

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие
Государственный Научный Центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики
им. А. И. Алиханова

На правах рукописи

Пахлова Галина Владимировна

**Рождение открытого чарма вблизи порога в
 e^+e^- аннигиляции и поиск экзотических
состояний**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2011 г.

Работа выполнена в ГНЦ РФ “Институт Теоретической и Экспериментальной Физики”

г. Москва

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, профессор,

Ю. А. Симонов

(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

доктор физ.-мат. наук, профессор,

Е. М. Лейкин

(НИИЯФ МГУ г. Москва)

доктор физ.-мат. наук, профессор,

А. М. Зайцев

(ГНЦ РФ ИФВЭ, г. Протвино)

Ведущая организация:

ИЯФ СО РАН

(г. Новосибирск)

Защита диссертации состоится апреля 2011 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан февраля 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

В. В. Васильев

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена исследованиям процессов рождения открытого чарма вблизи порога в e^+e^- аннигиляции. В работе представлены результаты первых измерений эксклюзивных сечений рождения двух- и трехчастичных конечных состояний, содержащих очарованные мезоны и барионы, в e^+e^- аннигиляции. Использование оригинальных методов позволило получить десять различных сечений в широком энергетическом диапазоне. Впервые полное сечение e^+e^- аннигиляции в очарованные адроны разложено на основные составляющие его компоненты. Обнаружен первый эксклюзивный распад состояния чармония $\psi(4415)$. В процессе $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ найдено новое состояние чармония $X(4630)$, природа которого, несмотря на множество теоретических интерпретаций, остается неясной.

В диссертации обсуждаются результаты поиска экзотических Y состояний с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$. Ни в одном из измеренных сечений не наблюдается пиков вблизи известных масс состояний этого семейства, что противоречит интерпретации Y как стандартного чармония. Отсутствие распадов Y состояний в трехчастичные конечные состояния, содержащие очарованные адроны, не согласуется с предсказаниями отдельных экзотических моделей.

Представленные в диссертации исследования основаны на данных, набранных в эксперименте Belle, в период с апреля 1999 года по июнь 2010 года. Детектор Belle находился в точке столкновения электронного и позитронного пучков асимметричного коллайдера KEKB (г. Цукуба, Япония), работавшего при энергии рождения Υ резонансов и близлежащего континуума.

Актуальность темы

Состояние чармония, J/ψ , открытое в 1974 году и состоящее из пары $c\bar{c}$, стало первым в семействе связанных состояний со *скрытым чармом*. Среди

еще девяти состояний, обнаруженных в течение шести лет после этого открытия, так называемые ψ состояния, с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$, рождаются непосредственно в e^+e^- аннигиляции. Четыре из них, $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$, с массами выше порога *открытого чарма*, то есть порога рождения пары очарованных мезонов, содержащих c -кварк и легкий антикварк, распадаются, в основном, на пару очарованных мезонов. На протяжении трех десятилетий параметры этих состояний извлекали из полного адронного сечения, однако (как стало понятно сравнительно недавно) с большими неопределенностями, а их распады оставались практически неизмеренными.

Начало XXI века стало золотой эрой физики чармония. За его первое десятилетие обнаружено более десятка новых состояний, содержащих $c\bar{c}$ -пару. Лишь три из найденных 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 ожиданиями модели чармония. Среди новых состояний — векторные состояния: $Y(4260)$, $Y(4325)$ и $Y(4660)$, открытые в распадах на чармоний и пару пионов в e^+e^- аннигиляции.

Попытки теоретического объяснения новых состояний разнообразны. В частности, существуют как консервативные интерпретации, опирающиеся на предсказания модифицированных потенциальных моделей, так и модели, допускающие существование экзотических молекулярных, тетракварковых, гибридных и других состояний. Однако ни одна из предложенных традиционных или экзотических моделей не в состоянии объяснить все многообразие свойств новых состояний одновременно.

Для понимания природы нового семейства Y , а также плохо изученных ψ -состояний, возникла необходимость измерения эксклюзивных сечений рождения пар очарованных адронов в e^+e^- аннигиляции в широком энергетическом диапазоне. Долгие годы сама возможность таких эксклюзивных измерений представлялась недостижимой, и лишь огромный объём данных, набранных в эксперименте Belle, в сочетании с оригинальными и достаточно сложными экспериментальными методами позволили, наконец, решить эту задачу и, тем самым, открыть новое направление деятельности эксперимента и теории. Последние исследования легли в основу данной диссертации.

Результаты, представленные в диссертации, являются актуальным подспорьем для физической программы новых экспериментов, работающих при

энергии e^+e^- аннигиляции в области порога открытого чарма — КЕДР на ускорителе VEPP-4М (г. Новосибирск, ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН) и BESIII на ускорителе BEPCII. Сегодня создается новый эксперимент BelleII на строящейся супер- B -фабрике нового поколения, которая позволит набрать на два порядка большую статистику, чем ее предшественники. Физическая программа BelleII включает широкий спектр задач, посвященных изучению очарованных частиц, опираясь в значительной степени на результаты, представленные в диссертации.

Цель диссертации

Целью диссертации является изучение процессов рождения открытого чарма вблизи порога в e^+e^- аннигиляции, измерение параметров и распадов ψ состояний, а также поиск экзотических состояний с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$.

Научная новизна

Впервые измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ в широком энергетическом диапазоне вблизи порога рождения D^+D^{*-} и $D^{*+}D^{*-}$ пар. Впервые измерено сечения процесса $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$ в широком энергетическом диапазоне вблизи порога рождения $D^0D^-\pi^+$. Обнаружен и измерен первый эксклюзивный распад $\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$. Впервые показано, что распады $\psi(4415)$ в конечное состояние $D\bar{D}_2^*(2460)$ доминируют по отношению к нерезонансным распадам в $D^0D^-\pi^+$. Впервые измерено эксклюзивное сечение $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ в широком энергетическом диапазоне вблизи порога рождения $D^0D^{*-}\pi^+$ и установлен верхний предел на сечение в пике для процесса $e^+e^- \rightarrow \psi(4415) \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$. Впервые измерено эксклюзивное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ в широком энергетическом диапазоне вблизи порога рождения $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ пар, в котором обнаружен пик на пороге, названный $X(4630)$; измерены его масса и полная ширина. Впервые осуществлен поиск распадов экзотических состояний $Y(4260)$, $Y(4325)$, $Y(4660)$ и $X(4630)$ в конечное состояние $D^0D^{*-}\pi^+$. Впервые в результате

систематических исследований удалось разложить полное сечение e^+e^- аннигиляции в очарованные адроны на основные составляющие его компоненты.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Первое измерение эксклюзивных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ при энергиях от порога рождения D^+D^{*-} и $D^{*+}D^{*-}$ пар до 5.0 ГэВ.
2. Измерение эксклюзивных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ при энергиях от порога рождения $D^0\bar{D}^0$ и D^+D^- пар до 5.0 ГэВ.
3. Первое измерение эксклюзивного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$ в энергетическом диапазоне от порога рождения конечного состояния $D^0D^-\pi^+$ до 5.0 ГэВ.
4. Первое обнаружение эксклюзивного распада $\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$. Измерение массы и полной ширины состояния чармония $\psi(4415)$, вычисление сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$ в пике при $E_{\text{ц.м.}} = m_{\psi(4415)}$ и относительной вероятности $\mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+)$. Вычисление верхнего предела на отношение вероятностей распадов $\psi(4415)$ в нерезонансное трехчастичное состояние $D^0D^-\pi^+$ и в $D\bar{D}_2^*(2460)$.
5. Первое измерение эксклюзивного сечения $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ в энергетическом диапазоне от порога рождения конечного состояния $D^0D^{*-}\pi^+$ до 5.2 ГэВ. Первое измерение верхнего предела на сечение в пике для процесса $e^+e^- \rightarrow \psi(4415) \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ при $E_{\text{ц.м.}} = m_{\psi(4415)}$.
6. Результаты поиска распадов экзотических состояний $Y(4260)$, $Y(4325)$, $Y(4660)$ и $X(4630)$ в конечное состояние $D^0D^{*-}\pi^+$.
7. Измерение эксклюзивных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^-$, $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^{*-}$ в диапазоне энергий от порога рождения $D_s^+D_s^-$, $D_s^+D_s^{*-}$ и $D_s^{*+}D_s^{*-}$ пар до 5.0 ГэВ.

8. Первое измерение эксклюзивного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ в энергетическом диапазоне от порога рождения $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ пар до 5.4 ГэВ. Первое обнаружение пика на пороге в эксклюзивном сечении $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$, названного $X(4630)$. Измерение массы и полной ширины $X(4630)$, в предположении, что $X(4630)$ является резонансом.
9. Представление полного сечения e^+e^- аннигиляции в очарованные адроны в виде суммы основных составляющих его компонент.

Апробация работы и публикации

Основные результаты исследований, представленных в диссертации, опубликованы в работах [1 — 11].

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на совещаниях международного сотрудничества Belle, семинарах ИТЭФ, сессиях-конференциях секции отделения ядерной физики РАН в 2007 и 2009 гг., многочисленных международных конференциях. Среди них Рочестерские конференции: ICHEP 2006 (г. Москва, Россия), ICHEP 2008 (г. Филадельфия, США) [12], ICHEP 2010 (г. Париж, Франция); конференции Европейского физического общества: EPS 2007 (г. Манчестер, Великобритания), EPS 2009 (г. Краков, Польша); крупные конференции: Lepton-Photon 2009 (г. Гамбург, Германия) DIS 2007 (г. Мюнхен, Германия) [13], DIS 2010 (г. Флоренция, Италия); CHARM 2009 (г. Лаймен, Германия) [14], CHARM 2010 (г. Пекин, Китай), QWG 2007 (г. Гамбург, Германия), QWG 2008 (г. Нара, Япония), QWG 2010 (г. Чикаго, США); RHIPSI 2008 (г. Фраскати, Италия) [15], RHIPSI 2009 (г. Пекин, Китай) [16]; QCHS 2006 (г. Понте Дельгада, Португалия) [17], PHOTON 2009 (г. Гамбург, Германия); Hadron 2007 (г. Рим, Италия), QNP 2009 (г. Пекин, Китай) [18], Charm Exotics 2009 (г. Бад Хоннеф, Германия) [19].

Результаты измерения эксклюзивных сечений рождения двухчастичных конечных состояний, содержащих очарованные мезоны, в e^+e^- аннигиляции подтверждены сотрудничеством BaBar [20, 21, 22] и находятся в хорошем согласии. Сумма измеренных эксклюзивных сечений практически полностью насыщает полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны, измеренное коллаборацией BESII [23]. Результаты, представленные в диссертации, включены в мировую базу данных физики высоких энергий Durham HepData Project и в таблицы Particle Data Group.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, восьми глав и заключения. Ее объем 188 страниц, включая 56 рисунков и 15 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 178 наименований.

Краткое содержание диссертации

Введение посвящено актуальности исследования процессов рождения открытого чарма вблизи порога в e^+e^- аннигиляции. В нем сформулирована цель диссертации и показана ее структура.

В **первой главе** представлены теоретические модели чармония. В ней, в частности, обсуждаются спектроскопия чармония в стандартной кварковой модели, потенциальные модели, использованные для количественного предсказания масс, полных и парциальных ширин состояний чармония, пороговые эффекты, способные приводить к появлению структур в сечениях рождения пар очарованных мезонов, а также сильные распады чармония в очарованные адроны. Отдельный раздел посвящён моделям экзотических состояний [8].

Вторая глава повествует о существующих методах исследования рождения открытого чарма вблизи порога в e^+e^- аннигиляции. Особое место занимает рождение открытого чарма в e^+e^- аннигиляции на B -фабриках с испусканием фотона в начальном состоянии [10]. В этом процессе жесткий фотон, испущенный до аннигиляции электроном или позитроном, уносит значительную долю начальной энергии. Непрерывный энергетический спектр этого излучения открывает возможность исследования рождения конечных состояний с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$ в широком энергетическом диапазоне. Электромагнитное подавление, связанное с испусканием жестких фотонов, компенсируется огромной интегральной светимостью, набранной на B -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 измерениями современных

экспериментов CLEO и BESII, в которых векторные состояния рождаются резонансно в e^+e^- аннигиляции без электромагнитного подавления.

В **третьей главе** после краткой истории открытия векторных состояний чармония и массами выше порога рождения открытого чарма рассказывается о методике определения их параметров из инклюзивных измерений [11]. Полное сечение рождения адронов в e^+e^- аннигиляции принято представлять в виде переменной R , отношения полного сечения e^+e^- аннигиляции в адроны к сечению рождения мюонов $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha_{em}^2/3s$ (в низшем порядке КЭД), где s — квадрат энергии системы центра масс. Выше открывающегося порога рождения очередного кварка

$$R^{(0)}(\sqrt{s}) \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_i e_{q_i}^2, \quad (1)$$

где суммирование производится по ароматам кварков (i), а e_{q_i} — заряд кварка. В КХД это отношение “обрастает” поправками по α_s и приобретает вид

$$R(\sqrt{s}) = R^{(0)}(\sqrt{s}) \left[1 + C_1 \frac{\alpha_s}{\pi} + C_2 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + C_3 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 + \dots \right]. \quad (2)$$

Измеренные значения R согласуются с тремя цветовыми степенями свободы кварков.

