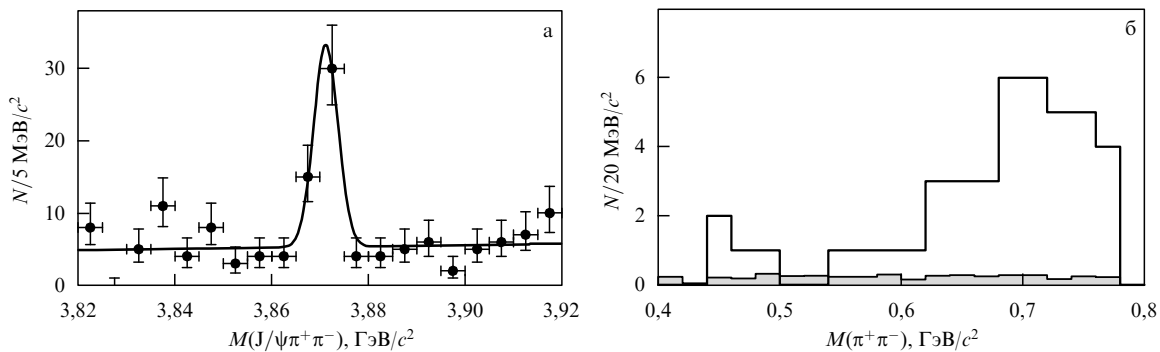


Рис. 8. (а) Спектр масс $J/\psi\pi^+\pi^-$ -комбинаций, результаты подгонки показаны сплошной кривой. (б) Спектр масс $\pi^+\pi^-$ -комбинаций из сигнальной области $X(3872)$ (гистограмма) и перенормированный спектр контрольного образца, представляющий собой вклад фона (заштрихованная гистограмма).

статистической значимостью $5,3\sigma$. Масса нового состояния составила $(3929 \pm 5 \pm 2)$ МэВ/ c^2 , а его полная ширина — $(29 \pm 10 \pm 2)$ МэВ.

Из анализа углового распределения $D\bar{D}$ -пар был определён спин этого состояния⁷, равный 2 (рис. 7б). Совместно с информацией о механизме рождения и наблюдаемом канале распада измерение спина позволяет однозначно зафиксировать квантовые числа: $J^{PC} = 2^{++}$, соответствующие⁸ $2^3P_2 \equiv \chi_{c2}(2P)$. Двухфотонная ширина равна

$$\Gamma_{\gamma\gamma} \mathcal{B}(\chi_{c2}(2P) \rightarrow D\bar{D}) = (0,18 \pm 0,05 \pm 0,03) \text{ кэВ}.$$

И двухфотонная, и полная ширины найденной частицы согласуются с оценёнными для $\chi_{c2}(2P)$ -состояния чармония при измеренной массе. Однако сама наблюдаемая масса оказывается на 50–100 МэВ/ c^2 меньше ожидаемой. Это разногласие является достаточно серьёзным, если учесть, что все состояния ниже порога открытого чарма согласуются с предсказаниями в пределах $\sim (10-20)$ МэВ/ c^2 .

⁷ Для $J = 2$ распределение должно подчиняться закону $dN/d\cos\theta \sim \sim \sin^4\theta$, а в случае $J = 0$ ожидается равномерное распределение.

⁸ Ожидается, что другое возможное состояние, имеющее те же квантовые числа, 1^3F_2 , существенно тяжелее.

Подытоживая результаты, представленные в разделах 4.1–4.3, можно констатировать, что, в целом, все три состояния, найденные в последние годы и идентифицированные в рамках кварковой модели чармония, неплохо согласуются с предсказаниями потенциальных моделей. И механизмы рождения, и обнаруженные распады, и измеренные параметры не вызывают серьёзного беспокойства с точки зрения теории. Разногласие между предсказанной и измеренной массами $\chi_{c2}(2P)$, по-видимому, указывает на необходимость корректирования учёта связи состояний чармония с двухмезонным сектором.

5. Чармониеподобное состояние $X(3872)$

5.1. Открытие $X(3872)$

Узкое состояние, названное $X(3872)$, было открыто коллаборацией Belle в 2003 г. в распадах $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi \pi^+ \pi^-$ [66]. Помимо известного резонанса $\psi(2S)$ в спектре инвариантных масс комбинаций $J/\psi \pi^+ \pi^-$ был обнаружен второй пик вблизи массы 3,87 ГэВ/ c^2 (рис. 8а). Статистическая значимость сигнала составила $10,3\sigma$, а число сигнальных событий в пике $X(3872)$ — $(35,7 \pm 6,8)$, откуда было вычислено отно-

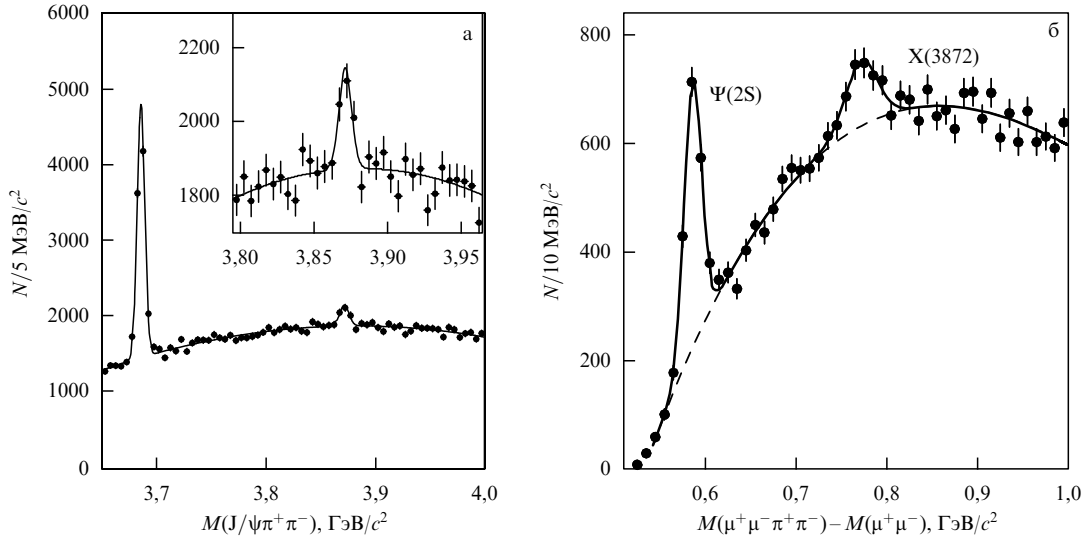


Рис. 9. (а) Спектр инвариантных масс $J/\psi \pi^+ \pi^-$ -комбинаций в эксперименте CDF. (б) Спектр разницы масс комбинаций $\mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-$ и $\mu^+ \mu^-$ при условии $M(\pi^+ \pi^-) > 0,5 \text{ ГэВ}/c^2$ в эксперименте D0.

шение

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ X(3872)) \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \pi \pi)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)) \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi \pi)} = 0,063 \pm 0,012 \pm 0,007. \quad (3)$$

Казалось бы, масса найденного состояния и наблюдаемый канал распада (среди продуктов распада присутствует частица, содержащая $c\bar{s}$ -пару) свидетельствовали о том, что $X(3872)$ — одно из состояний чармония. Однако значения измеренных параметров $X(3872)$ вызывали сомнение в этом напрашивающемся объяснении. Масса, определённая в работе Belle, $M_X = (3872,0 \pm 0,6 \pm 0,5) \text{ МэВ}/c^2$, оказалась равной в пределах ошибок сумме масс D^0 - и D^{*0} -мезонов, породив естественное подозрение, что это совпадение неслучайно. Сегодня после скрупулёзных исследований мы склонны верить в то, что близость массы $X(3872)$ к порогу $D^0 \bar{D}^{*0}$ связана с природой открытой частицы.

Ширина сигнала $X(3872)$ согласуется с нулём: $\Gamma_{\text{tot}} < 2,3 \text{ МэВ}$ на 90 % CL. Столь малое значение для состояния с массой на $\approx 138 \text{ МэВ}/c^2$ выше порога рождения $D\bar{D}$ означает, что распад $X(3872) \rightarrow D\bar{D}$ либо запрещён, например, сохранением чётности (если $X(3872)$ имеет ненатуральные спин-чётности: $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$ и т.д.), либо по какой-то причине сильно подавлен, например, большим орбитальным моментом (если $J^P = 3^-, 4^+$ и т.д.). Подавление может носить и динамический характер, если $X(3872)$ не является состоянием чармония и помимо $c\bar{s}$ -пары содержит глюон или пару лёгких кварков. Распад $X(3872)$ в $D\bar{D}$ не наблюдается экспериментально, и установленный верхний предел отношения $\Gamma(X(3872) \rightarrow D\bar{D})/\Gamma(X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) < 7$ на 90 % CL [67], хотя и является недостаточно строгим, позволяет получить представление о возможной степени подавления. Для сравнения, это отношение превышает 440 для традиционного состояния чармония $\psi(3770)$, имеющего массу существенно более близкую к порогу $D\bar{D}$ [22].

В самой первой работе [66] было обнаружено ещё одно необычное свойство новой частицы: для сигналь-

ных событий масса системы $\pi^+ \pi^-$ концентрируется вблизи кинематического предела $M_{X(3872)} - M_{J/\psi} = 0,78 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 8б), как если бы распад происходил через ρ^0 -мезон⁹. Поскольку для чармония распад в $J/\psi \rho^0$ подавлен изотопической симметрией, доказательство того, что наблюдаемая динамика обусловлена вкладом ρ^0 -мезона, свидетельствовало бы против гипотезы традиционного чармония (для сравнения, вероятность подавленного изоспином распада $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^0$ составляет всего $(1,26 \pm 0,13) \times 10^{-3}$). Для того чтобы удостовериться, действительно ли $\pi^+ \pi^-$ -система является ρ^0 -мезоном, необходимо измерить квантовые числа $X(3872)$.

5.2. $X(3872)$ в других экспериментах

Открытие $X(3872)$ вскоре было подтверждено коллаборациями CDF [68] и D0 [69] в инклюзивном рождении в $p\bar{p}$ -взаимодействиях. Спектры инвариантных масс $J/\psi \pi^+ \pi^-$ -комбинаций, в которых помимо большого пика $\psi(2S)$ наблюдается отчётливый второй пик, соответствующий рождению $X(3872)$, представлены на рис. 9. Обе коллаборации подтвердили, что система $\pi^+ \pi^-$ рождается преимущественно с большими массами. Исследование вершины рождения $X(3872)$ позволило сделать вывод, что $X(3872)$ рождается преимущественно в $p\bar{p}$ -взаимодействиях непосредственно и лишь $(16,1 \pm 4,9 \pm 2,0) \%$ всех восстановленных $X(3872)$ являются продуктами распадов адронов, содержащих b -кварк.

Рождение $X(3872)$ в распаде $B^+ \rightarrow K^+ X(3872)$ было также подтверждено коллаборацией BaBar [70]. Более того, коллаборация BaBar предприняла остроумную попытку измерить вероятности распадов $B^+ \rightarrow K^+ X(3872)$ и $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ по отдельности [71]. Для этого в событии реконструировали только заряженный каон

⁹ Хотя в распаде $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ система $\pi^+ \pi^-$ также концентрируется вблизи верхнего кинематического порога распада, для переходов $2S \rightarrow 1S$ это обусловлено динамикой конкретного распада (так называемыми нулями Адлера, подавляющими переход с малыми массами $\pi^+ \pi^-$).

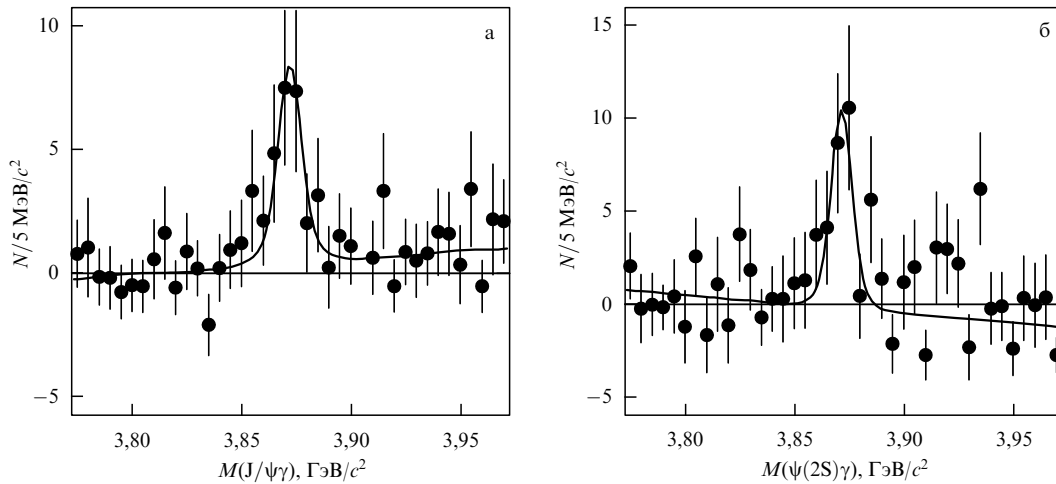


Рис. 10. Спектр инвариантных масс (а) $J/\psi \gamma$ и (б) $\psi(2S) \gamma$ в эксперименте ВаВаг после вычитания фона.