Вблизи открывающихся порогов новых ароматов, где проявляются резонансные структуры, измерения $R(\sqrt{s})$ используют для определения их параметров [10]. В частности, последняя подгонка энергетической зависимости R , измеренной в эксперименте BESII в диапазоне \sqrt{s} от 3.7 до 4.8 ГэВ [23], была выполнена в 2008 году для получения параметров $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$ резонансов. В этой работе в качестве функции подгонки была использована сумма нерелятивистских функций Брейта-Вигнера, описывающих все возможные распады каждого из ψ состояний в двухчастичные очарованные конечные состояния. Поскольку для учета интерференции между амплитудами конечных состояний коллаборация BESII опиралась на теоретические предсказания для относительных вероятностей распадов ψ состояний, измеренные параметры имеют модельную зависимость, которую трудно оценить.

Для достоверного определения параметров ψ и изучения их распадов необходимо измерение сечений эксклюзивных процессов. Однако, несмотря на кинематическую доступность, эксклюзивные сечения, как и сильные эксклюзивные распады ψ резонансов в конечные состояния с открытым чармом,

не были измерены вплоть до последнего времени. Исключение составляет состояние $\psi(3770)$, распады которого в пару очарованных мезонов известны с $\sim 10\%$ точностью, хотя именно эти результаты дали повод для бурной дискуссии о “не $D\bar{D}$ распадах”, которой посвящен отдельный раздел.

Завершает эту главу обсуждение экзотического семейства чармониеподобных состояний, открытого 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 γ_{isr} фотона в начальном состоянии (isr — initial state radiation). Среди них $Y(4260)$ [24, 25], $Y(4325)$ и $Y(4360)$ [26, 27], с массами выше порога открытого чарма и квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$, однозначно зафиксированными процессом их рождения. Y состояния не проявляют себя в виде пиков ни в полном сечении e^+e^- аннигиляции в адроны [23], ни (как показано в пятой, шестой и седьмой главах представленной диссертации) в эксклюзивных сечениях e^+e^- аннигиляции в очарованные адроны. Серьезная проблема состоит в отсутствии места для трех резонансов в спектре состояний чармония с квантовыми числами 1^{--} . Существует множество гипотез происхождения Y состояний [7, 8], однако отсутствие среди них явного лидера свидетельствуют о том, что новое семейство плохо поддается объяснению. Для проверки предложенных моделей необходимо подтвердить или опровергнуть существование распадов Y состояний в очарованные адроны. Эти исследования обсуждаются в пятой, шестой и седьмой главах.

Четвертая глава содержит краткое описание ускорителя КЕКВ [28], детектора Belle [29], а также программного обеспечения, использованного для моделирования экспериментальной установки и физических процессов.

Пятая глава посвящена измерениям эксклюзивного рождения очарованных двухчастичных состояний в e^+e^- аннигиляции.

Исследование эксклюзивного рождения открытого чарма вблизи порога в e^+e^- аннигиляции в эксперименте Belle является нетривиальной задачей. Единственная возможность достичь диапазона энергий, существенно меньших начальной энергии в системе центра масс e^+e^- коллайдера КЕКВ, — использование процесса излучения в начальном состоянии. Однако электромагнитное подавление испускания γ_{isr} и характерная топология событий, в которых большая часть родившихся γ_{isr} вылетает вдоль пучка и не попадает в детектор, приводит к малому числу восстановленных событий. Единого оптимального способа измерений всех эксклюзивных процессов не существует; для исследования каждого конкретного конечного состояния было необходимо найти индивидуальный метод, позволяющий получить максимальную значимость результатов.

Исследования, представленные в диссертации, были начаты с измерения эксклюзивных процессов¹ $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ при энергиях вблизи порога рождения $D^{(*)+}D^{*-}$ пар [1] на основе данных, соответствующих интегральной светимости 547.8 фб^{-1} .

Хотя простейшим способом отбора сигнальных событий в процессах $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{*-}\gamma_{\text{ISR}}$ является полное восстановление конечного состояния, то есть обоих $D^{(*)+}$ и D^{*-} мезонов, а также энергичного γ_{ISR} , и такой метод обеспечивает практически нулевой фон, число отобранных сигнальных событий оказывается ничтожно мало, что делает его в данном случае бесперспективным. Для увеличения эффективности восстановления можно отказаться от регистрации γ_{ISR} , поскольку пик вблизи нуля в распределении квадрата масс отдачи к паре полностью реконструированных $D^{(*)+}$ и D^{*-} мезонов должен свидетельствовать о потере именно фотона. Однако ожидаемого увеличения статистики за счет попытки добавить события с γ_{ISR} , испущенного под малым углом не произошло. Причиной стала низкая эффективность реконструкции пионов с малыми поперечными импульсами из распадов $D^* \rightarrow D\pi$ (особенно на пороге рождения $D^{(*)+}D^{*-}$ пары), которые теряются в детекторе до попадания в дрейфовую камеру.

Единственный способ увеличить число сигнальных событий — отказаться от восстановления одного из очарованных мезонов. В частности, восстановив лишь один $D^{(*)+}$ мезон и γ_{ISR} , эффективность реконструкции которого при попадании в детектор высока, можно судить о втором невосстановленном D^{*-} мезоне по пику в спектре масс отдачи к системе $D^{(*)+}\gamma_{\text{ISR}}$:

$$M_{\text{rec}}(D^{(*)+}\gamma_{\text{ISR}}) = \sqrt{(E_{\text{ц.м.}} - E_{D^{(*)+}\gamma_{\text{ISR}}})^2 - p_{D^{(*)+}\gamma_{\text{ISR}}}^2} \quad (3)$$

вблизи табличной массы D^{*-} мезона. Здесь $E_{\text{ц.м.}}$ — начальная энергия системы центра масс (ц.м.), а $E_{D^{(*)+}\gamma_{\text{ISR}}}$ и $p_{D^{(*)+}\gamma_{\text{ISR}}}$ — энергия и импульс $D^{(*)+}\gamma_{\text{ISR}}$ комбинации в системе центра масс, соответственно. Однако согласно моделированию этот пик ожидается широким, $\sigma \sim 300 \text{ МэВ}/c^2$, из-за плохого разрешения по энергии γ_{ISR} и асимметричным из-за радиационных поправок высшего порядка, что, безусловно, не позволяет разделить пики, соответствующие D^- , D^{*-} и D^{*-} мезонам, в спектре $M_{\text{rec}}(D^{*+}\gamma_{\text{ISR}})$ (или $M_{\text{rec}}(D^+\gamma_{\text{ISR}})$).

Для решения этой проблемы был дополнительно реконструирован мягкий пион, π_{slow}^- , из распада невосстановленного D^{*-} мезона. Хотя такой шаг

¹В этой главе и в дальнейшем подразумевается, что зарядово-сопряженные моды включены в рассмотрение.

частично уменьшил выигрыш в статистике, он позволил отделить перекрывающиеся процессы $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}\gamma_{\text{isr}}$, $D^{*+}D^{*-}\gamma_{\text{isr}}$ и $D^{*+}D^{*-}\pi\gamma_{\text{isr}}$ друг от друга и свести уровень фона к минимуму. Действительно, для сигнальных событий распределение по разности масс отдачи к $D^{(*)+}\gamma_{\text{isr}}$ комбинациям и к $D^{(*)+}\pi_{\text{slow}}^-\gamma_{\text{isr}}$ комбинациям²

$$\Delta M_{\text{rec}} = M_{\text{rec}}(D^{(*)+}\gamma_{\text{isr}}) - M_{\text{rec}}(D^{(*)+}\pi_{\text{slow}}^-\gamma_{\text{isr}}), \quad (4)$$

имеет узкий пик ($\sigma \sim 1.4 \text{ МэВ}/c^2$) вблизи табличного значения разности масс $m_{D^{*-}} - m_{\overline{D}^0} = 140.65 \text{ МэВ}/c^2$ [30], поскольку неопределенность в импульсе γ_{isr} практически полностью сокращается.

В результате использования метода частичной реконструкции, то есть восстановления лишь одного $D^{(*)+}$ мезона, γ_{isr} и мягкого пиона π_{slow}^- от распада второго D^{*-} мезона, удалось выиграть порядок величины в полной эффективности по сравнению с полной реконструкцией.

Эксклюзивные сечения определяют из спектра масс пары очарованных мезонов. При частичной реконструкции в пренебрежении электромагнитными поправками высокого порядка масса системы $D^{(*)+}D^{*-}$ эквивалентна массе отдачи к γ_{isr} . Согласно моделированию разрешение массы отдачи $M_{\text{rec}}(\gamma_{\text{isr}})$ составляет $\sim 100 \text{ МэВ}/c^2$, что недостаточно для изучения относительно узких состояний в спектре масс $D^{(*)+}D^{*-}$. Улучшить разрешение по $M_{\text{rec}}(\gamma_{\text{isr}})$ позволила подгонка $M_{\text{rec}}(D^{(*)+}\gamma_{\text{isr}})$ в табличное значение массы D^{*-} мезона, использующая хорошо измеренный импульс полностью восстановленного $D^{(*)+}$ мезона, чтобы поправить измеренную с большой неопределенностью энергию γ_{isr} . В результате этой подгонки разрешение по $M_{\text{rec}}(\gamma_{\text{isr}})$ улучшилось на порядок величины, а разрешение разности масс отдачи $\Delta M_{\text{rec}}^{\text{fit}}$ — в ~ 2 раза.

Процесс $e^+e^- \rightarrow D^{+}D^{*-}\gamma_{\text{isr}}$.* Спектр масс отдачи $M_{\text{rec}}(D^{*+}\gamma_{\text{isr}})$ до реконструкции мягкого пиона показан на Рис. 1 а). Широкий пик вблизи массы D^{*-} отвечает как искомому процессу, так и вкладу $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}\gamma_{\text{isr}}$. Правое “плечо” при более высоких массах объясняется процессами $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{(*)}(n)\pi\gamma_{\text{isr}}$, $n > 0$. В качестве сигнальной области $M_{\text{rec}}(D^{*+}\gamma_{\text{isr}})$ выбран интервал значений $\pm 200 \text{ МэВ}/c^2$ относительно табличного значения массы D^{*-} мезона. После реконструкции мягкого пиона из распада невосстановленного D^{*-} мезона и ограничения значения $\Delta M_{\text{rec}}^{\text{fit}}$ интервалом $\pm 2 \text{ МэВ}/c^2$ относительно табличного значения разности масс $m_{D^{*-}} - m_{\overline{D}^0}$ в спектре

² в дальнейшем *разность масс отдачи*

$M_{\text{rec}}(D^{*+}\gamma_{\text{isr}})$ наблюдается четкий пик, соответствующий процессу $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ (Рис. 1 b)). Исследование источников фона, подробно описанное в диссертации, показало, что доминирует комбинаторный фон, надежно определенный из данных и составивший $\sim 10\%$ от сигнала. Остальные источники фона были также получены из данных.

Процесс $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}\gamma_{\text{isr}}$. Метод измерения этого процесса идентичен, описанному выше для процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}\gamma_{\text{isr}}$, если заменить полностью восстановленный D^{*+} мезон на полностью восстановленный D^+ мезон (Рис. 1 d), e), f)). Полный уровень фона, надежно определенный из данных, не превысил $\sim 20\%$ от сигнала для всех измеренных значений массового спектра D^+D^{*-} .

Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{*-}$, показанные на Рис. 2, были получены из спектров масс $D^{(*)+}D^{*-}$, после вычитания всех источников фона, исходя из соотношения [31]

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{*-}) = \frac{dN/dm}{\eta_{\text{tot}}(m)dL/dm}, \quad (5)$$

где $m \equiv M(D^{(*)+}D^{*-})$, dN/dm спектр масс, а $\eta_{\text{tot}}(m)$ — полная эффективность. Дифференциальная светимость излучения в начальном состоянии определена в виде:

$$dL/dm = \frac{\alpha}{\pi x} \left((2 - 2x + x^2) \ln \frac{1+C}{1-C} - x^2 C \right) \frac{2m\mathcal{L}}{E_{\text{ц.м.}}^2}, \quad (6)$$

где $x = 1 - m^2/E_{\text{ц.м.}}^2$, \mathcal{L} — полная интегральная светимость, а $C = \cos \theta_0$, где θ_0 определяет полярный угол фотона γ_{isr} в системе центра масс e^+e^- системы: $\theta_0 < \theta_{\gamma_{\text{isr}}} < 180 - \theta_0$. Полная систематическая ошибка измерений $\sigma(e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{*-})$ составила 11% (10%), ее оценка подробно обсуждается в диссертации.

Форма полученного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ достаточно сложная с несколькими локальными минимумами и максимумами, в частности, в ней наблюдается очевидный спад вблизи массы экзотического состояния $Y(4260)$, аналогичный спаду в полном сечении рождения очарованных адронов. В сечении процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ явно виден лишь один широкий пик вблизи порога.

В этой же главе представлены результаты измерений эксклюзивных сечений $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ и $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0$ при энергиях вблизи порога рождения $D\bar{D}$ пар [2], на данных, соответствующих интегральной светимости 673.8 фб^{-1} .

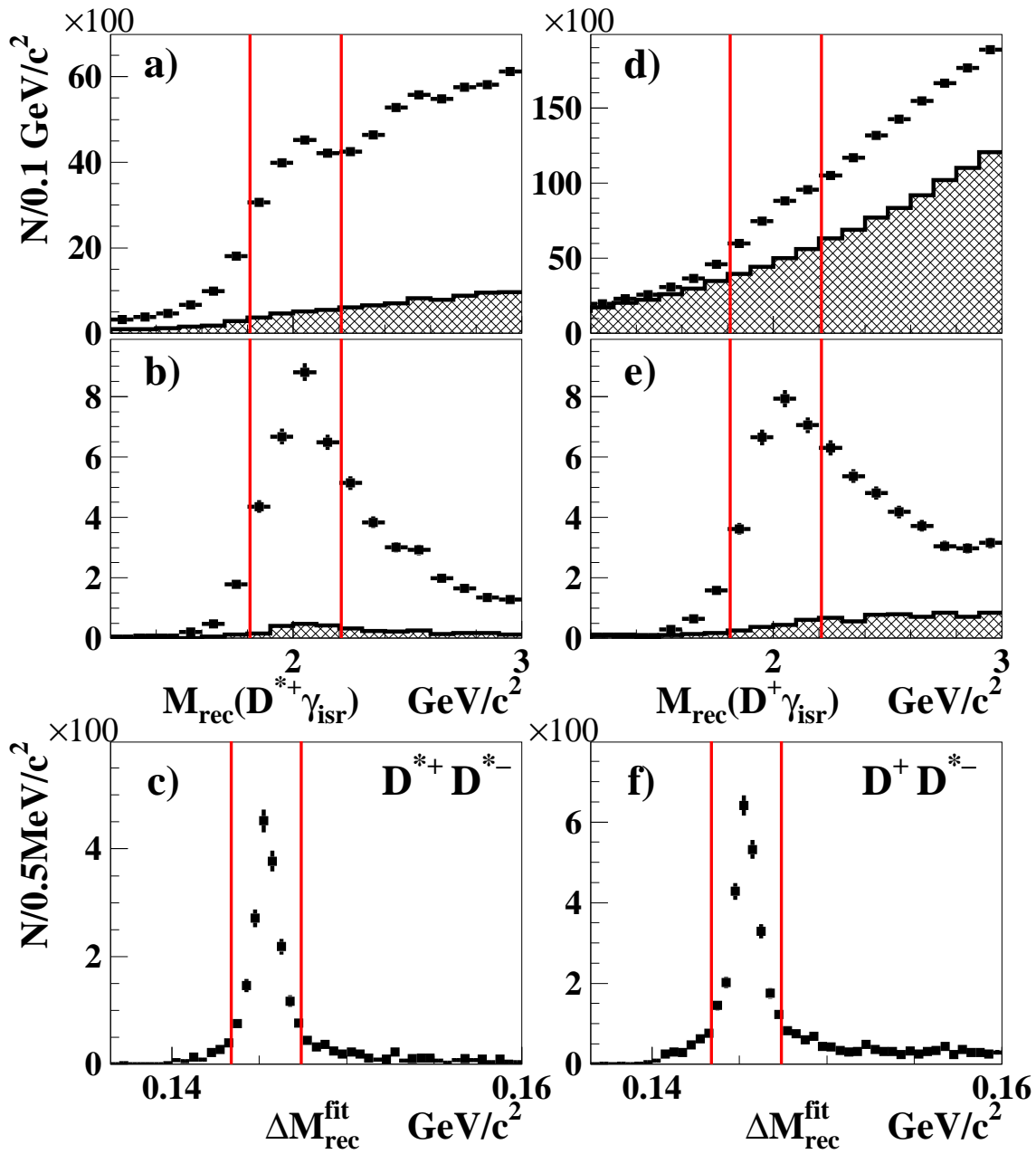


Рис. 1: Спектр масс отдачи $M_{\text{rec}}(D^{(*)+} \gamma_{\text{isr}})$: a), d) без реконструкции мягкого пиона; b), e) после восстановления мягкого пиона и ограничения на разность масс отдачи $\Delta M_{\text{rec}}^{\text{fit}}$. Гистограммы показывают нормированный вклад контрольных образцов $M_{D^{(*)+}}$. c), f) Спектр разности масс отдачи $\Delta M_{\text{rec}}^{\text{fit}}$ после процедуры перефитирования. Выбранные сигнальные интервалы показаны вертикальными линиями.

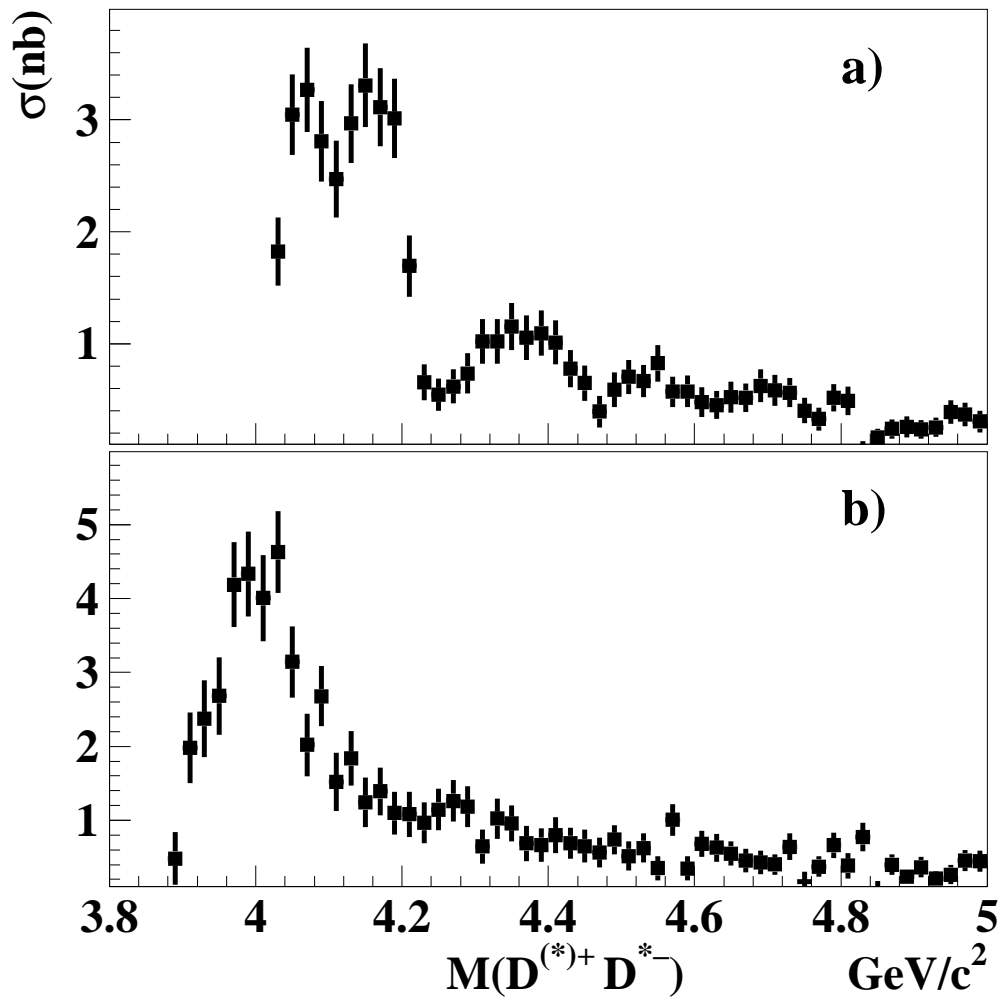


Рис. 2: Эксклюзивные сечения процессов а) $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ и б) $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$. Значения, усредненные по величине бина, показаны со статистической ошибкой.

Для конечного состояния $D\bar{D}$ метод полной реконструкции, то есть восстановление обоих очарованных мезонов, D и \bar{D} (где $D = D^0$ или D^-) оказывается наиболее оптимальным. Продукты распада D мезонов имеют на пороге рождения $D\bar{D}$ пары относительно большие поперечные импульсы и поэтому разумные эффективности реконструкции. В общем случае не требовалось, чтобы γ_{isr} был реконструирован, о его присутствии в событии свидетельствовал пик около нуля в спектре квадрата масс отдачи к системе $D\bar{D}$, определенного как

$$M_{\text{rec}}^2(D\bar{D}) = (E_{\text{ц.м.}} - E_{D\bar{D}})^2 - p_{D\bar{D}}^2, \quad (7)$$

где $E_{D\bar{D}}$ и $p_{D\bar{D}}$ — энергия и импульс комбинации $D\bar{D}$ в системе центра масс. Для подавления фона было рассмотрено два случая:

- (1) γ_{isr} не попал в детектор, тогда полярный угол $D\bar{D}$ комбинации в системе центра масс $|\cos\theta_{D\bar{D}}| > 0.9$;
- (2) γ_{isr} оказался в детекторе, тогда $|\cos\theta_{D\bar{D}}| < 0.9$; в этом случае требуется, чтобы γ_{isr} был восстановлен, а инвариантная масса комбинации $D\bar{D}\gamma_{\text{isr}}$ превышала значение $(E_{\text{ц.м.}} - 0.58 \text{ ГэВ})/c^2$.

Для подавления фона от процессов $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}(n)(\pi^+\pi^-)\gamma_{\text{isr}}$, ($n > 0$) события, содержащие заряженные треки кроме использованных в реконструкции D или \bar{D} мезонов, были исключены.

Спектр масс отдачи $M_{\text{rec}}^2(D\bar{D})$ после всех требований показан на Рис. 3 (а). Очевидный пик, соответствующий процессу $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}\gamma_{\text{isr}}$, наблюдается вблизи нуля. “Плечо” при положительных значениях $M_{\text{rec}}^2(D\bar{D})$ объясняется вкладом процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}(n)\pi^0\gamma_{\text{isr}}$. Для подавления таких событий сигнальная область ограничена условием $|M_{\text{rec}}^2(D\bar{D})| < 0.7(\text{ГэВ}/c^2)^2$. Зависимость числа событий от полярного угла $D\bar{D}$ комбинации после этого требования показана на Рис. 3 (с). Острые пики вблизи ± 1 , характерные для излучения в начальном состоянии, хорошо согласуются с результатами моделирования. Спектр инвариантных масс комбинаций $D\bar{D}\gamma_{\text{isr}}$ (когда γ_{isr} зарегистрирован) показан на Рис. 3 (b). Вблизи значения $E_{\text{ц.м.}}$ виден значимый пик, имеющий асимметричную форму, из-за радиационных поправок высшего порядка.

Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0, D^+D^-$ получены из измеренных спектров масс $D\bar{D}$ комбинаций после вычитания фона, исследования которого

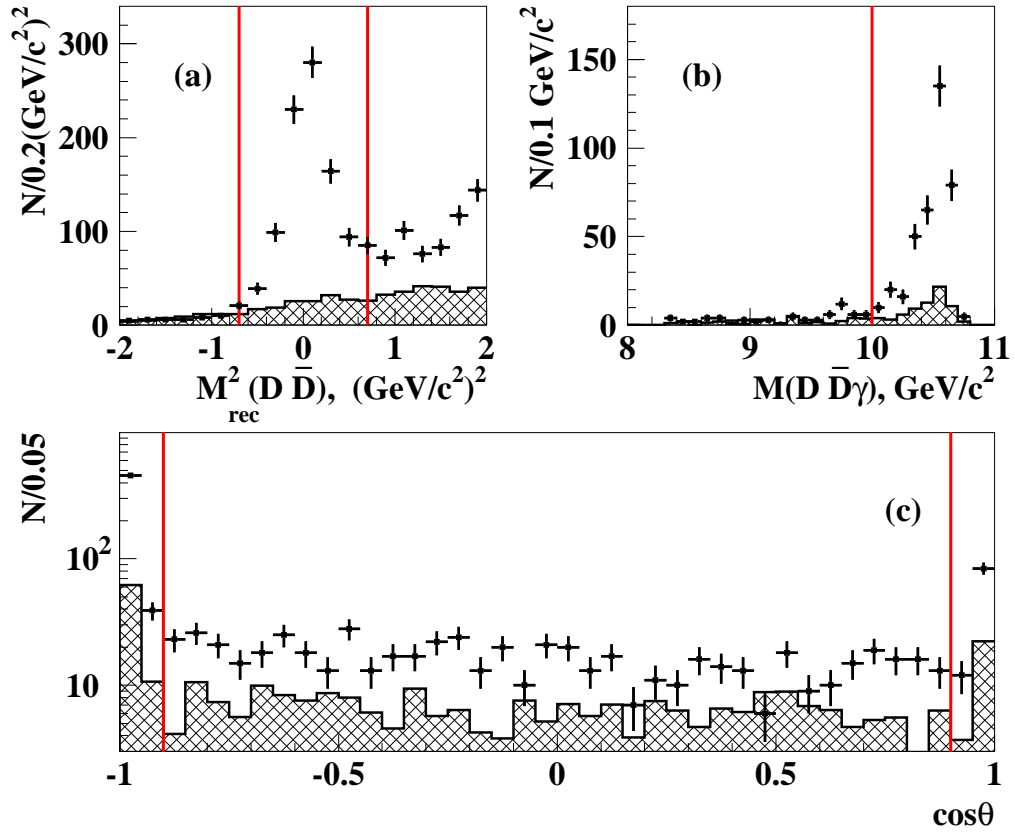


Рис. 3: Измеренные спектры (а) квадрата масс отдачи $M_{\text{rec}}^2(D\bar{D})$; (b) инвариантной массы $M(D\bar{D}\gamma_{\text{ISR}})$ и (c) полярного угла $D\bar{D}$ комбинаций. Гистограммы демонстрируют нормированный вклад контрольных интервалов M_D и $M_{\bar{D}}$. Сигнальные интервалы показаны вертикальными линиями.