из распада B^+ -мезона и второй B^- -мезон. Таким образом, все частицы, кроме $X(3872)$, были зарегистрированы и их импульсы измерены. В силу сохранения энергии-импульса масса невосстановленной частицы: $M_X = [(E_{CM} - E_{B^-} - E_{K^+})^2 - (\mathbf{p}_{B^-} + \mathbf{p}_{K^+})^2]^{1/2}$. Хотя в этой работе сигнал $X(3872)$ увидеть не удалось (в то время как ожидаемые состояния чармония наблюдались), был сделан важный вывод: распад $B^+ \rightarrow K^+ X(3872)$ имеет сравнительно малую вероятность, а значит, вероятность распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ велика: $\mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) > 4,2\%$ на 90% CL! Столь внушительное значение вероятности кажется удивительным, учитывая, что (как будет показано в разделе 5.3) для чармония этот распад подавлен изотопической симметрией.

5.3. Измерение квантовых чисел

Год спустя после открытия $X(3872)$ коллаборация Belle обнаружила указание на существование распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$ [72]. Это наблюдение было подтверждено коллаборацией ВаВаг [73], а в 2008 г. ВаВаг представила новые результаты более точных измерений вероятности $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$ [74]. Спектр инвариантных масс $J/\psi \gamma$ из распадов $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi \gamma$, измеренный в последней работе, приведён на рис. 10а. Вероятность распада

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ X(3872)) \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma) &= \\ &= (2,8 \pm 0,8 \pm 0,1) \times 10^{-6} \end{aligned}$$

согласуется со значениями, полученными ранее Belle и ВаВаг.

Коллаборация ВаВаг сообщила также о наблюдении новой моды распада $X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma$ [74] (рис. 10б) с вероятностью

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ X(3872)) \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow \psi(2S) \gamma) &= \\ &= (9,5 \pm 2,7 \pm 0,6) \times 10^{-6}. \end{aligned}$$

Несмотря на существенно меньший фазовый объём в этом распаде, его вероятность оказалась в три раза больше вероятности распада в $J/\psi \gamma$. Этот неожиданный результат следует принимать с осторожностью, поскольку ошибки обоих измерений достаточно велики.

Из наблюдения радиационных переходов в J/ψ и $\psi(2S)$, фиксирующих положительную зарядовую чётность $X(3872)$ ($C_{X(3872)} = C_{J/\psi} C_\gamma = +1$), следует, что система $\pi^+ \pi^-$ обладает отрицательной зарядовой чётностью, а значит, нечётным угловым моментом и отрицательной пространственной чётностью. Эти квантовые числа свидетельствуют о том, что распад $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ действительно происходит через ρ^0 -мезон¹⁰. В работе коллаборации Belle [72] было найдено указание на существование распада $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^0$. В системе трёх π -мезонов доминировал вклад подпорогового ω -резонанса, а вероятность этого распада оказалась сравнимой с вероятностью $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Существование перехода $X(3872)$ в J/ψ с испусканием как чётного, так и нечётного числа π -мезонов также свидетельствует о большом нарушении изотопической инвариантности в распадах $X(3872)$.

Прямое измерение квантовых чисел $X(3872)$ возможно, если провести угловой анализ распадов этого состояния. Сохранение углового момента, чётности и зарядовой чётности в сильных распадах позволяет предсказать (иногда неоднозначно) распределения по некоторому набору угловых переменных для определённого набора J^{PC} . Распад $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho^0 \rightarrow (1^+ 1^-) (\pi^+ \pi^-)$ характеризуется тремя углами, которые можно выбрать, например, следующим образом:

- угол между импульсами π^+ и $X(3872)$ в системе покоя $\pi^+ \pi^-$ -системы (определяет поляризацию системы $\pi^+ \pi^-$);

- угол между импульсами 1^+ и $X(3872)$ в системе покоя J/ψ (определяет поляризацию J/ψ);

- угол между плоскостями $(\pi^+ \pi^-)$ и $(1^+ 1^-)$ в системе покоя $X(3872)$.

Если $X(3872)$ рождается в двухчастичных распадах B -мезонов, то появляется возможность использовать для анализа дополнительные угловые переменные. Следует лишь помнить, что распад B -мезона идёт посредством слабого взаимодействия, в котором сохраняется угловой момент, но не сохраняется пространственная чётность.

¹⁰ Или, по крайней мере, о том, что система $\pi^+ \pi^-$ обладает квантовыми числами ρ^0 -мезона, что не меняет утверждения о большом нарушении изотопической симметрии в распадах $X(3872)$.

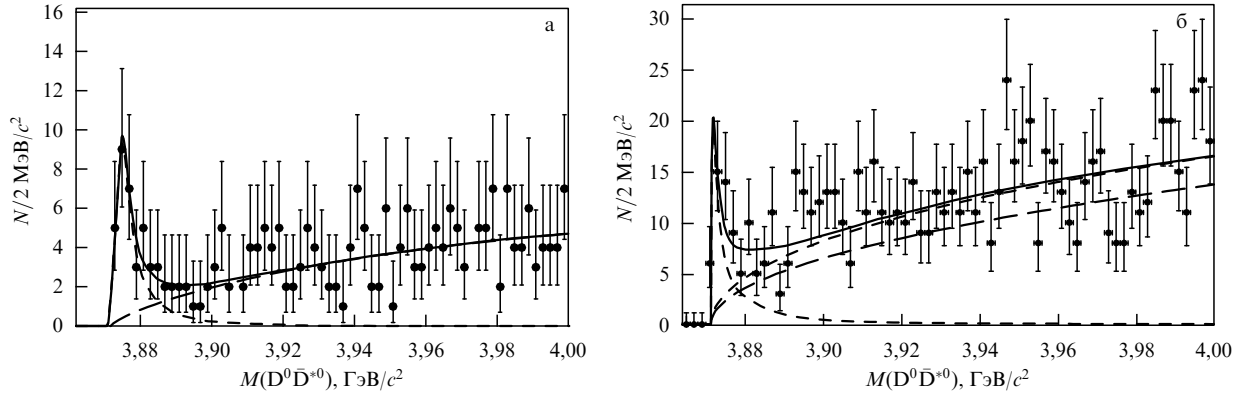


Рис. 11. Спектр инвариантных масс $D^0 \bar{D}^{*0}$ -комбинаций в экспериментах (а) Belle и (б) BaBar.

Коллаборация Belle [75] сравнила ожидаемые угловые распределения для частицы с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$ или 0^{-+} с результатом эксперимента и исключила эти возможности. В то же время данные хорошо согласуются с гипотезой $J^{PC} = 1^{++}$. Позднее коллаборация CDF [76] провела более полный и последовательный анализ, в котором проверялись все возможные наборы квантовых чисел J^{PC} с $J \leq 3$, причём даже недопустимые для состояний чармония. Результат подгонки угловых распределений примерно равномерно допускает $J^{PC} = 1^{++}$ или 2^{-+} . Остальные квантовые числа полностью исключены.

5.4. Распады в очарованные мезоны

В 2005 г. коллаборация Belle сообщила о наблюдении избытка событий в спектре инвариантных масс $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ -комбинаций из распада $B \rightarrow K D^0 \bar{D}^0 \pi^0$. Значимость околорогового пика составила $6,4 \sigma$, а масса, измеренная в предположении резонансного состояния, распадающегося в $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$, равнялась $(3875,2 \pm 0,7_{-1,8}^{+0,9})$ МэВ/ c^2 [77]. Однако надёжно определить, является ли этот распад трёхчастичным или происходит через промежуточное $D^0 \bar{D}^{*0}$ -состояние, не удалось. Годом позднее коллаборация BaBar представила результаты исследования распадов $B \rightarrow K D^0 \bar{D}^{*0}$ и подтвердила наличие пика с массой $(3875,1_{-0,5}^{+0,7} \pm 0,5)$ МэВ/ c^2 [78] (рис. 11а). Значения масс, полученные в работах Belle и BaBar, хорошо согласуются между собой, а их среднее отличается от массы, измеренной в $J/\psi \pi^+ \pi^-$ -модели распада, на 3 МэВ/ c^2 ($4,5 \sigma$). Эти результаты лишь усилили недоумение, связанное с $X(3872)$: является ли обнаруженный пик в спектре инвариантных масс $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ -комбинаций ещё одной новой частицей, отличной от $X(3872)$, или в эксперименте наблюдается распад $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$? В последнем случае различие масс может объясняться статистической или систематической ошибкой, хотя не исключено, что за наблюдаемым сдвигом кроется физическое объяснение. Например, в работах [79–82] было высказано предположение о том, что $X(3872)$ — виртуальное состояние с массой чуть ниже порога $D^0 \bar{D}^{*0}$. Тогда в канале распада $J/\psi \pi^+ \pi^-$ сигнал будет узким, а в канале $D^0 \bar{D}^{*0}$ будет наблюдаться сдвиг в массе и заметная ширина сигнала.

В 2008 г. коллаборация Belle представила новые результаты исследования распадов $B \rightarrow K D^0 \bar{D}^{*0}$ на большей статистике данных (рис. 11б) [83]. Вероятность распада и ширина сравнимы с величинами, ранее

опубликованными Belle [77] для нерезонансных $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ -распадов, а масса оказалась на 1σ ниже ($M = (3872,6_{-0,4}^{+0,5} \pm 0,4)$ МэВ/ c^2) и теперь согласуется со среднемировым значением для $X(3872)$ в $J/\psi \pi^+ \pi^-$ -модели [22].

5.5. Интерпретации и их проверки

Измеренным квантовым числам $X(3872)$ соответствуют два до сих пор неоткрытых состояния чармония: $\chi_{c1}(2P)$ (2^3P_1) и η_{c2} (1^1D_2). Первое, $\chi_{c1}(2P)$, может быть узким, если его масса близка к порогу $D^0 \bar{D}^{*0}$. Хотя такое значение массы $\chi_{c1}(2P)$ противоречит потенциальным моделям, предсказывающим для неё значение в диапазоне $3,93 - 3,99$ ГэВ/ c^2 , не следует считать этот аргумент против $\chi_{c1}(2P)$ серьёзным. Как уже обсуждалось, измерение массы $\chi_{c2}(2P)$ не свидетельствует о надёжности предсказания масс. Более критичным для гипотезы о том, что $X(3872)$ может быть отождествлён с $\chi_{c1}(2P)$, является малая вероятность распада $X(3872)$ в $J/\psi \gamma$. Оценки парциальной ширины распада $\chi_{c1}(2P) \rightarrow J/\psi \gamma$ дают значение ~ 10 кэВ, в то время как типичная ширина распада с нарушением изоспина для чармония не превышает $\sim 0,5$ кэВ. В то же время измеренное отношение $B(X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma)/B(X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) < 0,4$ на 90% CL, т.е. на два порядка ниже ожидаемого.

Предсказываемая масса второго кандидата, η_{c2} , слишком мала [84, 85], но, что более важно, это состояние не ожидается узким, вне зависимости от его массы. Хотя для него также запрещён распад в $D \bar{D}$, распад η_{c2} через двухглюонную аннигиляцию должен иметь парциальную ширину в несколько МэВ или даже в несколько десятков МэВ. Подавленные изоспином распады просто не могут конкурировать с распадами на лёгкие адроны, и они должны иметь ничтожно малую вероятность.

Сегодня наиболее популярным объяснением природы $X(3872)$ является предположение о слабосвязанном состоянии D^0 - и \bar{D}^{*0} -мезонов ($D^0 \bar{D}^{*0}$ -молекула) [86–89], основанное на необычайной близости массы $X(3872)$ к положению порога¹¹ $D^0 \bar{D}^{*0}$. Эта гипотеза согласуется с измеренными квантовыми числами $J^{PC} = 1^{++}$, ожидаемыми для S-волновой $D^0 \bar{D}^{*0}$ -молекулы. Кроме того, молекулярная модель предсказывает сравнимые вероятности распадов в $J/\psi \rho^0$ и $J/\psi \omega$ и малую вероятность распада в $J/\psi \gamma$, что хорошо согласуется с

¹¹ Согласно последним данным $M_X = (3872,2 \pm 0,8)$ МэВ/ $c^2 \sim M_{D^0} + M_{D^{*0}} = (3871,81 \pm 0,25)$ МэВ/ c^2 [22].

экспериментальными данными. Проблемой молекулярной модели является отсутствие разумного объяснения механизма рождения столь слабосвязанного состояния в распадах B -мезонов и особенно в $r\bar{r}$ -взаимодействиях. Для её разрешения приходится предположить, что $X(3872)$ является смесью $D^0\bar{D}^{*0}$ -молекулы с обычным чармонием, обладающим теми же квантовыми числами. Тогда он будет рождаться, как обычный чармоний, а распадаться, как молекулярное состояние. Недавно измеренная слишком большая вероятность перехода $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ также противоречит чисто молекулярной интерпретации $X(3872)$ и говорит в пользу модели, предсказывающей смесь $D^0\bar{D}^{*0}$ -молекулы с $\chi_{c1}(2P)$ [90].

Другими кандидатами для объяснения природы $X(3872)$ являются тетракварковые состояния [40–42]. $X(3872)$ в этом случае является одним из членов семейства $q\bar{q}c\bar{c}'$ четырёхкварковых состояний, включающего в себя также два заряженных состояния. Наивная четырёхкварковая модель ожидает равных вероятностей распадов $B \rightarrow KX(3872) (\rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-)$ и $B \rightarrow KX^-(3872) (\rightarrow J/\psi \pi^-\pi^0)$. В качестве проверки этой гипотезы коллаборация ВаВаг безуспешно искала заряженного партнёра $X(3872)$ в последней цепочке распадов [91]. Установленные верхние пределы вероятности его рождения (примерно на порядок меньше вероятности рождения самого $X(3872)$) исключили изовекторную гипотезу для $X(3872)$. После этого измерения четырёхкварковую модель модернизировали (дикварк-антидикварковая модель [40–42]): теперь заряженный партнёр рождается слабо, нейтральный "собрат" $X(3872)$, масса которого согласно представлениям этой модели на ~ 10 МэВ/ c^2 больше, предпочитает рождаться в распадах заряженных B -мезонов. Для проверки новой гипотезы обе коллаборации, ВаВаг [92] и Belle [93], исследовали $X(3872)$ из распадов $B^+ \rightarrow K^+X(3872)$ и $B^0 \rightarrow K_S^0X(3872)$. Полученные отношения вероятностей распадов $B(B^0 \rightarrow K^0X(3872))/B(B^+ \rightarrow K^+X(3872))$, равные $0,41 \pm 0,24 \pm 0,05$ (ВаВаг) и $0,82 \pm 0,22 \pm 0,05$ (Belle), не противоречат единице. Разность значений измеренных масс $X(3872)$ -состояний, рождённых заряженными и нейтральными B -мезонами, $\Delta M \equiv M_{XK^+} - M_{XK^0} = (2,7 \pm 1,6 \pm 0,4)$ МэВ/ c^2 (ВаВаг) и $(0,18 \pm 0,89 \pm \pm 0,26)$ МэВ/ c^2 (Belle), согласуется с нулём и противоречит дикварк-антидикварковой модели.

Среди других возможностей рассматриваются гибриды [94] или пороговые эффекты [21], которые мы здесь не обсуждаем ввиду слабой предсказательной силы этих моделей. Их труднее исключить, но именно это и демонстрирует согласно К. Попперу слабость этих подходов [95].

В этом году мы отметим седьмую годовщину появления на свет $X(3872)$! Несмотря на значительный объём полученных за эти годы экспериментальных данных и многообразие теоретических интерпретаций, природа этого состояния по-прежнему остаётся загадочной.

6. Состояние $Y(3940)$

Исследуя распады $B^+ \rightarrow J/\psi \omega K^+$, коллаборация Belle обнаружила в спектре инвариантных масс комбинаций $J/\psi \omega$ околопороговый избыток событий [96]. Последний был интерпретирован как резонанс с положительной зарядовой чётностью (она фиксируется наблюдаемым

каналом распада) и назван $Y(3940)$. Из подгонки спектра масс $J/\psi \omega$ (рис. 12а) были определены следующие параметры резонанса: $M = (3943 \pm 11 \pm 13)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma_{\text{tot}} = (87 \pm 22 \pm 26)$ МэВ. Вероятность рождения $Y(3940)$, вычисленная из наблюдаемого числа событий в околопороговом пике (58 ± 11), составила

$$B(B^+ \rightarrow Y(3940)K^+) B(Y(3940) \rightarrow J/\psi \omega) = (7,1 \pm 1,3 \pm 3,1) \times 10^{-5}. \quad (4)$$

Если предположить, что вероятность распада $B \rightarrow Y(3940)K$ не превышает значения 10^{-3} , характерного для мод распада $B \rightarrow (c\bar{c})K$, где $(c\bar{c}) = \eta_c, J/\psi, \chi_{c0}, \chi_{c1}, \psi(2S)$, то из измеренных вероятностей рождения и ширины $Y(3940)$ можно оценить парциальную ширину $\Gamma(Y(3940) \rightarrow J/\psi \omega)$. Такая оценка даёт значение ширины распада, равное нескольким МэВ, что более чем на порядок превышает соответствующие значения парциальных ширин адронных переходов известных состояний чармония, составляющих, как правило, около 100 кэВ. Не менее загадочным остаётся ненаблюдение распадов $Y(3940)$ в очарованные мезоны: не были обнаружены распады этого состояния ни в $D\bar{D}$ [67], ни в $D\bar{D}^*$ [83]. Если распад в первое конечное состояние может быть запрещён условием сохранения пространственной чётности (ненатуральные квантовые числа $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$ и т.д.), то второй распад для чармония, имеющего массу намного выше порога $D\bar{D}^*$, должен быть доминирующим.

Оценка ширины и отсутствие естественных для чармония каналов распада наталкивали на мысль об экзотической природе $Y(3940)$. Было высказано предположение, что $Y(3940)$ может быть гибридным $c\bar{c}$ - g -состоянием, для которого распад в J/ψ или $\psi(2S)$ в сопровождении лёгких адронов был бы предпочтительным [97, 98].

В 2007 г. коллаборация ВаВаг представила результаты аналогичного исследования на большей статистике данных [99]. В спектре инвариантных масс $J/\psi \omega$ (рис. 12б, в) наблюдался околопороговый пик, качественно согласующийся с найденным коллаборацией Belle. Хотя вероятность распада, измеренная ВаВаг, $(4,9 \pm 1,0 \pm 0,5) \times 10^{-5}$, не противоречит результатам измерений Belle, значения массы и ширины $Y(3940)$ существенно различаются. В исследовании ВаВаг они составили $M = (3914,6_{-3,4}^{+3,8} \pm 1,9)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma_{\text{tot}} = (33_{-8}^{+12} \pm 5)$ МэВ. Если допустить, что более точные измерения ВаВаг правильны, то это частично облегчает проблему интерпретации $Y(3940)$ как одного из состояний чармония. Действительно, исходя из наших рассуждений, $\Gamma(Y(3940) \rightarrow J/\psi \omega)$ с новыми данными станет примерно в четыре раза меньше и расхождение с грубыми оценками будет уже не столь значительным. С другой стороны, измеренная коллаборацией ВаВаг масса $Y(3940)$ гораздо ближе к порогу $D\bar{D}^*$, и этот распад может быть подавлен вследствие малости фазового объёма.

В 2009 г. коллаборация Belle обнаружила состояние в спектре масс $J/\psi \omega$ (рис. 12г) в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях, совпадающее по параметрам с $Y(3940)$ [100]. Значимость обнаружения пика составила $7,5\sigma$, а масса и полная ширина, $M = (3915 \pm 3 \pm 2)$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_{\text{tot}} = (17 \pm 10 \pm 3)$ МэВ, прекрасно согласовывались с результатами ВаВаг. По-видимому, не должно вызывать сомнений, что обнаружено именно $Y(3940)$, и лишь

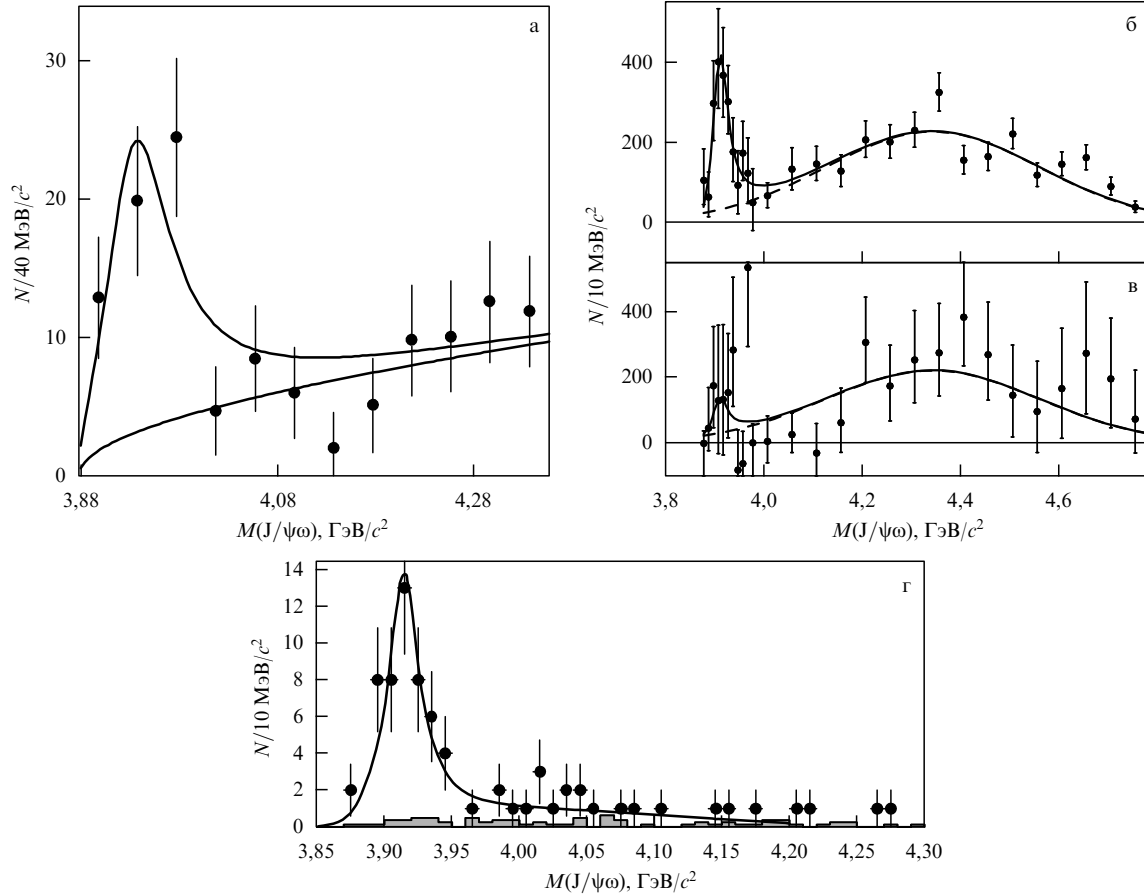


Рис. 12. Спектры масс J/ψ в распадах $B \rightarrow J/\psi K$, полученные Belle (а) и BaBar (б, в). BaBar изучала рождение $Y(3940)$ отдельно для заряженных (б) и нейтральных (в) B -мезонов в предположении существования резонанса на пороге. (г) Спектр масс J/ψ в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях в эксперименте Belle. Результаты подгонки показаны сплошными кривыми.

присущая авторам этого открытия осторожность мешает сделать такой вывод. Способность $Y(3940)$ рождаться в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях означает, что его спин не равен единице.

Как можно заметить, выводы о возможной экзотической природе $Y(3940)$ пока являются довольно шаткими. Для интерпретации этого состояния необходимы новые экспериментальные данные. В частности, угловой анализ позволил бы зафиксировать остающиеся неизвестными спин и пространственную чётность этого состояния.

7. Чармониеподобные состояния, рождающиеся совместно с J/ψ

В 2006 г. коллаборацией Belle в спектре масс отдачи к J/ψ в e^+e^- -аннигиляции был найден, помимо известных η_c , χ_{c0} и $\eta_c(2S)$, ещё один пик с массой вблизи $3,94 \text{ ГэВ}/c^2$ со статистической значимостью $5,0\sigma$ (рис. 13) [56]. Из подгонки этого спектра в предположении вклада одного нового резонанса были найдены параметры состояния, названного $X(3940)$, $M = (3943 \pm 6 \pm 6) \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma_{\text{tot}} < 52 \text{ МэВ}$ на 90% CL.

Для поиска распадов $X(3940)$ в очарованные адроны была использована частичная реконструкция конечного состояния¹²: помимо J/ψ в событии восстанавливался

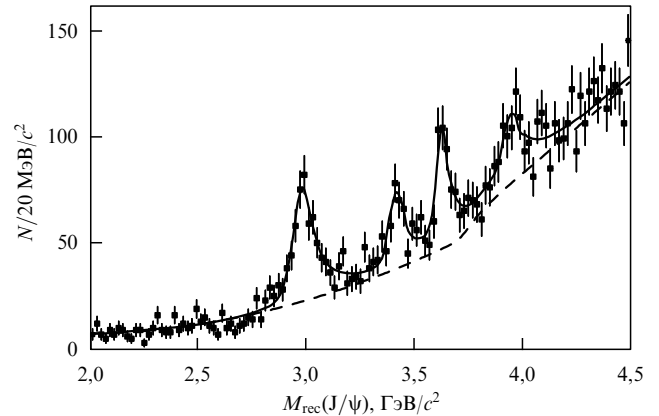


Рис. 13. Спектр масс отдачи $M_{\text{rec}}(J/\psi)$ на основе данных эксперимента Belle. Результаты подгонки показаны сплошной кривой, штриховая кривая соответствует ожидаемому фоновому распределению.

один $D^{(*)}$ -мезон, а о существовании и типе второго очарованного мезона можно было судить по массе отдачи к комбинации восстановленных $J/\psi D^{(*)}$. Хорошее разрешение по массе отдачи позволяет выделить процессы $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$ и исследовать инвариантную массу пары очарованных мезонов в каждом из них по отдельности.