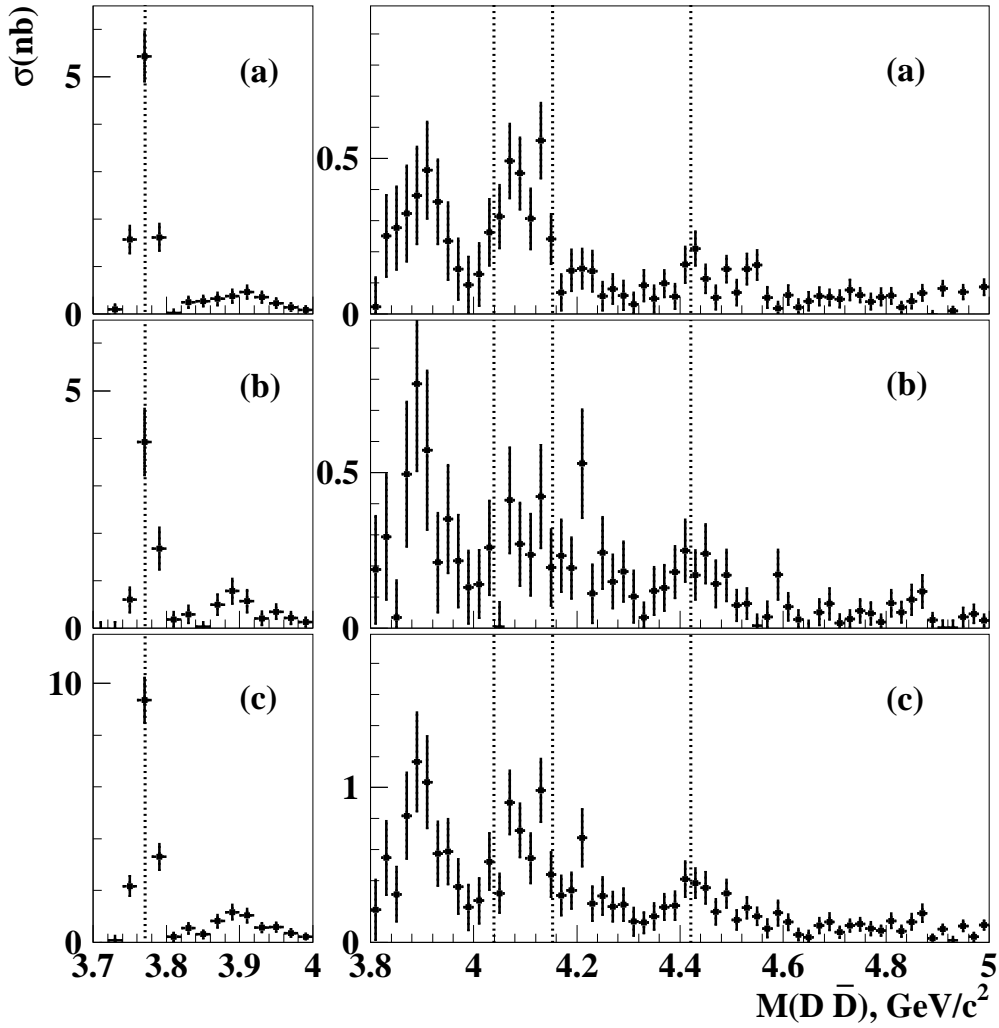


Рис. 4: Эксклюзивные сечения процессов (a) $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0$; (b) $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$; (c) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$. Пунктирными линиями показаны табличные значения [35] масс состояний чармония $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$.

подробно описаны в диссертации. Усредненные по величине бина эти сечения показаны на Рис. 4. Полная систематическая ошибка составила 10%, что сравнимо со статистической ошибкой сечения вблизи пика $\psi(3770)$; в остальном интервале масс $D\bar{D}$ преобладают статистические ошибки.

В обоих спектрах наблюдается узкий значимый пик вблизи массы состояния чармония $\psi(3770)$. Статистика не позволяет выделить состояния $\psi(4040)$ и $\psi(4160)$, которые, возможно, проявляются в области 4–4.2 ГэВ/ c^2 . Важным результатом этого исследования является первое указание на существование состояния $\psi(4415)$ в процессе $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$. Кроме известных состояний чармония в сечении $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ наблюдается широкий пик вблизи 3.9 ГэВ, качественно предсказанный в модели связанных каналов [32] в

1980 году.

Отношение сечений в пике $\sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^-)/\sigma(e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0)$ для бина $M(D\bar{D}) = (3.76 - 3.78) \text{ ГэВ}/c^2$, соответствующего рождению $\psi(3770)$, составило $(0.72 \pm 0.16 \pm 0.06)$, что хорошо согласуется с результатами CLEO [33] и BESII [34]. Отношение сечений $\sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^-)/\sigma(e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0)$, проинтегрированное в интервале от 3.8 до 5.0 ГэВ/ c^2 , равно $(1.15 \pm 0.13 \pm 0.10)$ и согласуется с единицей.

Для измерения эксклюзивных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow D_s^{(*)+}D_s^{(*)-}$ вблизи порога [6] были использованы данные, соответствующие интегральной светимости 967 фб^{-1} . На первый взгляд, для измерения конечных состояний $D_s^+D_s^{*-}$ и $D_s^{*+}D_s^{*-}$ можно было воспользоваться методом частичной реконструкции, успешно примененным для восстановления конечных состояний $D^{(*)+}D^{*-}$. Однако, как показало моделирование, фотоны из распадов $D_s^* \rightarrow D_s\gamma$ настолько мягкие, что пики, соответствующие D_s^- и D_s^{*-} мезонам в спектрах разности масс отдачи к комбинациям $D_s^+\gamma_{\text{isr}}$ и $D_s^+\gamma\gamma_{\text{isr}}$, практически полностью “сливаются”, не позволяя различить процессы $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^{*-}$. Не менее серьезными проблемами являются большой комбинаторный фон и многократный счет событий. Поэтому в этих измерениях был применен метод полной реконструкции конечного состояния и критерии отбора сигнальных событий, подробно объясненные в диссертации. Для увеличения полной эффективности D_s^+ кандидаты были восстановлены в шести каналах распада: $K_S^0K^+$, $K^-K^+\pi^+$, $K^-K^+\pi^+\pi^0$, $K_S^0K^-\pi^+\pi^+$, $\eta\pi^+$ и $\eta'\pi^+$.

Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D_s^{(*)+}D_s^{(*)-}$, полученные из спектров масс $D_s^+D_s^-$, $D_s^+D_s^{*-}$ и $D_s^{*+}D_s^{*-}$ пар после вычитания фона, поправленных на полную эффективность и дифференциальную светимость излучения в начальном состоянии и усредненные по ширине бина, показаны на Рис. 5. В сечении процесса $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^-$ наблюдается указание на пик на пороге вблизи массы состояния $\psi(4040)$. В сечении процесса $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^{*-}$ видны два пика вблизи массы состояний $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$. Сумма сечений $e^+e^- \rightarrow D_s^{(*)+}D_s^{(*)-}$ имеет богатую структуру, включающую пики вблизи масс состояний $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$. Как в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^{*-}$, так и в сумме сечений виден очевидный спад вблизи массы состояния $Y(4260)$, аналогичный спадам в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ и в полном сечении рождения очарованных адронов.

Шестая глава посвящена исследованиям эксклюзивного рождения очарованных трехчастичных состояний в e^+e^- аннигиляции. В ее первой ча-

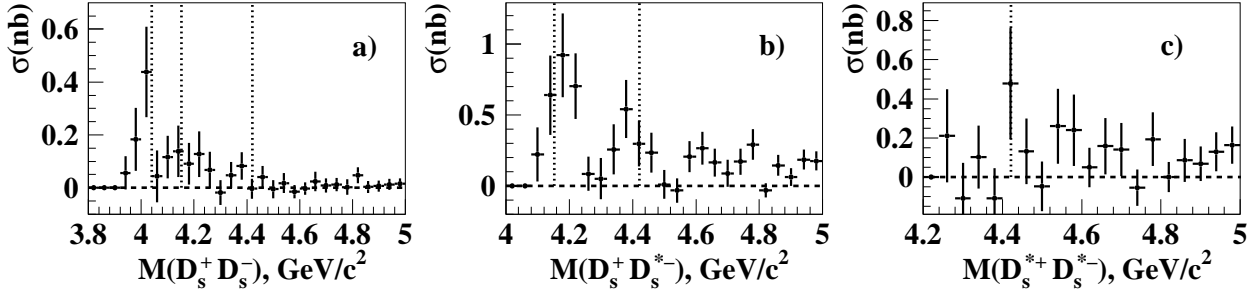


Рис. 5: Сечения, усредненные по величине бина для а) процесса $e^+e^- \rightarrow D_s^+ D_s^-$; б) процесса $e^+e^- \rightarrow D_s^+ D_s^{*-} + c.c.$; в) процесса $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+} D_s^{*-}$. Показаны только статистические ошибки. Пунктирные линии демонстрируют табличные массы состояний $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$ [30].

сти представлены результаты измерения эксклюзивного сечения $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+$ в энергетическом диапазоне от порога рождения $D^0 D^- \pi^+$ до 5.0 ГэВ и первое обнаружение распада $\psi(4415) \rightarrow D \bar{D}_2^*(2460)$ [3], основанные на данных, соответствующих интегральной светимости 673 fb^{-1} .

Хотя состояние чармония $\psi(4415)$ было обнаружено в полном сечении e^+e^- аннигиляции в адроны более тридцати лет назад, ни один из распадов $\psi(4415)$ в конечные состояния с открытым чармом не был обнаружен до 2008 года, когда диссертантом было измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D \bar{D}$, в котором появилось первое указание на состояние $\psi(4415)$ [2].

В исследовании процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+$ был использован метод полной реконструкции конечного состояния и критерии отбора сигнальных событий, аналогичные описанным выше для конечного состояния $D \bar{D}$. В спектре масс $D^0 D^- \pi^+$ комбинаций после применения всех критериев отбора вблизи табличного значения массы состояния $\psi(4415)$ был найден четкий значимый пик.

Исследование источников фона показало, что преобладающим является комбинаторный фон, составивший $\sim 15\%$ от сигнала вблизи массы $\psi(4415)$ состояния. Отражение от процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+ \pi_{\text{miss}}^0 \gamma_{\text{isr}}$ с потерянными π_{miss}^0 , полученное из данных, не превышает $\sim 2\%$ от сигнала. Отражение от процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+ \gamma \gamma_{\text{isr}}$ с потерянными мягким фотоном, оцененное с помощью моделирования, оказалось пренебрежимо мало. Доля процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+ \pi^0$, когда энергичный π^0 ошибочно идентифицирован в качестве γ_{isr} , также оказалась ничтожно мала.