Через два года после открытия $X(3940)$ коллаборация Belle повторила исследование этих процессов, ис-

¹² Восстановить оба очарованных мезона из распада $X(3940)$ не представлялось возможным вследствие малой эффективности восстановления каждого из них.

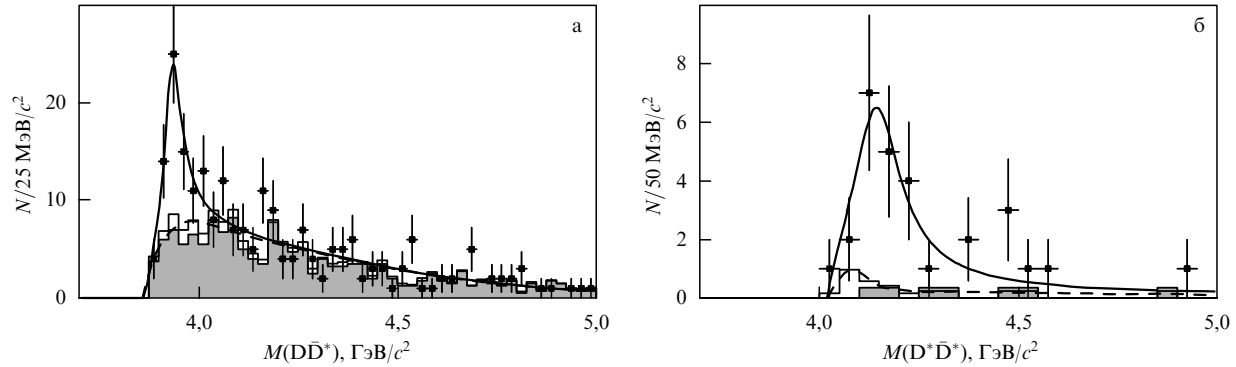


Рис. 14. Спектры инвариантных масс пары очарованных мезонов из процессов (а) $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}^*$ и (б) $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^*\bar{D}$. Точки с ошибками показывают спектры из сигнальной области, гистограммы — спектры фоновых комбинаций. Сплошные кривые — результат подгонки, штриховая кривая — вклад фона.

пользуя утроенную статистику данных [101]. В процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$ инвариантная масса $D\bar{D}$ -пары концентрируется вблизи порога в виде широкого сгустка событий, однако идентифицировать его как резонанс не удалось. В процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}^*$ в спектре инвариантных масс $D\bar{D}^*$ отчётливо виден пик со значимостью $5,7\sigma$, соответствующий рождению X(3940) (рис. 14а). Измеренные масса и ширина составляют $M = (3942_{-6}^{+7} \pm 6)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma_{\text{tot}} = (37_{-18}^{+26} \pm 8)$ МэВ, что хорошо согласуется с результатами первого исследования. В процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi D^*\bar{D}$ найдено ещё одно состояние, названное X(4160). Как видно из рис. 14б, события в спектре масс $D^*\bar{D}$ концентрируются вблизи порога, а фон практически полностью отсутствует. Масса и ширина X(4160) составили $M = (4156_{-20}^{+25} \pm 15)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma_{\text{tot}} = (139_{-61}^{+111} \pm 21)$ МэВ, а значимость наблюдения — $5,1\sigma$. Хотя масса и ширина нового состояния X(4160) в пределах ошибок согласуются с параметрами известного состояния чармония $\psi(4160)$, последнее должно быть исключено из интерпретации, так как это состояние имеет противоположную зарядовую чётность.

Поскольку, как мы отмечали в разделе 3.4, совместно с J/ψ любят рождаться скалярные и псевдоскалярные состояния чармония, естественно предположить, что новые частицы являются радиальными возбуждениями либо 1S_0 , либо 3P_0 . Последнее маловероятно, поскольку для состояния 2^3P_0 разрешён распад на $D\bar{D}$. Из-за большого фазового объёма этот канал распада будет доминировать, а само 2^3P_0 -состояние ожидается очень широким. Возможно, именно оно и объясняет упоминавшееся широкое сгущение событий на пороге в спектре масс $D\bar{D}$, но для объяснения X(3940) и X(4160) это состояние не годится.

Оставшимся наиболее вероятным кандидатом в X(3940) является третье радиальное возбуждение η_c -мезона, $\eta_c(3S)$, однако такое объяснение также вызывает определённые трудности. Поскольку 3^3S_1 -состоянием является $\psi(4040)$ с массой (4039 ± 1) МэВ/ c^2 [22], интерпретация X(3940) как $\eta_c(3S)$ приводит к большому массовому расщеплению для радиального квантового числа $n = 3$ (≈ 100 МэВ/ c^2), чем для $n = 2$ (≈ 50 МэВ/ c^2). Возможность такого аномального расщепления обсуждается в работе [85], где предполагается наличие большой примеси $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}$ в волновых функциях векторных и скалярных мезонов. Ширина $\eta_c(3S)$ при его массе

вблизи 3940 МэВ/ c^2 ожидается около 50 МэВ, что хорошо согласуется с измеренным значением. Казалось бы, можно принять эту интерпретацию и признать качественное согласие теории с экспериментом, но необходимо объяснить также природу состояния X(4160). Предполагая, что это состояние является четвёртым радиальным возбуждением η_c -мезона, мы получаем ещё большее расщепление для $n = 4$ (≈ 300 МэВ/ c^2), если принять устоявшееся мнение, что 4^3S_1 -состоянием является $\psi(4415)$. Такой сдвиг масс для 4^3S_1 или 4^0S_1 , или их обоих уже вряд ли удастся объяснить примесью пар очарованных мезонов. Интересно, что состояние X(4160) не распадается в $D\bar{D}^*$.

Хотя сами по себе массы, ширины и каналы распада частиц, обсуждаемые в этом разделе, не являются экзотическими, для них до сих пор не найдено самосогласованной интерпретации в рамках модели чармония. Для этого необходима также помощь экспериментаторов, способных измерить квантовые числа этих частиц и исследовать их новые каналы рождения и распада.

8. Чармониеподобные состояния в e^+e^- -аннигиляции

Целое семейство чармониеподобных состояний с массами выше порога открытого чарма было открыто в процессах $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^- \gamma_{\text{ISR}}$ и $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \pi^+\pi^- \gamma_{\text{ISR}}$ с излучением жёсткого фотона (γ_{ISR}) в начальном состоянии. Квантовые числа резонансов однозначно фиксируются процессом их рождения: $J^{PC} = 1^{--}$. Первое состояние, названное Y(4260), было найдено в 2005 г. коллаборацией BaBar, которая, исследуя процесс $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^- \gamma_{\text{ISR}}$, обнаружила избыток событий в спектре инвариантных масс комбинаций $J/\psi \pi^+\pi^-$ вблизи 4,26 ГэВ/ c^2 (рис. 15а) [102]. Пик, содержащий 125 ± 23 событий, хорошо описывался однорезонансной структурой. Измеренные в разных экспериментах параметры Y(4260) и его "родственников" из семейства $J^{PC} = 1^{--}$ представлены в табл. 3.

Вскоре существование Y(4260) было подтверждено сотрудничеством CLEO в двух независимых измерениях. В первом из них был повторён анализ BaBar на данных, набранных при энергии рождения Y(4S)-резонанса [103]. Масса и ширина Y(4260) оказались в хорошем согласии с измеренными BaBar (см. табл. 3). Во втором измерении данные набирались при энергии

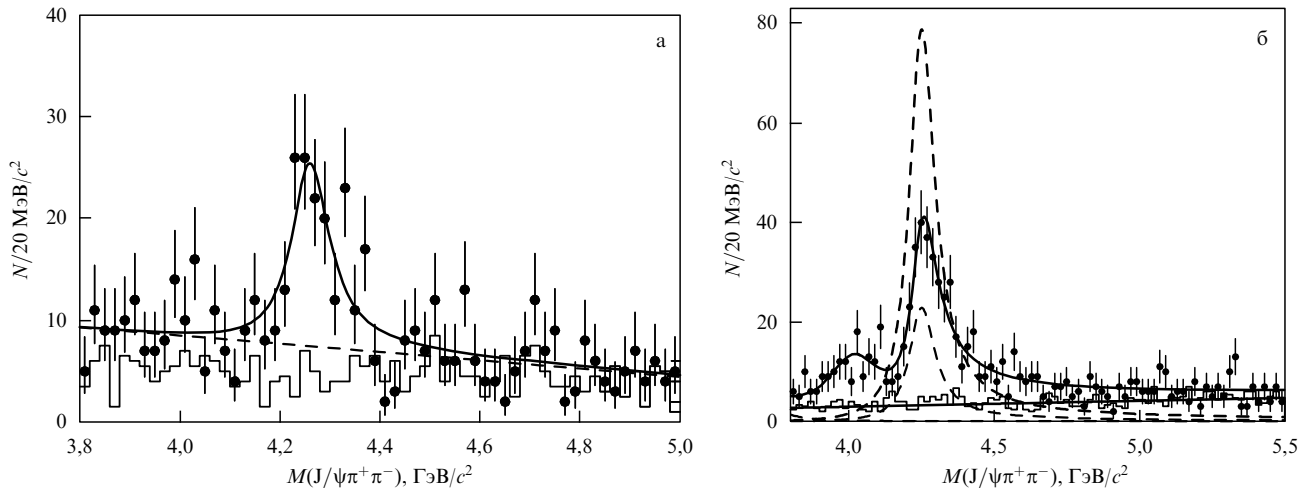


Рис. 15. Спектры инвариантных масс комбинаций $J/\psi \pi^+ \pi^-$ в экспериментах (а) BaBar и (б) Belle. Результаты подгонки показаны сплошными кривыми. В подгонке данных эксперимента Belle учитывалась интерференция, приводящая к неоднозначности решения (два возможных решения показаны штриховыми кривыми).

Таблица 3. Измеренные параметры Y -состояний из семейства $J^{PC} = 1^{--}$

Состояние	M , МэВ/ c^2	Γ_{tot} , МэВ	Мода распада	Коллаборация	Год
$Y(4008)$	$4008 \pm 40_{-28}^{+114}$	$226 \pm 44 \pm 87$	$J/\psi \pi^+ \pi^-$	Belle [108]	2007
$Y(4260)$	$4259 \pm 8_{-6}^{+2}$	$88 \pm 23_{-4}^{+6}$	$J/\psi \pi^+ \pi^-$	BaBar [102]	2005
	$4252 \pm 6_{-3}^{+2}$	$105 \pm 18_{-6}^{+4}$	$J/\psi \pi^+ \pi^-$	BaBar [106]	2008
	$4247 \pm 12_{-32}^{+17}$	$108 \pm 19 \pm 10$	$J/\psi \pi^+ \pi^-$	Belle [105]	2007
$Y(4325)$	4324 ± 24	172 ± 33	$\psi(2S) \pi^+ \pi^-$	BaBar [107]	2007
	$4361 \pm 9 \pm 9$	$74 \pm 15 \pm 10$	$\psi(2S) \pi^+ \pi^-$	Belle [108]	2007
$Y(4660)$	$4664 \pm 11 \pm 5$	$48 \pm 15 \pm 3$	$\psi(2S) \pi^+ \pi^-$	Belle [108]	2007

системы центра масс пучков \sqrt{s} непосредственно в области рождения $Y(4260)$ [104]. При сканировании \sqrt{s} в диапазоне 3,97–4,26 ГэВ наблюдалось увеличение сечения e^+e^- -аннигиляции в $J/\psi \pi^+ \pi^-$ при $\sqrt{s} = 4,26$ ГэВ, свидетельствующее о существовании резонанса. В 2007 г. коллаборация Belle также подтвердила существование $Y(4260)$ в событиях e^+e^- -аннигиляции с испусканием радиационного фотона в начальном состоянии [105]. Оказалось, что спектр инвариантных масс $J/\psi \pi^+ \pi^-$ -комбинаций, показанный на рис. 15б, описывается вкладом двух интерферирующих резонансов значительно лучше, чем одиночным вкладом $Y(4260)$. Интерференция позволяет объяснить асимметрию сигнала, видимую также на данных коллаборации BaBar: резкое возрастание числа событий слева от массы $Y(4260)$ и плавный спад справа. Полученные параметры $Y(4260)$ согласуются с измерениями BaBar (см. табл. 3). Вторую широкую и менее явную структуру вблизи 4,00 ГэВ/ c^2 , названную $Y(4008)$, нельзя объяснить вкладом $\psi(4040)$, ширина которого существенно меньше измеренной для $Y(4008)$. Доказать, что она действительно обусловлена вкладом нового резонанса, а не нерезонансным рождением $J/\psi \pi^+ \pi^-$, в работе Belle не удалось, но и возможность нерезонансного рождения $J/\psi \pi^+ \pi^-$ является достаточно неожиданной. В 2008 г. коллаборация BaBar наличие резонанса $Y(4008)$ не подтвердила, однако не исключила вклада нерезонансного рождения $J/\psi \pi^+ \pi^-$ [106]. Пока природа пика вблизи 4,00 ГэВ/ c^2 остается неясной.

В 2006 г. коллаборация BaBar нашла ещё одну широкую структуру вблизи массы 4,32 ГэВ/ c^2 , на этот раз в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \gamma_{\text{ISR}}$ [107]. Обнаруженный пик (рис. 16а), названный $Y(4325)$, не удалось отождествить с состоянием $Y(4260)$ — их массы существенно различаются (см. табл. 3). Исследуя тот же процесс на большей статистике данных, коллаборация Belle не только подтвердила существование $Y(4325)$ [108], но и обнаружила ещё один пик, названный $Y(4660)$ (рис. 16б).

Ни $Y(4325)$, ни $Y(4660)$ не распадаются в $J/\psi \pi^+ \pi^-$, а $Y(4260)$ и $Y(4008)$ не обнаружены в распадах на $\psi(2S) \pi^+ \pi^-$. Y -состояния не проявляются в виде пиков ни в полном сечении e^+e^- -аннигиляции в адроны [109], ни в эксклюзивных сечениях $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ [110, 111], $D\bar{D}^*$, $D^*\bar{D}^*$ [112, 113] или $D\bar{D}\pi$ [114]. Однако, возможно, что $Y(4260)$ проявляется как локальный минимум в полном сечении, а также в эксклюзивном сечении $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$ при $\sqrt{s} \sim 4,26$ ГэВ с шириной, сопоставимой с $\Gamma_{\text{tot}}(Y(4260))$.

В результате детального анализа полного сечения e^+e^- -аннигиляции был установлен нижний предел вероятности распада $Y(4260) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, составивший 0,6 % на 90 % CL [115]. Последнее значение совместно с измеренной шириной состояния $Y(4260)$ позволяют оценить парциальную ширину распада $Y(4260) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ как, по крайней мере, на порядок превышающую значение, ожидаемое для обычного чармония с такой массой. В свою очередь, коллаборация BaBar,

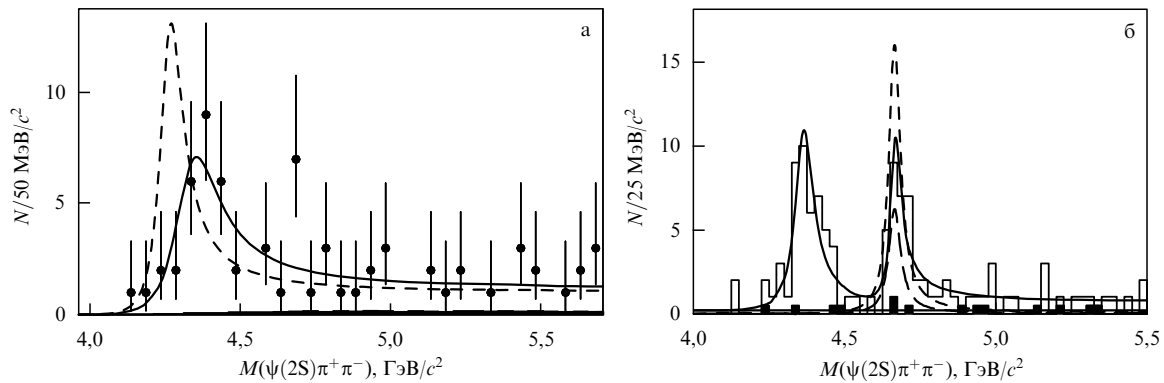


Рис. 16. Спектры инвариантных масс комбинаций $\psi(2S)\pi^+\pi^-$ в экспериментах (а) BaBar и (б) Belle. Результаты подгонки показаны сплошными кривыми. Две штриховые кривые показывают два возможных решения с учётом интерференции на основе данных Belle.

опираясь на измерения эксклюзивных сечений e^+e^- -аннигиляции в очарованные мезоны, недавно установила верхние пределы отношения вероятностей распадов $Y(4260)$ в $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$ к вероятности распада $Y(4260) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, составившие 7,6, 34 и 40 на 90% CL соответственно [111, 113]. Для сравнения отношение $\mathcal{B}(\psi(3770) \rightarrow D\bar{D})/\mathcal{B}(\psi(3770) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)$ превышает 440 (!) [22].

Ещё одна проблема состоит в отсутствие места для трёх резонансов в спектре состояний чармония с квантовыми числами 1^{--} . Три состояния в этом массовом интервале уже заняты ψ -резонансами: с точностью до S–D-смешивания полагают, что $3^3S_1 = \psi(4040)$, $2^3D_1 = \psi(4160)$ и $4^3S_1 = \psi(4415)$. Их свойства, включая вероятности распадов в адроны, неплохо согласуются с предсказаниями модели чармония [23, 84], и нет очевидных причин что-либо менять. Согласно той же модели ожидается, что массы пока не найденных состояний ($3^3D_1(4560)$, $5^3S_1(4760)$, $4^3D_1(4810)$) на $300 \text{ МэВ}/c^2$ превышают измеренные массы Y -резонансов. Последнюю проблему ещё как-то можно разрешить, предлагая механизмы, позволяющие "подвинуть" ожидаемые массы некоторых состояний [116, 117], однако это вряд ли объяснит существование экзотических каналов распада нового семейства и отсутствие традиционных. Другим возможным решением является учёт эффектов связанных каналов и перераспределения между парами очарованных мезонов [118].

Одно из популярных предложений состоит в интерпретации Y -состояний как гибридов [97, 98, 119, 120]. Как уже отмечалось, согласно моделям и расчётам КХД на решётках самый лёгкий гибрид имеет массу около $4,2 \text{ ГэВ}/c^2$. Ожидается, что его распады в $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ подавлены, а доминируют распады в $D^{(*)}\bar{D}^{**}$. Порог распада в $D\bar{D}_1^{**}$, составляющий $4,287 \text{ ГэВ}/c^2$, лежит чуть выше массы $Y(4260)$, следовательно, распад $Y(4260) \rightarrow D\bar{D}_1^{**}$ должен проходить через виртуальный \bar{D}_1^{**} . Возможно, это может объяснить, почему распады $Y(4260)$ в очарованные мезоны так подавлены и $Y(4260)$ не виден в полном сечении e^+e^- -аннигиляции в адроны. Однако отсутствие в последнем следов $Y(4360)$ - и $Y(4660)$ -состояний, массы которых превышают порог рождения $D\bar{D}_1^{**}$, является слабым местом гибридной интерпретации. Среди иных гипотез — адрочармоний (компактное состояние чармония, окружённое возбуждённым лёгким мезоном) [35], многокварковые состояния, включая тетракварк [121, 122], $D\bar{D}_1$ - или $D_0\bar{D}^*$ -

молекулы [123, 124], $f_0(980)\psi(2S)$ -молекулу для $Y(4660)$ [125].

Многообразие предложенных гипотез и отсутствие среди них явного лидера свидетельствуют о том, что новое семейство пока плохо поддаётся объяснению.

9. Сечения e^+e^- -аннигиляции в очарованные адроны

Открытие загадочного семейства состояний с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$, обсуждавшегося в разделе 8, заставило обратить пристальное внимание на многократно измеренное инклюзивное сечение $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$. До последнего времени параметры ψ -состояний определяли из этого сечения без учёта их возможной интерференции [126] и лишь в 2008 г. впервые попытались учесть интерференцию десяти конечных состояний из распадов ψ -резонансов [127]. Однако, поскольку при описании этих распадов опирались на предсказания теоретических моделей, полученный результат остался модельно зависимым и поэтому не слишком надёжным. Очевидно, что попытка включить в описание сечения ещё и Y -состояния, которая приведёт к возникновению множества свободных параметров, обречена на неудачу. Единственным выходом, дающим возможность надёжно определить параметры ψ , изучить их распады, а также установить верхние пределы вероятностей распадов Y в двух-мезонные конечные состояния, остаётся измерение сечений эксклюзивных процессов.

Впервые эксклюзивные сечения рождения пар очарованных адронов в e^+e^- -аннигиляции вблизи порога открытого чарма были измерены коллаборациями Belle [110, 112, 114, 128, 129] и BaBar [111, 113], которые воспользовались процессом излучения в начальном состоянии. Чуть позднее коллаборация CLEOc представила результаты измерений сечений $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ и $D_s^{(*)}\bar{D}_s^{(*)}$ в узкой области, от $\sqrt{s} = 3,77 \text{ ГэВ}$ до $\sqrt{s} = 4,26 \text{ ГэВ}$, для 13 точек, полученных при сканировании энергии пучков [130].

Коллаборация Belle начала исследование в 2007 г. с процессов $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ [112], используя для увеличения эффективности частичное восстановление конечного состояния¹³. Спустя два года

¹³ В детекторе были зарегистрированы, наряду с жёстким фотоном, лишь один $D^{(*)+}$ -мезон и мягкий пион от распада второго D^{*-} .

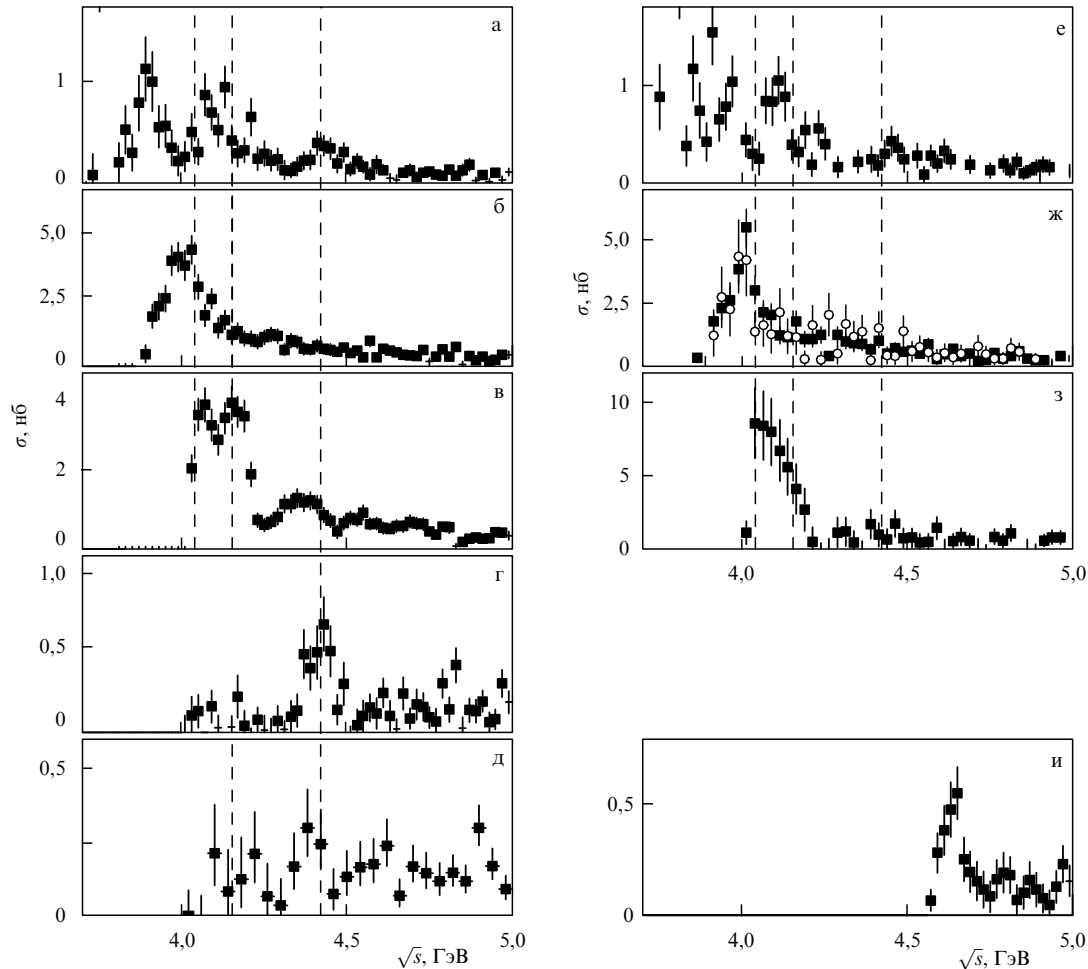


Рис. 17. Эксклюзивные сечения, измеренные в эксперименте Belle: (а) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ (сумма $D^0\bar{D}^0$ и D^+D^-), (б) $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$, (в) $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$, (г) $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$, (д) $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$, (и) $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$. Эксклюзивные сечения, измеренные в эксперименте BaBar: (е) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ (сумма $D^0\bar{D}^0$ и D^+D^-), (ж) $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ (кружки), $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-0}$ (квадраты), (з) $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ (сумма D^0D^{*-0} и D^+D^{*-}). Штриховыми прямыми показаны значения масс ψ -состояний.

коллекция BaBar также измерила сечения $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*$ и $e^+e^- \rightarrow D^*D^*$, используя полное восстановление конечного состояния (что уменьшило статистику примерно на порядок), включая как заряженные, так и нейтральные конечные состояния (что удвоило статистику). Результаты, полученные в экспериментах Belle (рис. 17в) и BaBar (рис. 17е), находятся в хорошем согласии. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^*D^*$ имеет богатую структуру, в деталях которой ещё предстоит разобраться. Первые два максимума близки к положению известных состояний $\psi(4040)$ и $\psi(4160)$. Отчётливый минимум вблизи 4,25 $\text{ГэВ}/c^2$, возможно, объясняется деструктивной интерференцией $Y(4260)$ с состояниями $\psi(nS)$ или влиянием открывающихся порогов $D_s^*\bar{D}_s^*$, $D\bar{D}^{**}$.