Эксклюзивное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+$, определенное из измеренного спектра масс $D^0 D^- \pi^+$ комбинаций после вычитания фона и усред-

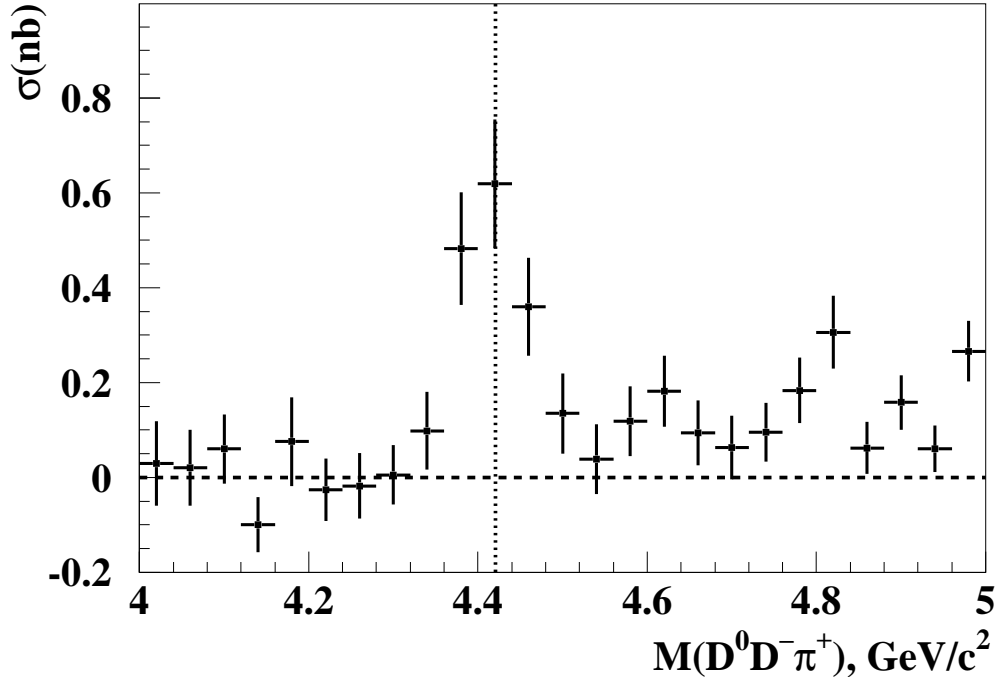


Рис. 6: Эксклюзивное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+$, усредненное по ширине бина. Показаны только статистические ошибки. Пунктирная линия указывает табличное значение [35] массы состояния чармония $\psi(4415)$.

ненное по величине бина, показано на Рис. 6.

Для изучения резонансной структуры распадов найденного $\psi(4415)$ состояния были отобраны $D^0 D^- \pi^+$ комбинации из интервала масс ± 0.1 ГэВ/ c^2 относительно табличного значения массы $\psi(4415)$ резонанса [35]. В проекциях двумерной зависимости инвариантной массы комбинации $D^- \pi^+$ от инвариантной массы комбинации $D^0 \pi^+$ видны четкие сигналы $\bar{D}_2^*(2460)^0$ и $D_2^*(2460)^+$ мезонов. Поскольку существующая статистика не позволяет исследовать интерференционную картину, конечные состояния $D^0 \bar{D}_2^*(2460)^0$ и $D^- D_2^*(2460)^+$ не были разделены, и сигнальный интервал для $D \bar{D}_2^*(2460)$ комбинации определен в виде: $|M(D^- \pi^+) - m_{\bar{D}_2^*(2460)^0}| < 50$ МэВ/ c^2 или $|M(D^0 \pi^+) - m_{D_2^*(2460)^+}| < 50$ МэВ/ c^2 .

Спектр инвариантных масс комбинации $D^0 D^- \pi^+$ для сигнального интервала $D \bar{D}_2^*(2460)$ показан на Рис. 7(а). Отчетливый пик, соответствующий распаду $\psi(4415) \rightarrow D \bar{D}_2^*(2460)$, наблюдается вблизи порога рождения $D \bar{D}_2^*(2460)$ пары. В результате подгонки, показанной на Рис. 7(а) сплошной кривой, было получено 109 ± 25 (стат.) событий в пике $\psi(4415)$ резонанса. Значимость $\psi(4415)$ сигнала составила $\sim 10\sigma$. Измеренная масса $M = (4.411 \pm 0.007$ (стат.)) ГэВ/ c^2 и полная ширина $\Gamma_{\text{tot}} = (77 \pm 20$ (стат.)) МэВ на-

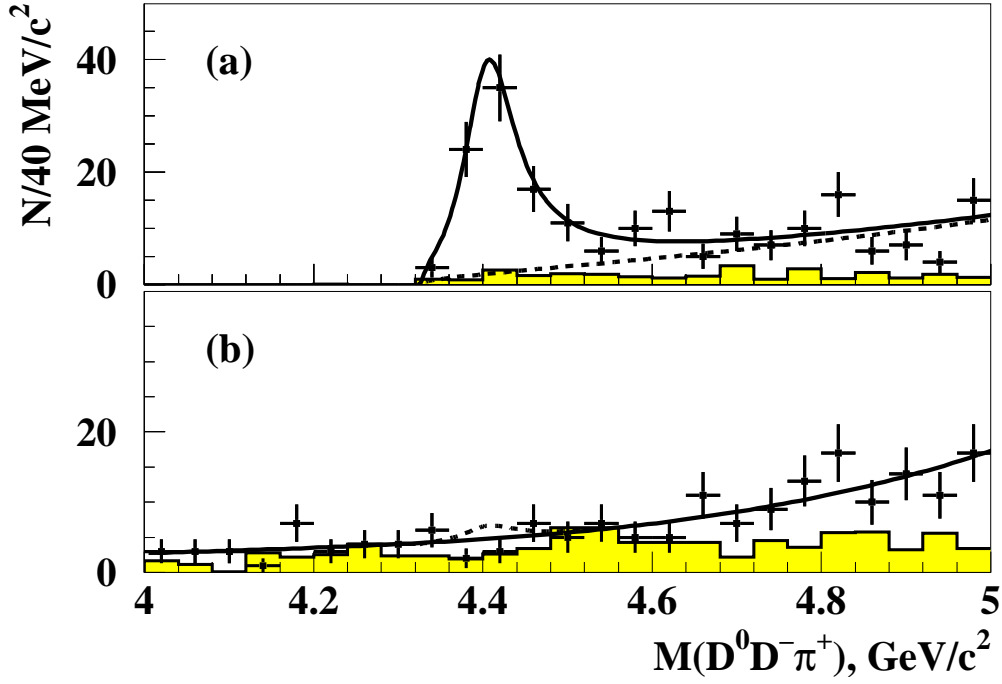


Рис. 7: (a) Спектр инвариантных масс комбинаций $D^0 D^- \pi^+$ для сигнального интервала $D\bar{D}_2^*(2460)$. Сплошная кривая — результат подгонки, описанной в тексте. Пороговая функция показана пунктирной кривой. (b) Спектр инвариантных масс комбинаций $D^0 D^- \pi^+$ вне сигнального интервала $D\bar{D}_2^*(2460)$. Сплошная кривая — результат подгонки полиномом второго порядка. Пунктирная кривая — верхний предел на выход $\psi(4415)$ сигнала на 90% У.Д. Гистограммы показывают нормированный вклад контрольных интервалов M_{D^0} и M_{D^-} .

ходятся в хорошем согласии со средне-мировыми значениями [35], результатами BESII [36] и предсказаниями нерелятивистской потенциальной модели BGS [37].

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$ в пике при $E_{\text{ц.м.}} = m_{\psi(4415)}$, вычисленное из полученной амплитуды релятивистской функции Брейта-Вигнера, составляет $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(4415)) \times \mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+) = (0.74 \pm 0.17 \pm 0.08)$ нб. Для сравнения с теоретическими моделями, предсказывающими распады $\psi(4415)$ состояния, был вычислен $\mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+)$, составивший $(10.5 \pm 2.4 \pm 3.8)\%$ для средне-мировых параметров $\psi(4415)$ резонанса [35] и $(19.5 \pm 4.5 \pm 9.2)\%$ для параметров $\psi(4415)$, полученных BESII [36].

Подгонка спектра инвариантных масс комбинаций $D^0 D^- \pi^+$ вне сигнального интервала $D\bar{D}_2^*(2460)$, показанная сплошной кривой на Рис. 7 (b), в интервале масс вблизи $\psi(4415)$ согласуется с фоном. Верхний предел на

$\mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow (D^0 D^- \pi^+)_{\text{non-resonant}}) / \mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D \bar{D}_2^*(2460) \rightarrow D^0 D^- \pi^+) < 0.22$ на 90% У.Д.

Исследование процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$ [5] явилось естественным продолжением измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^- \pi^+$. Для измерений эксклюзивного сечения $e^+e^- \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$ в энергетическом диапазоне от порога до 5.2 ГэВ был использован метод полной реконструкции конечного состояния и критерии отбора сигнальных событий, описанные в диссертации. Данные соответствовали интегральной светимости 695 фб^{-1} .

Распределения, характеризующие процесс $e^+e^- \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+ \gamma_{\text{ISR}}$, приведены в диссертации. Эксклюзивное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$, полученное из измеренного спектра масс $D^0 D^- \pi^+$ комбинаций, поправленного на полную эффективность и дифференциальную светимость излучения в начальном состоянии, показано на Рис. 8. Малое число событий в спектре инвариантных масс $D^0 D^{*-} \pi^+$ комбинаций после применения всех критериев отбора приводит к большим ошибкам в каждом бине полученного сечения и не позволяет наблюдать какие-либо явные структуры.

Поскольку, как было показано диссертантом в работе [3], $\psi(4415)$ распадается на $D \bar{D}_2^*(2460)$, и существует распад $\bar{D}_2^*(2460)^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$, можно оценить относительную вероятность перехода $\psi(4415) \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$. Кроме того, известны, по крайней мере, еще два промежуточных резонансных состояния, переходящих затем в $D^0 D^{*-} \pi^+$: $D^0 \bar{D}_1^*(2420)^0$ и $D^{*-} D_2^*(2460)^+$. Причем, согласно отдельным предсказаниям [37], распад $\psi(4415) \rightarrow D^0 \bar{D}_1^*(2420)^0$ является доминирующим.

Сечение в пике процесса $e^+e^- \rightarrow \psi(4415) \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$ при $E_{\text{ц.м.}} = m_{\psi(4415)}$ составило $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(4415)) \times \mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+) < 0.76 \text{ нб}$ на 90% У.Д. Исходя из средне-мировых значений массы и полной и электронной ширин состояния $\psi(4415)$ [38], $\mathcal{B}_{\text{еe}} \times \mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+) < 0.99 \times 10^{-6}$ на 90% У.Д. и $\mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+) < 10.6\%$ на 90% У.Д. Все представленные верхние пределы включают систематические ошибки.

В этой же работе была проверена наиболее популярная гибридная интерпретация Y состояний. Согласно предсказаниям некоторых гибридных моделей их распады в двухчастичные состояния $D \bar{D}$, $D \bar{D}^*$ и $D^* \bar{D}^*$ должны быть сильно подавлены (что объясняет отсутствие Y состояний в измеренных сечениях $e^+e^- \rightarrow D \bar{D}, D \bar{D}^*, D^* \bar{D}^*$), в то время как распады $Y(4260) \rightarrow D^{(*)} \bar{D}^{(*)} \pi$ ожидаются доминирующими.

Для оценки верхних пределов на вероятности переходов $X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$, где X обозначает состояния $Y(4260)$, $Y(4325)$, $Y(4660)$ или $X(4630)$ были

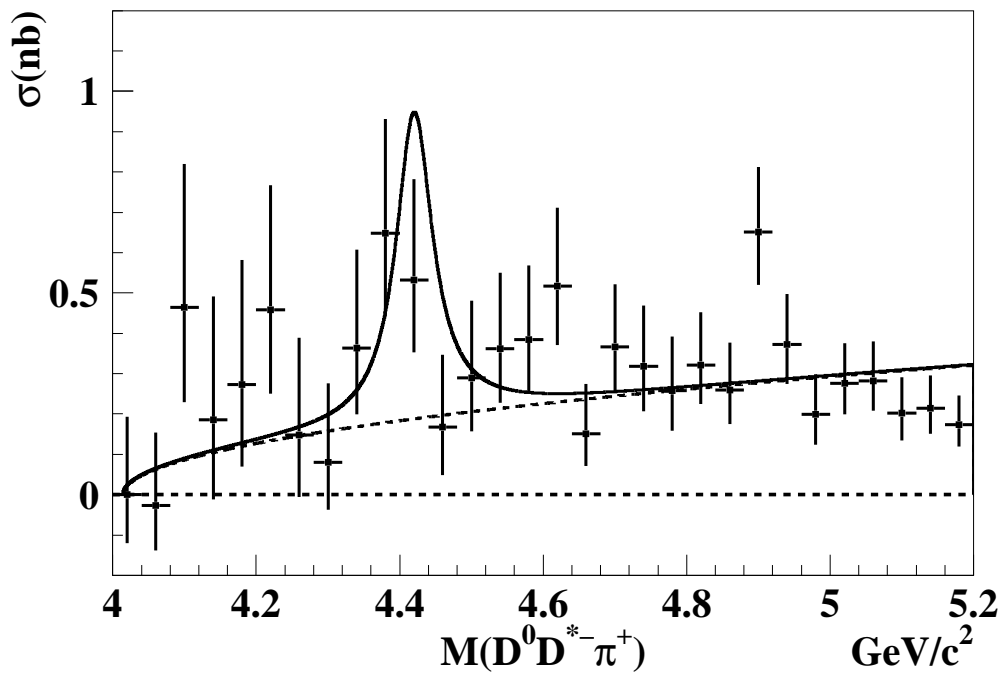


Рис. 8: Эксклюзивное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$, усредненное по величине бина. Показаны только статистические ошибки. Функция подгонки демонстрирует верхний предел на вклад состояния $\psi(4415)$ с учетом систематических ошибок. Сплошная кривая — сумма сигнальной и пороговой функций, штриховая кривая — пороговая функция.