В сечении процесса $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*$ (результаты Belle показаны на рис. 17б, а результаты BaBar — на рис. 17ж) помимо широкого пика вблизи массы $\psi(4040)$ других значимых структур не видно. Отметим, что сигнал $\psi(4415)$ не проявляется явно ни в сечении $e^+e^- \rightarrow D^*D^*$, ни в сечении $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*$.

В 2007 г. сечение $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ было измерено коллаборациями Belle [110] (рис. 17а) и BaBar [111, 113] (рис. 17е). В этих работах оба D-мезона были полностью восстановлены. Результаты в пределах ошибок согласуются

между собой и на качественном уровне не противоречат модели связанных каналов [131], предсказывающей пикообразное возрастание сечения вблизи 3,9 $\text{ГэВ}/c^2$ и его спад выше порога $D\bar{D}^*$, не связанные с резонансом. Ввиду больших погрешностей измерений пока трудно судить о природе наблюдаемой структуры в области 4,0–4,2 ГэВ , возможно, связанной с $\psi(4040)$ и $\psi(4160)$. В сечении $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ появилось первое указание на сигнал $\psi(4415)$.

Рождение самого тяжёлого из известных возбуждений $J^{PC} = 1^{--}$ чармония, $\psi(4415)$, впервые отчётливо проявилось в процессе $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$ (рис. 17г) [114]. Значимость сигнала $\psi(4415)$ составляет около 10σ , а его измеренные масса и полная ширина ($M = (4,411 \pm 0,007) \text{ ГэВ}/c^2$ и $\Gamma_{\text{tot}} = (77 \pm 20) \text{ МэВ}$) находятся в хорошем согласии со среднемировыми значениями [22] и последними данными коллаборации BES [127]. Было обнаружено, что сигнал $\psi(4415)$ возникает, только если одна из комбинаций $D^0\pi^+$ или $D^-\pi^+$ лежит в области $\bar{D}_2^*(2460)$, причём вне сигнальной области $\bar{D}_2^*(2460)$ пик $\psi(4415)$ отсутствует. Полученный верхний предел отношения нерезонансного распада к распаду в $D\bar{D}_2^*(2460)$ составил 0,22 на 90 % CL.

В 2008 г. коллаборация Belle сообщила о наблюдении значимого пика на пороге в эксклюзивном сечении

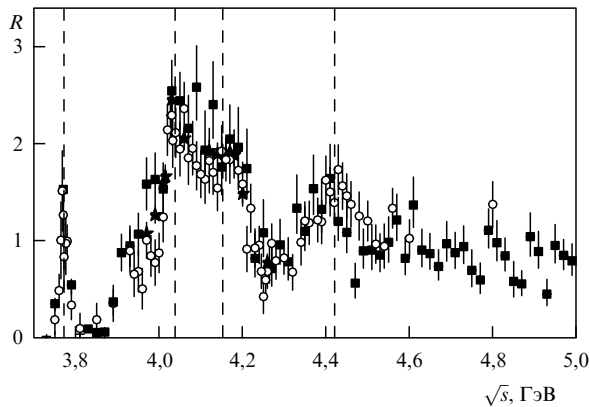


Рис. 18. Отношение сечений аннигиляции e^+e^- в очарованные адроны и в мюоны, измеренное коллаборациями CLEO (треугольники), BES (полые кружки), Belle (квадраты). Штриховыми прямыми показаны значения масс ψ - и Y -состояний соответственно.

$e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$, названного $X(4630)$ (рис. 17и) [128]. Является ли наблюдаемый пик резонансом, остаётся неясным. В частности, во многих процессах, в том числе в трёхчастичных барионных распадах B -мезонов, наблюдаются пики на пороге рождения пары барион-антибарион [132–134]. Интересно, что масса и полная ширина $X(4630)$ является резонансом, $M = (4634^{+8}_{-7} \pm 5) \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma = (92^{+40}_{-24} \pm 10) \text{ МэВ}$, согласуются в пределах ошибок с массой и полной шириной $Y(4660)$. Такое совпадение (включая квантовые числа) кажется неслучайным, хотя и не исключает того, что $X(4630)$ и $Y(4660)$ являются различными частицами. Среди возможных интерпретаций есть предположения, что $X(4630)$ — это состояния чармония $\psi(5S)$ [116, 117, 135, 136] или $\psi(6S)$ [137] либо пороговый эффект, вызванный присутствием $\psi(3D)$ чуть ниже порога $\Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ [138].

В 2009 г. коллаборация Belle измерила эксклюзивное сечение $e^+e^- \rightarrow D^0 D^{*+} \pi^+$ [129] (рис. 17д). Вопреки ожиданиям некоторых гибридных моделей, предсказывающих распад $Y(4260) \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} \pi$, никаких явных структур, кроме малозначимого ($\approx 3,1\sigma$) указания на состояние $\psi(4415)$, в этом сечении не обнаружено.

Отношение суммы эксклюзивных сечений $e^+e^- \rightarrow DD, DD^*, D^* \bar{D}^*, DD\pi, DD^*\pi$ и $\Lambda_c^+ \Lambda_c^-$, измеренных коллаборацией Belle, к сечению $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и отношения полного сечения аннигиляции e^+e^- в очарованные адроны к сечению $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$, измеренные коллаборациями BES [127] и CLEO [130], показаны на рис. 18. Из сравнения этих зависимостей видно, что сумма измеренных эксклюзивных сечений практически полностью насыщает полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны. Доля очарованных странных мезонов в полном сечении, согласно измерениям CLEO [130], ожидается на порядок меньшей, чем доля очарованных мезонов. В области энергий, превышающих энергетический порог рождения пар очарованных барионов (более $4,5 \text{ ГэВ}/c^2$), измерения инклюзивного сечения практически отсутствуют.

10. Новое о старом: $\psi(3770)$

Как уже отмечалось, $\psi(3770)$, самый лёгкий из состояний чармония, лежащих выше порога рождения пары $D\bar{D}$ -мезонов, является преимущественно 1^3D_1 -состоя-

нием с небольшой примесью 2^3S_1 [139]. До недавнего времени считалось, что $\psi(3770)$ распадается исключительно на пару $D\bar{D}$ -мезонов. Действительно, согласно измерениям коллаборации CLEO с разность сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \psi(3770)$ и $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$, т.е. сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow \text{"не-}D\bar{D}\text{"}$, равна $(-0,01 \pm 0,08^{+0,41}_{-0,30}) \text{ нб}$ и совместима с нулём [140]. Однако исследования коллаборации BES показали, что $(14,7 \pm 3,2) \%$ всех распадов $\psi(3770)$ приходится на "не- $D\bar{D}$ "-распады [141–144]. Это серьёзное противоречие мотивировало интенсивный поиск "не- $D\bar{D}$ "-распадов обеими коллаборациями.

Первый "не- $D\bar{D}$ "-распад был открыт коллаборацией BES, наблюдавшей конечное состояние $J/\psi \pi^+ \pi^-$ с относительной вероятностью $(0,34 \pm 0,14 \pm 0,09) \%$ [145]. Коллаборация CLEO подтвердила и уточнила это наблюдение, показав, что $\psi(3770)$ распадается в конечные состояния с J/ψ ($J/\psi \pi^+ \pi^-$, $J/\psi \pi^0 \pi^0$, $J/\psi \eta$) с полной вероятностью около $0,36 \%$ [146]. Кроме того, в эксперименте CLEO были найдены распады $\psi(3770) \rightarrow \chi_{c0(1)} \gamma$: их относительные вероятности также оказались небольшими и составили в сумме около 1% [147]. В результате поиска распадов $\psi(3770)$ в конечные состояния без очарованных частиц был обнаружен лишь один канал $\psi(3770) \rightarrow \phi \eta$, относительная вероятность которого составила $(3,1 \pm 0,6 \pm 0,3) \times 10^{-4}$ [148]. Таким образом, сумма вероятностей найденных распадов $\psi(3770)$ в "не- $D\bar{D}$ " оказалась обескураживающе малой, менее 2% , и не согласующейся с величиной порядка 15% , полученной BES.

Однако возможно экзотическое объяснение дефицита "не- $D\bar{D}$ "-распадов, связанное с присутствием иных структур или физических эффектов вблизи $\psi(3770)$. Коллаборация BES измерила сечение рождения $D\bar{D}$ в диапазоне энергии от $3,73$ до $3,80 \text{ ГэВ}$ [149]. Наклон сечения справа от положения $\psi(3770)$ оказался заметно круче, чем слева, что противоречит форме пика, ожидаемой для одного резонанса. Действительно, излучение в начальном состоянии и пороговый эффект рождения $D\bar{D}$ должны приводить к обратному эффекту. Поведение сечения $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ сходно с аномальной энергетической зависимостью сечения $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$, наблюдаемой при энергии от $3,70 \text{ ГэВ}$ до $3,87 \text{ ГэВ}$ (рис. 19) [150].

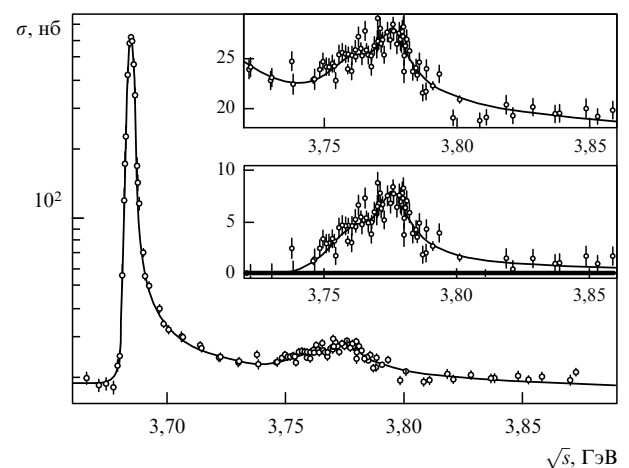


Рис. 19. Зависимость сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны от \sqrt{s} . Результат подгонки, допускающей вклад двух резонансов в области $\psi(3770)$ показан сплошной кривой.

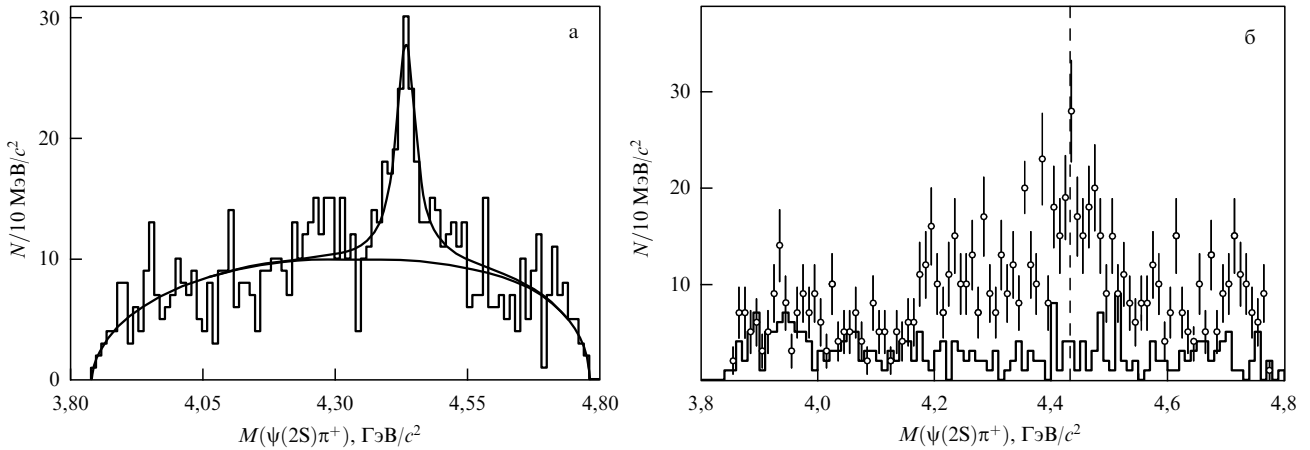


Рис. 20. Спектр инвариантных масс $\psi(2S)\pi^+$ -комбинаций в экспериментах (а) Belle и (б) BaBar.

Форма сечения хорошо описывается вкладом двух близких по массе резонансов. Сегодня статистика экспериментов CLEOс и BES не позволяет сделать однозначных выводов о существовании новых структур в этом диапазоне энергии. Слово за новым экспериментом BESIII [151], огромная светимость которого, безусловно, может разрешить множество загадок.

11. Заряженные и странные чармониеподобные состояния

Обсуждавшиеся до сих пор многочисленные X- и Y-состояния являются электрически нейтральными и не содержат странных кварков. Их ещё как-то можно "втиснуть" в кварковую модель. По крайней мере, на качественном уровне они ей не противоречат. Состояния, о которых пойдёт речь в разделах 11.1–11.3, примирить с кварковой моделью уже не удаётся. Следует, правда, сразу предупредить, что достоверность их обнаружения ещё нуждается в самой тщательной проверке.

11.1. Заряженное состояние $Z^+(4430)$

В 2007 г. при изучении распадов $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ коллаборация Belle обнаружила чармониеподобную структуру с ненулевым электрическим зарядом [152]. Если отбросить события, связанные с распадом $B \rightarrow \psi(2S)K^*$, которые вносят основной вклад в исследуемое конечное состояние¹⁴, то в спектре масс $\psi(2S)\pi^+$ -комбинаций (рис. 20а) проявляется узкий пик вблизи 4,43 ГэВ/ c^2 . Подгонка этого спектра суммой функции Брейта–Вигнера и гладкой функции, описывающей фазовый объём, определила статистическую значимость наблюдения резонанса, названного $Z^+(4430)$, 6,5 σ . Были также определены параметры резонанса, составившие $M = (4433 \pm 4 \pm 2)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma_{\text{tot}} = (45_{-13}^{+18} \pm 30)$ МэВ.

Однако не стоит спешить с выводом об обнаружении резонанса. Проверим сначала, не объясняется ли возникновение пика иными причинами. В трёхчастичном распаде $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ интерференция между различными парциальными волнами в системе $K^-\pi^+$ (в этой системе можно ожидать появления S-, P- и D-волновых резонан-

сов: κ , K^* , $K_2^*(1430)$) приводит к возникновению структур (возможно, пикующих) в распределении $\cos\theta_\pi$, где θ_π — угол поляризации $K\pi^+$ -системы¹⁵. Величина $M(\psi(2S)\pi^+)$ сильно коррелирует с $\cos\theta_\pi$. Таким образом, интерференция может также "наиграть" структуру в спектре $M(\psi(2S)\pi^+)$. Может ли это объяснить наблюдаемый пик? Коллаборация Belle на качественном уровне показала, что существование пика при найденной массе, вследствие интерференции резонансов в $K\pi^+$ -системе, возможно лишь с одновременным появлением более явных структур в спектре $M(\psi(2S)\pi^+)$ с другими значениями масс. Поскольку такие структуры в спектре $M(\psi(2S)\pi^+)$ отсутствуют, был сделан вывод о том, что найденный пик не является результатом интерференции различных парциальных волн $K\pi^+$.

Годом позднее коллаборация BaBar в аналогичном исследовании не нашла значимого сигнала $Z^+(4430)$ [153]. Подгонка спектра инвариантных масс $\psi(2S)\pi^+$ -комбинаций (рис. 20б) функцией Брейта–Вигнера с массой и шириной, равными значениям, полученным Belle, определила статистическую значимость сигнала, не превышающую 1,9 σ . Верхний предел вероятности распада, $\mathcal{B}(B \rightarrow Z^+(4430)K)\mathcal{B}(Z^+(4430) \rightarrow \psi(2S)\pi^+) < 3,1 \times 10^{-5}$ на 95% CL, оказался меньше величины $(4,1 \pm 1,0 \pm 1,4) \times 10^{-5}$, измеренной Belle. Коллаборация BaBar также не нашла узких заряженных чармониеподобных состояний в распаде $B \rightarrow J/\psi\pi^+K$.

В 2009 г. появилась новая работа Belle [154] с более строгими доказательствами существования заряженного резонанса в распаде $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$. Динамика трёхчастичного распада характеризуется двумя переменными с точностью до поворотов плоскости распада В-мезона и осей последующих распадов (например, $\psi(2S) \rightarrow 1^+1^-$). Удобными переменными являются квадраты масс двух из трёх пар конечных частиц, в нашем случае удобно выбрать $M^2(K^-\pi^+)$ и $M^2(\psi(2S)\pi^+)$. Двумерное распределение $M^2(K^-\pi^+)$ от $M^2(\psi(2S)\pi^+)$ равномерно заполнено при распаде по фазовому объёму, а резонанс выглядит горизонтальной (в системе $K^-\pi^+$) или вертикальной (в системе $\psi(2S)\pi^+$) полосой, причём плотность сгущений вдоль полосы определяется

¹⁴ Требуется, чтобы масса комбинации $K\pi^+$ была отделена интервалом ± 50 МэВ/ c^2 от номинальной массы K^* .

¹⁵ Угол между импульсом π^+ -мезона и направлением вылета $\psi(2S)\pi^+$ -комбинации в системе покоя $K\pi^+$.

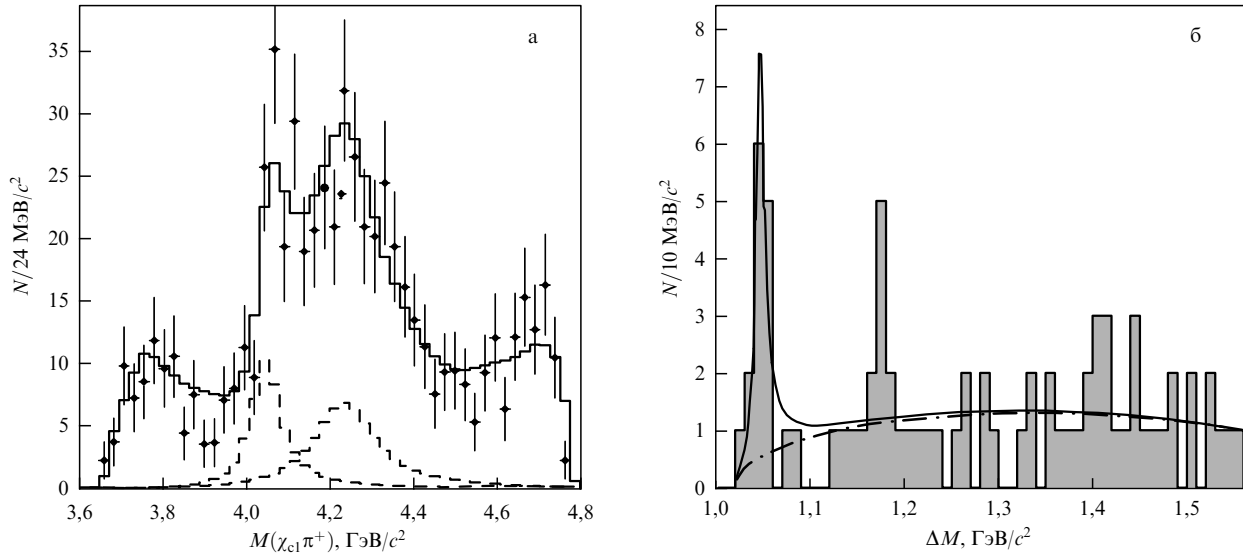


Рис. 21. (а) Спектр инвариантных масс $\chi_{c1} \pi^+$ -комбинаций в эксперименте Belle. (б) Спектр разницы масс $J/\psi \phi$ -комбинации и J/ψ -кандидата в эксперименте CDF.

поляризацией резонанса. Подгонка такого распределения с учётом интерференции всех вкладов называется далиц-анализом. В новой работе Belle был проведён далиц-анализ распада $B \rightarrow \psi(2S) \pi^+ K$. В результате объяснение наблюдаемого пика интерференцией было строго исключено, а существование $Z^+(4430)$ подтверждено. Ширина $Z^+(4430)$, полученная в последней работе из подгонки распределения Далица, оказалась несколько больше первоначально измеренной, $\Gamma_{\text{tot}} = (107^{+86}_{-43} +^{74}_{-56})$ МэВ, а его масса хорошо согласуется с результатами первой работы.

Несмотря на уверенность коллаборации Belle в правильности своих результатов, их разногласие с результатами ВаВаг заставляет относиться к выводу о существовании $Z^+(4430)$ с осторожностью.

11.2. Состояния Z_1^+ и Z_2^+

Открытие $Z^+(4430)$ мотивировало исследование процесса $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} K^- \pi^+$. В 2008 г. коллаборацией Belle была обнаружена широкая структура в спектре инвариантных масс $\chi_{c1} \pi^+$ [155]. Как уже обсуждалось, эта структура может объясняться интерференцией парциальных волн $K^- \pi^+$ -системы. Для того чтобы разобраться с динамикой распада $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} K^- \pi^+$, был сделан далиц-анализ конечного состояния. Подгонка двумерного распределения $M^2(K^- \pi^+)$ от $M^2(\chi_{c1} \pi^+)$ показала, что описать широкую структуру вкладами всех известных резонансов в системе $K^- \pi^+$ и нерезонансного трёхчастичного вклада невозможно. Если же добавить в подгонку два новых резонанса в системе $\chi_{c1} \pi^+$, названных Z_1^+ и Z_2^+ , то описание получается удовлетворительным. Из подгонки распределения Далица были получены следующие параметры $Z_{1,2}^+$ -резонансов:

$$M_1 = (4051 \pm 14^{+20}_{-41}) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_1 = (82^{+21}_{-17} +^{47}_{-22}) \text{ МэВ},$$

$$M_2 = (4248^{+44}_{-29} +^{180}_{-35}) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_2 = (177^{+54}_{-39} +^{316}_{-61}) \text{ МэВ}.$$

Спектр масс $\chi_{c1} \pi^+$ -комбинаций после исключения двух явных вкладов от резонансов в $K^- \pi^+$ -системе, K^* и $K_2^*(1430)$, приведён на рис. 21а. Результат подгонки

показан сплошной кривой, а две штриховые кривые показывают вклады Z_1^+ и Z_2^+ .

11.3. Состояние со скрытой странностью $Y(4140)$

В 2008 г. коллаборация CDF доложила результаты исследования $J/\psi \phi$ -системы, образующейся в эксклюзивных распадах $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ [156]. Было показано, что в распаде $B^+ \rightarrow J/\psi K^- K^+ K^+$ доминирует вклад $J/\psi \phi K^+$, а вклады $J/\psi f_0(980) K^+$ или $J/\psi K^+ K^- K^+$, распределённые по фазовому объёму, пренебрежимо малы. На рисунке 21б показан спектр разницы масс $J/\psi \phi$ -комбинации и кандидата J/ψ для событий из сигнальной области распада B -мезона. В нём наблюдается концентрация событий чуть выше порога. Подгонка в предположении вклада нового резонанса, названного $Y(4140)$, даёт 14 ± 5 сигнальных событий со статистической значимостью $4,3 \sigma$. Масса и ширина нового резонанса составили $(4143,0 \pm 2,9 \pm 1,2)$ МэВ/ c^2 и $(11,7^{+8,3}_{-5,0} \pm 3,7)$ МэВ соответственно.

В 2009 г. коллаборация Belle, обладающая сравнимой статистикой восстановленных распадов $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$, не подтвердила наличия пика в спектре масс $J/\psi \phi$ -комбинаций [157]. С учётом невысокой статистической значимости в эксперименте CDF результаты Belle ставят под большое сомнение существование $Y(4140)$.

Предположив, что упомянутые в этом разделе и разделах 11.1, 11.2 состояния все-таки существуют, обсудим их возможные интерпретации. Сразу можно исключить гипотезы чармония или чармониевого гибрида, поскольку они электрически нейтральны и не содержат явно пары $s\bar{s}$. Оставшаяся возможность — предположить, что рассматриваемые состояния представляют собой многокварковые состояния. Открытие заряженных чармониеподобных состояний породило идею адрочармония [35], связанного состояния чармония, на который они распадаются ($\psi(2S)$ в случае $Z^+(4430)$ и χ_{c1} для $Z_{1,2}^+$), и лёгкого (заряженного) мезона. Однако многие авторы считают, что эти частицы можно объяснить и с точки зрения ставших уже более привычными молекулярных состояний. Эта гипотеза

предоставляет большую свободу придумывать заряженные или содержащие $s\bar{s}$ -пару состояния, а очарованные мезоны, образующие молекулу, подбирать подходящими по массе. Например, $Z^+(4430) = D^* \bar{D}_1^{**}$ [158], $Z_{1,(2)}^+ = D^* \bar{D}^* (D_1 \bar{D})$ [159], $Y(4140) = D_s^{*+} D_s^{*-}$ [160]. Другие авторы поддерживают дикварк-антидикварковую интерпретацию [161].

Интересно, что $Z^+(4430)$ имеет некоторое сходство с состояниями $Y(4360)$ и $Y(4660)$. Действительно, все они находятся в одном массовом диапазоне, имеют близкие ширины и предпочитают распадаться в $\psi(2S)$, а не в J/ψ . Если бы они оказались "родственниками", то это могло бы вызвать проблемы не только с гибридной интерпретацией $Y(4360)$ и $Y(4660)$, но и с молекулярной $D^* \bar{D}_1^{**}$ -гипотезой для $Z^\pm(4430)$. С другой стороны, $Y(4140)$ оказался очень похожим на $Y(3940)$ (оба распадаются на J/ψ и векторный лёгкий мезон на пороге).

12. Заключение

Сегодня физики, работающие в области высоких энергий, с нетерпением ожидают результатов работы Большого адронного коллайдера (ЛHC), открывающего новые границы доступных изучению энергий. Интересно, что физика чармония, относящаяся к энергетическому диапазону, лежащему значительно ниже не только перспективных, но и уже достигнутых энергий, благодаря многочисленным сюрпризам остаётся привлекательной и для экспериментаторов, и для теоретиков.