Таблица 1: Верхние пределы на сечения в пике для процессов $e^+e^- \rightarrow X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$ для $E_{\text{ц.м.}} = m_X$, на $\mathcal{B}_{ee} \times \mathcal{B}(X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+)$ и на $\mathcal{B}(X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+)/\mathcal{B}(X \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi(\psi(2S)))$ на 90% У.Д., где $X = Y(4260), Y(4325), Y(4660), X(4630)$.

	Y(4260)	Y(4325)	Y(4660)	X(4630)
$\sigma(e^+e^- \rightarrow X) \times \mathcal{B}(X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+), [\text{нб}]$	0.36	0.55	0.25	0.45
$\mathcal{B}_{ee} \times \mathcal{B}(X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+), [\times 10^{-6}]$	0.42	0.72	0.37	0.66
$\mathcal{B}(X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+)/\mathcal{B}(X \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi)$	9			
$\mathcal{B}(X \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+)/\mathcal{B}(X \rightarrow \pi^+ \pi^- \psi(2S))$		8	10	

выполнены четыре подгонки спектра инвариантных масс $D^0 D^{*-} \pi^+$ комбинаций: поочередно с одним из X состояний, $\psi(4415)$ и нерезонансным вкладом. Измеренные амплитуды сигнальных функций для чармониеподобных состояний $Y(4260), Y(4325), Y(4660)$ и $X(4630)$ согласуются в пределах ошибок с нулевым значением. Верхние пределы на 90% У.Д., представленные в Таблице 1, получены с учетом систематических ошибок.

Седьмая глава посвящена измерению процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ в e^+e^- аннигиляции от порога рождения $\Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ до 5.4 ГэВ [4]. Набранная статистика соответствовала интегральной светимости 695 фб^{-1} .

Рождение очарованных барионов в e^+e^- аннигиляции по отношению к рождению очарованных мезонов сильно подавлено. Три десятилетия существующие экспериментальные данные были ограничены единственным измерением сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ в одной точке при энергии в системе центра масс 5.2 ГэВ.

В работе был использован метод частичного восстановления, сходный с описанным в пятой главе. Был реконструирован только Λ_c^+ барион и γ_{isr} , а в спектре масс отдачи к комбинации $\Lambda_c^+ \gamma_{\text{isr}}$ ожидался пик вблизи табличного значения массы Λ_c^- бариона. Λ_c^+ кандидаты были восстановлены в трех модах распада: $pK_S^0, pK^- \pi^+$ и $\Lambda \pi^+$. Требование присутствия в событии по крайней мере одного анти-протона от распада невосстановленного Λ_c^- (\bar{p} таг) позволило подавить комбинаторный фон в ~ 10 раз ценой потери 60% сигнальных событий.

Спектр масс отдачи $M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+ \gamma_{\text{isr}})$ в присутствии анти-протона показан на Рис. 9. Превышение над комбинаторным фоном вблизи табличного значения массы Λ_c^- бариона объясняется исследуемым процессом $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^- \gamma_{\text{isr}}$, а правое “плечо” — возможными отражениями от процессов $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^- \pi^0 \gamma_{\text{isr}}$

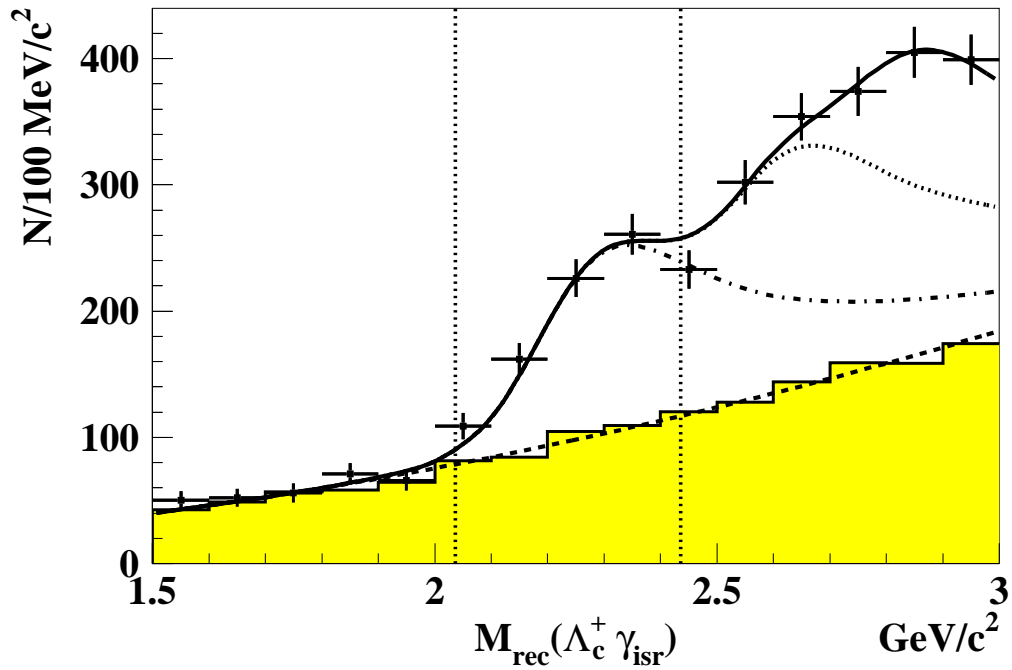


Рис. 9: Спектр масс отдачи в присутствии анти-протона в событии. Сплошная кривая показывает результаты подгонки, описанной в тексте. Параметризация комбинаторного фона представлена штриховой кривой. Штрих-пунктирная кривая демонстрирует вклад конечного состояния $\Lambda_c^+ \Lambda_c^-$, точечная кривая — вклад конечных состояний $\Lambda_c^+ \Lambda_c^- (2595)$ и $\Lambda_c^+ \Lambda_c^- (2625)$. Разница между сплошной и точечной кривыми соответствует вкладу конечных состояний $\Lambda_c^+ \Lambda_c^- (2765)$ и $\Lambda_c^+ \Lambda_c^- (2880)$. Гистограммы показывают нормированный вклад контрольных интервалов $M_{\Lambda_c^+}$. Сигнальный интервал показан вертикальными линиями.

и $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-\pi\pi\gamma_{\text{ISR}}$ с дополнительными невосстановленными π^0 или $\pi\pi$ в конечном состоянии. Процесс $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-\pi^0\gamma_{\text{ISR}}$, который может протекать через $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Sigma_c^-\gamma_{\text{ISR}}$, нарушает изоспин и ожидается сильно подавленным. Процесс $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-\pi\pi\gamma_{\text{ISR}}$ разрешен и может идти через конечные состояния $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2595)$, $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2625)$, $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2765)$ и $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2880)$. Каждое из этих состояний будет давать широкий пик в спектре масс отдачи $M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}})$ вблизи соответствующего табличного значения массы (то есть $m_{\Sigma_c^-}$, $m_{\Lambda^-(2595)}$, $m_{\Lambda^-(2625)}$, $m_{\Lambda^-(2765)}$ и $m_{\Lambda^-(2880)}$). Вследствие плохого разрешения³ по $M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}})$ эти пики перекрываются и проявляют себя в виде широкого плеча в диапазоне масс, превышающих $\sim 2.5 \text{ ГэВ}/c^2$.

Для оценки вклада отражений и оптимизации сигнального интервала спектр масс отдачи $M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}})$ подгоняли суммой сигнала, комбинаторного фона и фона от отражений, оставляя нормировочные коэффициенты в виде свободных параметров. Форма сигнального конечного состояния $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ и конечных состояний $\Lambda_c^+\Sigma_c^-$, $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2595)$, $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2625)$, $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2765)$ и $\Lambda_c^+\Lambda_c^-(2880)$ фиксировалась из моделирования. Все нормировочные коэффициенты оставались свободными параметрам. Для подавления основной части отражений был выбран асимметричный сигнальный интервал масс отдачи к $\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}}$ комбинациям: $-250 \text{ МэВ}/c^2 < M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}}) - m_{\Lambda_c^-} < 150 \text{ МэВ}/c^2$. В этом интервале было получено 386 ± 27 (стат.) сигнальных событий. Вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-\pi^0\gamma_{\text{ISR}}$ оказался менее 18 событий на 90% У.Д., в то время как вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-\pi\pi\gamma_{\text{ISR}}$ составил 7.3 ± 1.7 (стат.) событий и был внесен в систематическую ошибку. Вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-\pi^0$, когда энергичный π^0 ошибочно идентифицирован как фотон γ_{ISR} , оказался пренебрежимо мал, а неопределенность этой оценки вошла в систематическую ошибку.

Как и в случае исследования конечных состояний $D^{(*)+}D^{*-}$, вместо прямого измерения $M(\Lambda_c^+\Lambda_c^-)$ был измерен спектр масс отдачи к γ_{ISR} , $M_{\text{rec}}(\gamma_{\text{ISR}})$. Подгонка массы отдачи $M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}})$ в табличное значение массы Λ_c^- бариона позволила улучшить разрешение $M_{\text{rec}}(\gamma_{\text{ISR}})$ (ожидаемое около $\sim 100 \text{ МэВ}$) более чем на порядок величины.

Спектр масс $M(\Lambda_c^+\Lambda_c^-)$ для сигнального интервала $M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}})$ показан на Рис. 10 (а). Четкий пик наблюдается вблизи порога рождения пары барионов $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$. В предположении, что обнаруженный пик является резонансом, были определены его параметры с помощью подгонки спектра масс

³Согласно моделированию ширина этого асимметричного пика составляет $\sim 250 \text{ МэВ}/c^2$.

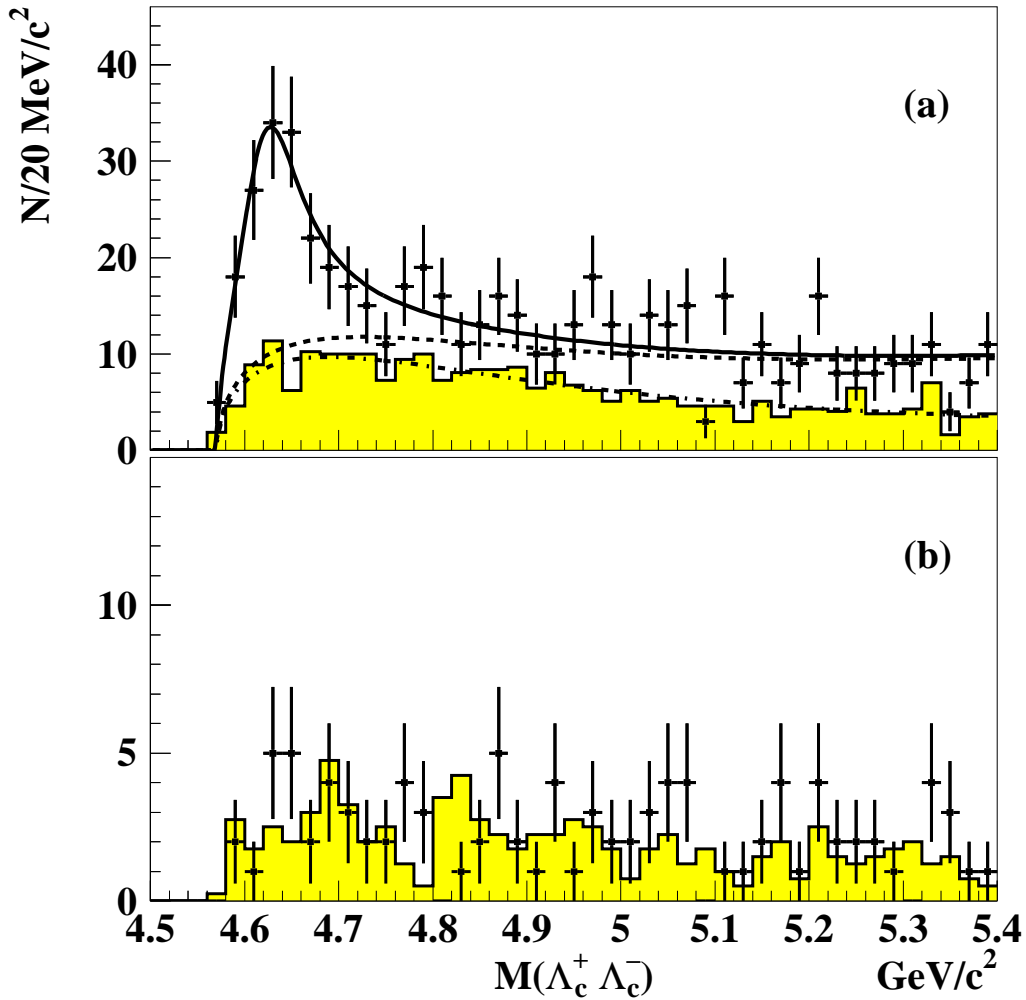


Рис. 10: Спектр масс $M(\Lambda_c^+ \Lambda_c^-)$ для сигнального интервала: (a) с анти-протонным тагом. Сплошная кривая — результат подгонки, описанной в тексте. Пороговая функция показана штриховой кривой. Параметризация комбинаторного фона представлена штрихпунктирной кривой; (b) с протонным тагом (неправильный знак). Гистограммы показывают нормированный вклад контрольных образцов $M_{\Lambda_c^+}$.