Остаётся надеяться, что лавинное нарастание необъяснённых фактов выведет теорию на новый качественный уровень понимания КХД и мы получим более полную и ясную картину происходящего в мире чармония. Важную роль здесь должен сыграть эксперимент. Необходимы тщательное и более точное измерение распадов, рождения и параметров уже найденных состояний, а также поиск возможных новых частиц. Существует два проекта создания в ближайшие годы В-фабрик нового поколения — супер-В-фабрик [162], которые позволят набрать на два порядка большую статистику экспериментальных данных.

Авторы выражают глубокую благодарность Л.Б. Окуню за идею написания этого обзора. Мы очень признательны А.Е. Бондарю, М.Б. Волошину и В.Л. Черняку за ценные замечания. Мы благодарны коллегам по коллаборации Belle за многолетнее плодотворное сотрудничество.

Список литературы

- Aubert J J et al. (E598 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **33** 1404 (1974)
- Augustin J-E et al. (SLAC-SP-017 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **33** 1406 (1974)
- Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
- Herb S W et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** 252 (1977)
- Abe F et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **74** 2626 (1995)
- Abachi S (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **74** 2632 (1995)
- Albrecht H et al. (Argus Collab.) *Phys. Lett. B* **192** 245 (1987)
- Вайнштейн А И и др. *УФН* **123** 217 (1977) [Vainshtein A I et al. *Sov. Phys. Usp.* **20** 796 (1977)]
- Bloom E D, Feldman G J *Sci. Am.* **246** (5) 42 (1982); Блум Э Д, Фелдман Г Дж *УФН* **139** 529 (1983)
- Быков А А, Дремин И М, Леонидов А В *УФН* **143** 5 (1984) [Bykov A A, Dremin I M, Leonidov A V *Sov. Phys. Usp.* **27** 321 (1984)]
- Braunschweig W et al. (DASP Collab.) *Phys. Lett. B* **67** 243 (1977)
- Shifman M A et al. *Phys. Lett. B* **77** 80 (1978)
- Partridge R et al. (Crystal Ball Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **45** 1150 (1980)
- Edwards C et al. (Crystal Ball Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **48** 70 (1982)
- Choi S K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 102001 (2002)
- Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 142001 (2002)
- Novikov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **38** 626 (1977)
- Волошин М Б *ЯФ* **36** 247 (1982) [Voloshin M B *Sov. J. Nucl. Phys.* **36** 143 (1982)]
- Eichten E et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 500 (1976)
- Le Yaouanc A et al. *Phys. Rev. D* **8** 2223 (1973)
- Bugg D V *Phys. Lett. B* **598** 8 (2004)
- Amsler C et al. (Particle Data Group) *Phys. Lett. B* **667** 1 (2008)
- Godfrey S, Isgur N *Phys. Rev. D* **32** 189 (1985)
- Fulcher L P *Phys. Rev. D* **44** 2079 (1991)
- Eichten E J, Quigg C *Phys. Rev. D* **49** 5845 (1994)
- Zeng J, Van Orden J W, Roberts W *Phys. Rev. D* **52** 5229 (1995)
- Ebert D, Faustov R N, Galkin V O *Phys. Rev. D* **67** 014027 (2003)
- Barnes T, Godfrey S, Swanson E S *Phys. Rev. D* **72** 054026 (2005)
- Okamoto M et al. (CP-PACS Collab.) *Phys. Rev. D* **65** 094508 (2002)
- Chen P *Phys. Rev. D* **64** 034509 (2001)
- Liao X, Manke T, hep-lat/0210030
- Choe S et al. (QCD-TARO Collab.) *JHEP* (08) 022 (2003)
- Волошин М Б, Окунь Л Б *Письма в ЖЭТФ* **23** 369 (1976) [Voloshin M B, Okun L B *JETP Lett.* **23** 333 (1976)]
- De Rújula A, Georgi H, Glashow S L *Phys. Rev. Lett.* **38** 317 (1977)
- Dubynskiy S, Voloshin M B *Phys. Lett. B* **666** 344 (2008)
- Brodsky S J, Schmidt I, de Téramond G F *Phys. Rev. Lett.* **64** 1011 (1990)
- Jaffe R L *Phys. Rev. D* **15** 267 (1977)
- Okiharu F, Suganuma H, Takahashi T T *Phys. Rev. D* **72** 014505 (2005)
- Maiani L et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 212002 (2004)
- Maiani L et al. *Phys. Rev. D* **71** 014028 (2005)
- Bigi I et al. *Phys. Rev. D* **72** 114016 (2005)
- Maiani L, Polosa A D, Riquer V *Phys. Rev. Lett.* **99** 182003 (2007)
- Isgur N, Paton J *Phys. Rev. D* **31** 2910 (1985)
- Barnes T, Close F E, Swanson E S *Phys. Rev. D* **52** 5242 (1995)
- Lacock P et al. *Phys. Lett. B* **401** 308 (1997)
- Ландау Л Д *ДАН СССР* **60** 207 (1948)
- Yang C N *Phys. Rev.* **77** 242 (1950)
- Uehara S et al. (Belle Collab.) *Eur. Phys. J. C* **53** 1 (2008)
- Alexander J et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **64** 2226 (1990)
- Yuan F, Qiao C-F, Chao K-T *Phys. Rev. D* **56** 321 (1997)
- Yuan F, Qiao C-F, Chao K-T *Phys. Rev. D* **56** 1663 (1997)
- Schuler G A *Eur. Phys. J. C* **8** 273 (1999)
- Kiselev V V, Likhoded A K, Shevlyagin M V *Phys. Lett. B* **332** 411 (1994)
- Pakhlov P et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **79** 071101(R) (2009)
- Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **70** 071102(R) (2004)
- Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **98** 082001 (2007)
- Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **72** 031101(R) (2005)
- Asner D M et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 142001 (2004)
- Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 142002 (2004)
- Baglin C et al. (R704 Collab.) *Phys. Lett. B* **171** 135 (1986)
- Armstrong T A et al. (E760 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **69** 2337 (1992)
- Andreotti M et al. (Fermilab E835 Collab.) *Phys. Rev. D* **72** 032001 (2005)
- Rosner J L et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **95** 102003 (2005)
- Dobbs S et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 182003 (2008)
- Uehara S et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 082003 (2006)
- Choi S-K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 262001 (2003)
- Chistov R et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 051803 (2004)
- Acosta D et al. (CDF II Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 072001 (2004)
- Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 162002 (2004)
- Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **71** 071103 (2005)
- Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 052002 (2006)
- Abe K et al. (Belle Collab.), hep-ex/0505037
- Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 071101(R) (2006)
- Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **102** 132001 (2009)
- Abe K et al. (Belle Collab.), hep-ex/0505038
- Abulencia A et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **98** 132002 (2007)

77. Gokhroo G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 162002 (2006)
78. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **77** 011102(R) (2008)
79. Voloshin M B *Phys. Rev. D* **76** 014007 (2007)
80. Hanhart C et al. *Phys. Rev. D* **76** 034007 (2007)
81. Braaten E, Lu M *Phys. Rev. D* **77** 014029 (2008)
82. Dunwoodie W, Ziegler V *Phys. Rev. Lett.* **100** 062006 (2008)
83. Aushev T et al. (and Belle Collab.), arXiv:0810.0358
84. Barnes T, Godfrey S, Swanson E S *Phys. Rev. D* **72** 054026 (2005)
85. Eichten E J, Lane K, Quigg C *Phys. Rev. D* **69** 094019 (2004)
86. Close F E, Page P R *Phys. Lett. B* **578** 119 (2004)
87. Swanson E S *Phys. Lett. B* **588** 189 (2004)
88. Törnqvist N A *Phys. Lett. B* **590** 209 (2004)
89. Voloshin M B *Phys. Lett. B* **579** 316 (2004)
90. Swanson E S *Phys. Rep.* **429** 243 (2006)
91. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **71** 031501 (2005)
92. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **77** 111101(R) (2008)
93. Adachi I et al. (Belle Collab.), arXiv:0809.1224
94. Li B A *Phys. Lett. B* **605** 306 (2005)
95. Popper K R *Conjectures and Refutations* (London: Routledge and Keagan Paul, 1963) [Поппер К *Предположения и опровержения. Рост научного знания* (М.: АСТ. Ермак, 2004)]
96. Choi S-K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 182002 (2005)
97. Close F E *Phys. Lett. B* **342** 369 (1995)
98. Close F E, Page P R *Phys. Lett. B* **628** 215 (2005)
99. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 082001 (2008)
100. Uehara S et al. (Belle Collab.), arXiv:0912.4451
101. Pakhlov P et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 202001 (2008)
102. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **95** 142001 (2005)
103. Coan T E et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 162003 (2006)
104. He Q et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 091104(R) (2006)
105. Yuan C Z et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **99** 182004 (2007)
106. Aubert B et al. (BaBar Collab.), arXiv:0808.1543
107. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **98** 212001 (2007)
108. Wang X L et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **99** 142002 (2007)
109. Bai J Z et al. (BES Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **88** 101802 (2002)
110. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **77** 011103(R) (2008)
111. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **76** 111105(R) (2007)
112. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **98** 092001 (2007)
113. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **79** 092001 (2009)
114. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 062001 (2008)
115. Mo X H et al. *Phys. Lett. B* **640** 182 (2006)
116. Ding G-J, Zhu J-J, Yan M-L *Phys. Rev. D* **77** 014033 (2008)
117. Badalian A M, Bakker B L G, Danilkin I V *ЯФ* **72** 678 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72** 638 (2009)]
118. Voloshin M B, hep-ph/0602233
119. Zhu S-L *Phys. Lett. B* **625** 212 (2005)
120. Kou E, Pène O *Phys. Lett. B* **631** 164 (2005)
121. Maiani L et al. *Phys. Rev. D* **72** 031502(R) (2005)
122. Ebert D, Faustov R N, Galkin V O *Eur. Phys. J. C* **58** 399 (2008)
123. Liu X, Zeng X-Q, Li X-Q *Phys. Rev. D* **72** 054023 (2005)
124. Ding G-J *Phys. Rev. D* **79** 014001 (2009)
125. Guo F-K, Hanhart C, Meißner U-G *Phys. Lett. B* **665** 26 (2008)
126. Seth K K *Phys. Rev. D* **72** 017501 (2005)
127. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Lett. B* **660** 315 (2008)
128. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 172001 (2008)
129. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **80** 091101(R) (2009)
130. Cronin-Hennessy D et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **80** 072001 (2009)
131. Eichten E et al. *Phys. Rev. D* **21** 203 (1980)
132. Anderson S et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 2732 (2001)
133. Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 151802 (2002)
134. Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **88** 181803 (2002)
135. Segovia J, Entem D R, Fernández F, arXiv:0810.2875
136. Segovia J et al. *Phys. Rev. D* **78** 114033 (2008)
137. Li B-Q, Chao K-T *Phys. Rev. D* **79** 094004 (2009)
138. van Beveren E et al. *Europhys. Lett.* **85** 61002 (2009)
139. Eichten E et al. *Rev. Mod. Phys.* **80** 1161 (2008)
140. Besson D et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 092002 (2006)
141. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Lett. B* **641** 145 (2006)
142. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 121801 (2006)
143. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Rev. D* **76** 122002 (2007)
144. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Lett. B* **659** 74 (2008)
145. Bai J Z et al. (BES Collab.) *Phys. Lett. B* **605** 63 (2005)
146. Adam N E et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 082004 (2006)
147. Briere R A et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 031106(R) (2006)
148. Adams G S et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 012002 (2006)
149. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Lett. B* **668** 263 (2008)
150. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 102004 (2008)
151. Zhemchugov A *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **189** 353 (2009)
152. Choi S-K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 142001 (2008)
153. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **79** 112001 (2009)
154. Mizuk R et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **80** 031104(R) (2009)
155. Mizuk R et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **78** 072004 (2008)
156. Aaltonen T et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **102** 242002 (2009)
157. Shen C P, Yuan C Z, arXiv:0911.1591
158. Liu X et al. *Phys. Rev. D* **77** 034003 (2008)
159. Lee S H, Morita K, Nielsen M *Nucl. Phys. A* **815** 29 (2009)
160. Liu X, Zhu S-L *Phys. Rev. D* **80** 017502 (2009)
161. Maiani L, Polosa A D, Riquer V *New J. Phys.* **10** 073004 (2008)
162. "Letter of intent for KEK Super B Factory", KEK Report 2004-4 (2004)

Exotic charmonium

G.V. Pakhlova, P.N. Pakhlov

Russian Federation State Scientific Center "A.I. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics",

ul. B. Cheremushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-499) 123-80 93. Fax (7-499) 127-08 33

E-mail: galya@itep.ru, pakhlov@itep.ru

S.I. Eidel'man

G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,

prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

Tel. (7-383) 329-43 76. E-mail: s.i.eidelman@inp.nsk.su

The most significant results on the spectroscopy, production and decay of charmonium and charmonium-like states are reviewed. The surprise-filled physics of charmonium is currently attracting a lot of experimental and theoretical attention. Unexpected properties exhibited by numerous discovered states fail to be explained by current theory which claims instead the existence in the spectra of charmonium-like particles of exotic systems different from usual bound states.

PACS numbers: 12.38.Qk, 13.66.Bc, 14.40.Pq, 14.40.Rt

DOI: 10.3367/UFN.0180.201003a.0225

Bibliography — 162 references

Received 7 September 2009

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (3) 225–248 (2010)

Physics–Uspekhi **53** (3) (2010)