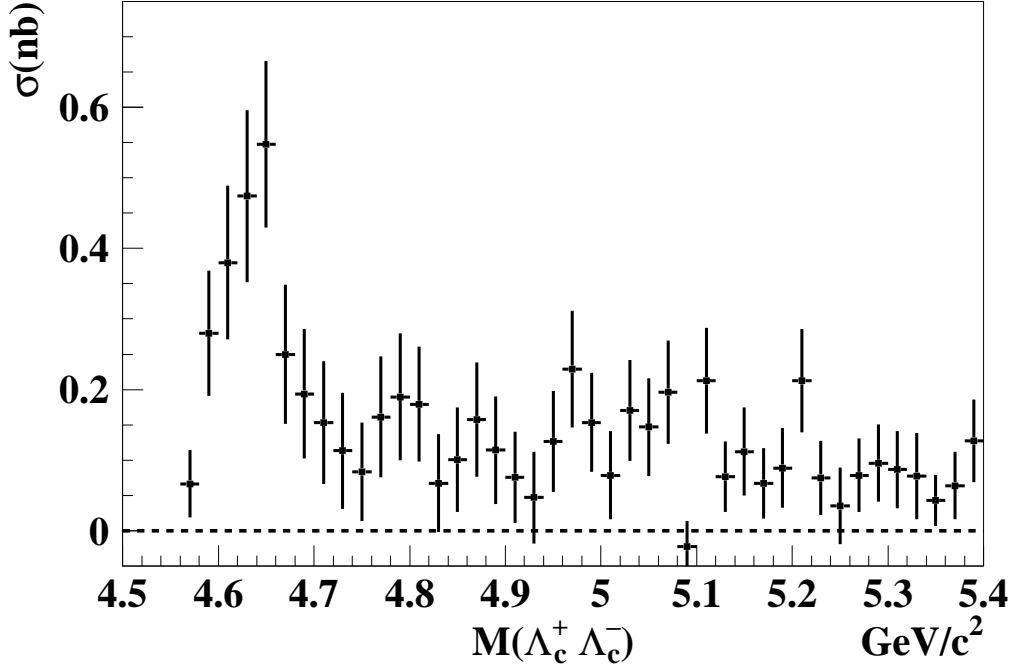


Рис. 11: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$, усредненное по величине бина, со статистическими ошибками.

$M(\Lambda_c^+\Lambda_c^-)$. Сигнальная функция представляла собой сумму S -волновой релятивистской функции Брейта-Вигнера и пороговой функции со свободной нормировкой для учета возможного нерезонансного вклада. Сумма сигнальной и пороговой функций была свернута с функцией эффективности, имеющей линейную зависимость от $M(\Lambda_c^+\Lambda_c^-)$, и дифференциальной светимостью излучения в начальном состоянии. Результаты подгонки показаны на Рис. 10 (а) сплошной кривой. Число сигнальных событий в пике составило 142_{-28}^{+32} (стат.), масса $M = (4634_{-7}^{+8}(\text{стат.})_{-8}^{+5}(\text{сист.})) \text{ МэВ}/c^2$, полная ширина $\Gamma_{\text{tot}} = (92_{-24}^{+40}(\text{стат.})_{-21}^{+10}(\text{сист.})) \text{ МэВ}$. Статистическая значимость сигнала составила 8.8σ , значимость с учетом систематики — 8.2σ . Найденная структура была названа $X(4630)$.

В качестве независимой проверки был измерен спектр $M(\Lambda_c^+\Lambda_c^-)$ для сигнальной области $M_{\text{rec}}(\Lambda_c^+\gamma_{\text{ISR}})$ с тагом неправильного знака, то есть с протоном в событии. В этом случае, показанном на Рис. 10 (b), события из сигнального интервала масс Λ_c^+ кандидатов практически совпали с нормированным вкладом Λ_c^+ кандидатов из контрольных интервалов инвариантных масс.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$, полученное из спектра $M(\Lambda_c^+\Lambda_c^-)$ после вычитания фона, показано на Рис. 11. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ в пике при $E_{\text{ц.м.}} = m_{X(4630)}$, вычисленное из полученной амплитуды ре-

лятивистской функции Брейта-Вигнера, составляет $\sigma(e^+e^- \rightarrow X(4630)) \times \mathcal{B}(X(4630) \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-) = (0.47_{-0.10}^{+0.11} (\text{стат.})_{-0.08}^{+0.05} (\text{сист.}) \pm 0.19 (\text{сист.}))$ нб. Исходя из значения массы $X(4630)$, полученной из подгонки, $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\text{tot}} \times \mathcal{B}(X(4630) \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-) = (0.68_{-0.15}^{+0.16} (\text{стат.})_{-0.11}^{+0.07} (\text{сист.}) \pm 0.28 (\text{сист.})) \times 10^{-6}$.

В **восьмой главе** обсуждаются полученные результаты. Показано, что измеренные сечения e^+e^- аннигиляции в двухчастичные конечные состояния $D\bar{D}$, D^+D^{*-} , $D^{*+}D^{*-}$ и $D_s^+D_s^-$, $D_s^+D_s^{*-}$, $D_s^{*+}D_s^{*-}$ находятся в хорошем согласии с результатами коллаборации BaBar [20, 21, 22] и с измерениями коллаборации CLEO [39] в узком диапазоне энергий от 3.97 до 4.26 ГэВ.

В результате систематических исследований впервые удалось разложить полное сечение e^+e^- аннигиляции в очарованные адроны на составляющие его компоненты (Рис. 12). Вклад конечных состояний $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$ является доминирующим. Конечное состояние $D\bar{D}\pi$, в основном, ответственно за пик вблизи $\psi(4415)$. Доля очарованных странных очарованных мезонов в полном сечении на порядок меньше, чем доля очарованных мезонов. В области энергий выше порога рождения пар очарованных барионов современные измерения инклюзивного сечения практически отсутствуют. Сумма измеренных эксклюзивных сечений, показанная на Рис. 13, практически полностью насыщает полное сечение e^+e^- аннигиляции в очарованные адроны до 4.6 ГэВ [8].

Отдельный раздел посвящен обсуждению ψ состояний. В частности, показано, как эксклюзивное сечение $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$, полученное диссертантом, позволило группе теоретиков [40] измерить параметры $\psi(3770)$ корректно, разрешить проблему “не $D\bar{D}$ распадов” $\psi(3770)$ резонанса и объяснить его асимметричную форму.

Полученное значение $\mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+)$ не противоречит нерелятивистской потенциальной модели BGS [37], однако верхний предел на $\psi(4415) \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ оказался существенно меньше предсказаний этой модели. На примере первых попыток подгонки сечения $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ для определения параметров ψ состояний, приведенных в этой главе, понятно насколько нетривиальна задача описания измеренных сечений. Корректной процедурой является только одновременная подгонка всех эксклюзивных сечений с учётом интерференции всех конечных состояний и влияния открывающихся порогов.

Поиск экзотических Y состояний в эксклюзивных процессах рождения очарованных мезонов в e^+e^- аннигиляции не увенчался успехом. Ни в одном из измеренных сечений не наблюдается пиков вблизи масс Y состоя-

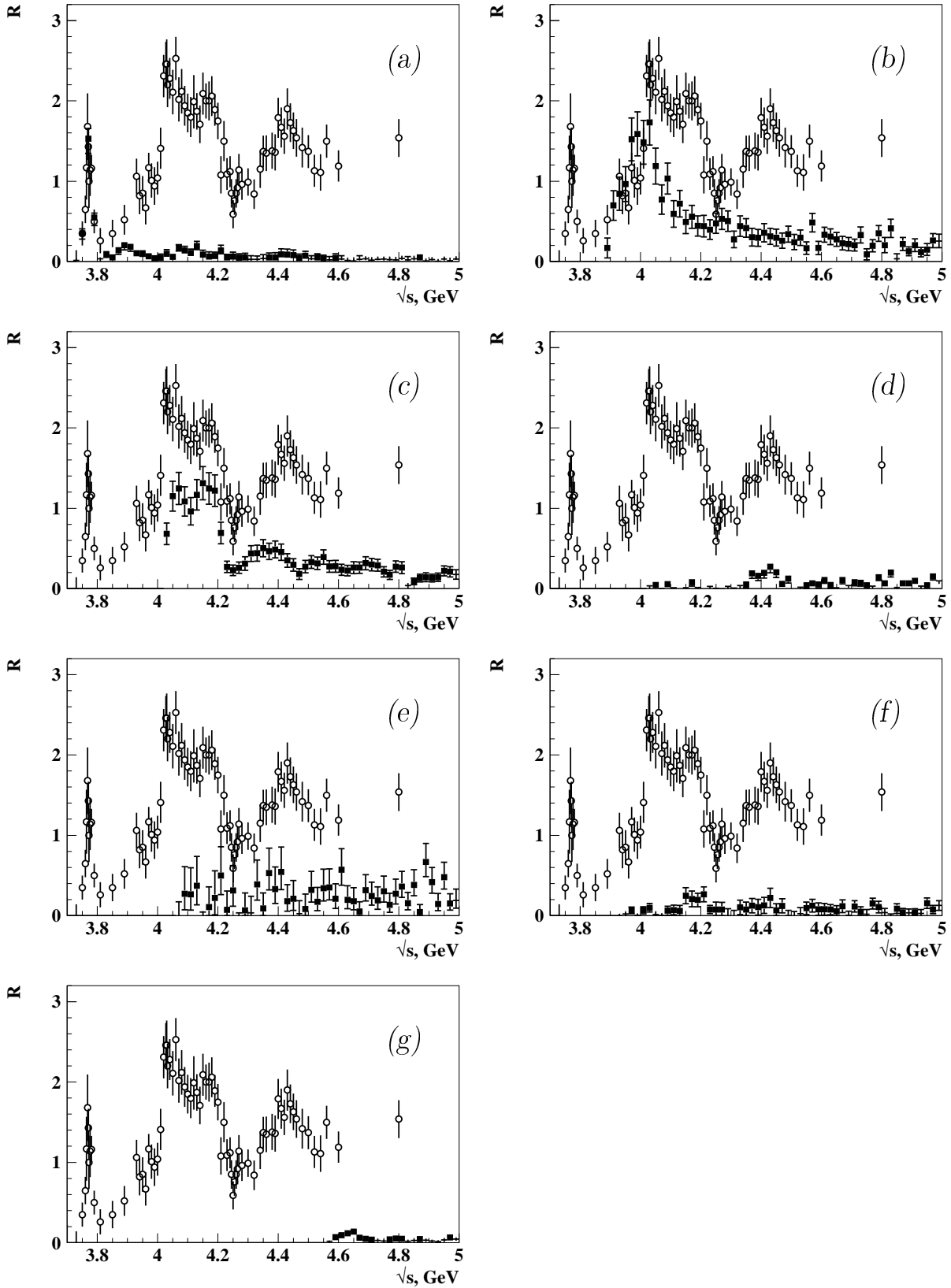


Рис. 12: Измерения коллаборации BESII $R_{inclusive} - R_{uds}$ (полые кружки) и полученные диссертантом спектры $R_{exclusive}$ (черные квадраты), для эксклюзививных процессов: (a) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$; (b) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*$; (c) $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$; (d) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}\pi$; (e) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*\pi$; (f) сумма $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^-$, $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^{*-}$; (g) $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$. Вклады измеренных конечных состояний D^+D^{*-} , $D^{*+}D^{*-}$, $D^0D^-\pi^+$ и $D^0D^{*-}\pi^+$ были отскалированы согласно изоспиновой симметрии.

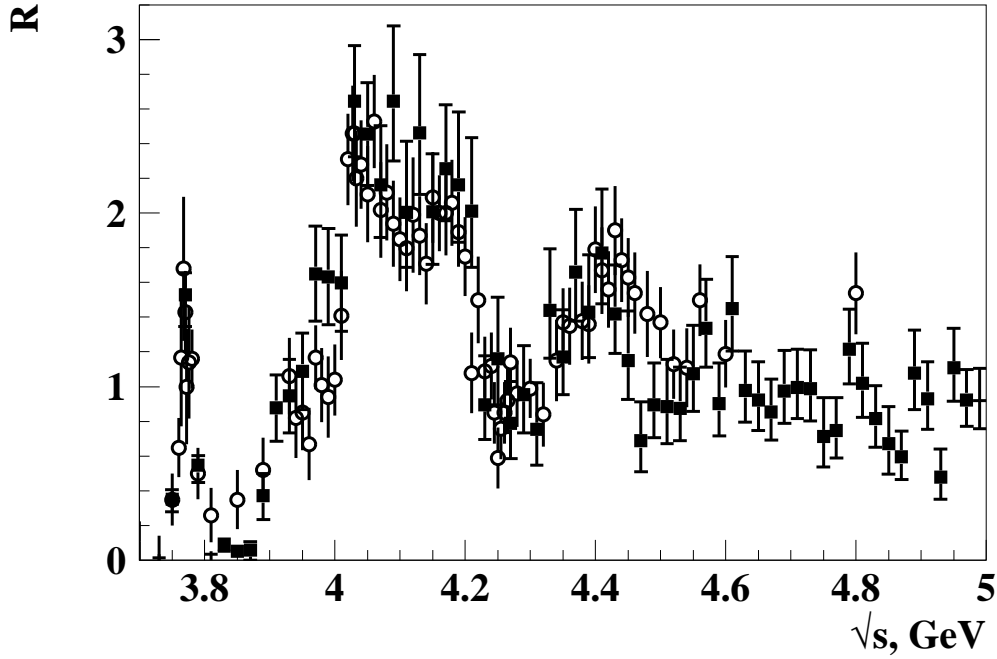


Рис. 13: Измеренная коллаборацией *BESII* разность $R_{inclusive} - R_{uds}$ (полые кружки) и сумма эксклюзивных спектров $R_{exclusive}$ (черные квадраты), полученных в представленной работе.

ний. Результаты, представленные в диссертации, опровергли предсказания некоторых гибридных моделей, ожидающих распада $Y(4260) \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}\pi$. Природу резких спадов сечений вблизи $4.25 \text{ ГэВ}/c^2$ как в полном сечении, так и в процессах $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$, $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^{*-}$ может объяснить только корректная подгонка эксклюзивных сечений, о которой шла речь выше.

Природа найденного состояния $X(4630)$ остаётся неясной. Хотя масса и полная ширина $X(4630)$ согласуются в пределах ошибок с параметрами чармониеподобного состояния $Y(4660)$ не исключено, что они являются различными состояниями. Среди множество интерпретаций $X(4630)$ состояния — $\psi(5S)$, $\psi(4D)$ или $\psi(6S)$ состояния чармония, различные пороговые эффекты, а также проявление $\psi(3D)$, лежащего чуть ниже порога рождения. Экзотические объяснения включают молекулярное состояние $\psi(2S)f_0(980)$, тетракварк, гексакварк и очарованный барионий.

В **заключении** кратко перечислены основные результаты, представленные в диссертации:

1. Впервые измерены эксклюзивные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ при энергиях от порога рождения D^+D^{*-} и $D^{*+}D^{*-}$

пар до 5.0 ГэВ. Показано, что именно эти процессы вносят основной вклад в полное сечение $e^+e^- \rightarrow$ очарованные адроны. В сечении процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ наблюдается очевидный спад вблизи массы экзотического состояния $Y(4260)$, аналогичный спаду в полном сечении рождения очарованных адронов.

2. Измерены эксклюзивные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ при энергиях от порога рождения $D^0\bar{D}^0$ и D^+D^- пар до 5.0 ГэВ. На качественном уровне полученные результаты не противоречат модели связанных каналов, предсказывающей пикообразное нарастание сечения $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ вблизи 3.9 ГэВ/ c^2 и его спад выше порога $D\bar{D}^*$. В сечении $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ появилось первое указание на сигнал $\psi(4415)$.
3. Впервые измерено эксклюзивное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$ в энергетическом диапазоне от порога рождения конечного состояния $D^0D^-\pi^+$ до 5.0 ГэВ.
4. Обнаружен первый эксклюзивный распад самого тяжелого из измеренных векторных состояний чармония, $\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$. Измеренные масса и полная ширина: $M = (4.411 \pm 0.007)$ ГэВ/ c^2 и $\Gamma_{\text{tot}} = (77 \pm 20)$ МэВ находятся в хорошем согласии со средне-мировыми значениями.
5. Впервые вычислено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$ в пике при $E_{\text{ц.м.}} = m_{\psi(4415)}$: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(4415)) \times \mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+) = (0.74 \pm 0.17 \pm 0.08)$ нб и относительные вероятности $\mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460) \rightarrow D\pi^+) = (10.5 \pm 2.4 \pm 3.8)\%$ для средне-мировых параметров $\psi(4415)$ резонанса [35], и $(19.5 \pm 4.5 \pm 9.2)\%$ для параметров, полученных BESII [36].
6. Впервые вычислен верхний предел на отношение нерезонансного распада состояния $\psi(4415)$ к распаду в $D\bar{D}_2^*(2460)$:
 $\mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D^0D^-\pi_{\text{non-resonant}}^+) / \mathcal{B}(\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460) \rightarrow D^0D^-\pi^+) < 0.22$ на 90% У.Д.
7. Впервые измерено эксклюзивное сечение $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ в энергетическом диапазоне от порога рождения конечного состояния $D^0D^{*-}\pi^+$ до 5.2 ГэВ. Найдено первое указание на распад $\psi(4415) \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$, и измерен верхний предел на сечение в пике для процесса $e^+e^- \rightarrow$

$\psi(4415) \rightarrow D^0 D^{*-} \pi^+$ при $E_{\text{ц.м.}} = m_{\psi(4415)}$, составивший 0.76 нб на 90% У.Д.

8. Измерены эксклюзивные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D_s^+ D_s^-$, $e^+e^- \rightarrow D_s^+ D_s^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+} D_s^{*-}$ в диапазоне энергий от порога рождения $D_s^+ D_s^-$, $D_s^+ D_s^{*-}$ и $D_s^{*+} D_s^{*-}$ пар до 5.0 ГэВ.
9. Впервые измерено эксклюзивное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ в энергетическом диапазоне от порога до 5.4 ГэВ. Это первое свидетельство рождения очарованных барион-антибарионных пар в e^+e^- аннигиляции в энергетическом диапазоне выше 4.5 ГэВ, где современные измерения инклюзивного сечения ограничены, либо отсутствуют.
10. Впервые обнаружен пик на пороге в эксклюзивном сечении $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$, названный $X(4630)$. Масса и полная ширина $X(4630)$, измеренные в предположении, что $X(4630)$ является резонансом, $M = (4634_{-7}^{+8+5}) \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma_{\text{tot}} = (92_{-24}^{+40+10}) \text{ МэВ}$, согласуются в пределах ошибок с массой и полной шириной экзотического состояния $Y(4660)$.
11. В процессе поиска гибридных состояний впервые получены верхние пределы на распады экзотических состояний $Y(4260)$, $Y(4325)$, $Y(4660)$ и $X(4630)$ в конечное состояние $D^0 D^{*-} \pi^+$. Показано, что они согласуются в пределах ошибок с нулевым значением.
12. Показано, что сумма измеренных эксклюзивных сечений практически полностью насыщает полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны. Таким образом, в результате систематических исследований впервые удалось разложить полное сечение e^+e^- аннигиляции в очарованные адроны на составляющие его компоненты.

Публикации автора по теме диссертации

- [1] K. Abe, ..., G. Pakhlova *et al.* (Belle Collaboration), “*Measurement of the near-threshold $e^+e^- \rightarrow D^{(*)\pm}D^{(*)\mp}$ cross section using initial-state radiation.*”, Phys. Rev. Lett. **98**, 092001 (2007).
- [2] G. Pakhlova *et al.* (Belle Collaboration), “*Measurement of the near-threshold $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ cross section using initial-state radiation*”, Phys. Rev. D **77**, 011103 (2008).
- [3] G. Pakhlova *et al.* (Belle Collaboration), “*Observation of $\psi(4415) \rightarrow D\bar{D}_2^*(2460)$ decay using initial-state radiation*”, Phys. Rev. Lett. **100**, 062001 (2008).
- [4] G. Pakhlova *et al.* (Belle Collaboration), “*Observation of a near-threshold enhancement in the $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ cross section using initial-state radiation*”, Phys. Rev. Lett. **101**, 172001 (2008).
- [5] G. Pakhlova *et al.* (Belle Collaboration), “*Measurement of the $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ cross section using initial-state radiation*”, Phys. Rev. D **80**, 091101 (2009).
- [6] G. Pakhlova *et al.* (Belle Collaboration), “*Measurement of $e^+e^- \rightarrow D_s^{(*)+}D_s^{(*)-}$ cross sections near thresholds using initial-state radiation*”, Phys. Rev. D **83**, 011101 (2011).
- [7] Г.В. Пахлова, “*Чармоний 2007: новости эксперимента*”, Ядерная физика, **72(3)**, 518 (2009).
- [8] Г.В. Пахлова, П.Н. Пахлов, С.И. Эйдельман, “*Экзотический чармоний*”, Успехи Физических Наук, **180(3)**, 225 (2010).
- [9] Р.В. Мизюк, Г.В. Пахлова, П.Н. Пахлов, Р.Н. Чистов, “*Физика чармония в эксперименте Belle*”, Ядерная физика, **73(4)**, 669 (2010).
- [10] S. Actis, ..., G. Pakhlova *et al.* “*Quest for precision in hadronic cross sections at low energy: Monte Carlo tools vs. experimental data*”, Eur. Phys. J. C **66**, 585 (2010).
- [11] N. Brambilla, ..., G. Pakhlova *et al.* “*Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities*”, arXiv:1010.5827 [hep-ph] (2010).

- [12] G. Pakhlova, “*Exotic $c\bar{c}$ spectroscopy*”, arXiv:0810.4114 [hep-ex].
- [13] G. Pakhlova, “*Charm physics at B factories*”, Proc. of 15th Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Munich, April 2007, doi10.3360/dis.2007.161.
- [14] G. Pakhlova, “*ISR e^+e^- to charm at Belle*”, proceedings of International Conference CHARM09, May 20-22, 2009, Leimen, Germany.
- [15] G. Pakhlova, “*BELLE results on hadronic cross sections using ISR*”, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **181**, 117 (2008).
- [16] G. Pakhlova, “ *$e^+e^- \rightarrow$ to charm cross sections via ISR*”, Chinese Physics C **34(6)**, 656 (2010).
- [17] G. Pakhlova, “*ISR study at Belle*”, AIP Conf. Proc. **892**, 452 (2007), 7th Conference on Quark Confinement and the Hadron Spectrum - QCHS7; doi:10.1063/1.2714440.
- [18] G. Pakhlova, “*Hadron spectroscopy from B-factories*”, Chinese Physics C **34(9)**, 1195 (2010).
- [19] G. Bali, ..., G. Pakhlova *et al.*, “*Charmed Exotics*”, (“*Standard charmonium vectors*”), arXiv:0910.3165 [hep-ph] (2009).

Список литературы

- [20] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), “*Study of the Exclusive Initial-State Radiation Production of the D anti- D System*”, Phys. Rev. D **76**, 111105 (2007).
- [21] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), “*Exclusive Initial-State-Radiation Production of the D anti- D , D^* anti- D^* , and D^* anti- D^* Systems*”, Phys. Rev. D **79**, 092001 (2009).
- [22] P. A. Sanchez *et al.* (BABAR Collaboration), “*Exclusive Production of $D_s^+ D_s^-$, $D_s^{*+} D_s^-$, and $D_s^{*+} D_s^{*-}$ via $e^+ e^-$ Annihilation with Initial-State-Radiation*”, Phys. Rev. D **82**, 052004 (2010).
- [23] J. Z. Bai *et al.* (BES Collaboration), “*Measurements of the cross-section for $e^+ e^- \rightarrow$ hadrons at center-of-mass energies from 2 GeV to 5 GeV*”, Phys. Rev. Lett. **88**, 101802 (2002).
- [24] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), “*Observation of a broad structure in the $\pi^+ \pi^- J/\psi$ mass spectrum around $4.26 \text{ GeV}/c^2$* ”, Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005); B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), “*Study of the $\pi^+ \pi^- J/\psi$ Mass Spectrum via Initial-State Radiation at BABAR*”, arXiv:0808.1543, (2008).
- [25] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), “*Study of the $Y(4260)$ resonance in $e^+ e^-$ collisions with initial state radiation at Belle*”, hep-ex/0612006; C. Z. Yuan *et al.* (Belle Collaboration), “*Measurement of $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ via Initial State Radiation at Belle*”, Phys. Rev. Lett. **99**, 182004 (2007).
- [26] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), “*Evidence of a Broad Structure at an Invariant Mass of $4.32 \text{ GeV}/c^2$ in the Reaction $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \psi(2S)$ Measured at BaBar*”, Phys. Rev. Lett. **98**, 212001 (2007).
- [27] X. L. Wang *et al.* (Belle Collaboration), “*Observation of two resonant structures in $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \psi(2S)$ via initial-state radiation at Belle*”, Phys. Rev. Lett. **99**, 142002 (2007).

- [28] S. Kurokawa and E. Kikutani, “*Overview of the KEKB accelerators*”, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 1 (2003); и другие статьи, включенные в этот выпуск журнала.
- [29] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), “*KEK, Tsukuba Progress Report 2000: The Belle detector*”, Nucl. Instr. and Meth. A **479**, 117 (2002); Z. Natkaniec *et al.* “*Status of the Belle silicon vertex detector*”, Nucl. Instr. and Meth. A **560**, 1 (2006).
- [30] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), “*Review of particle Physics.*” J. Phys. G **37**, 1 (2010).
- [31] E. A. Kuraev, V. S. Fadin, “*On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy*”, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985) [Yad. Fiz. **41**, 733 (1985)].
- [32] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita *et al.*, “*Charmonium: Comparison with Experiment*”, Phys. Rev. D **21**, 203 (1980).
- [33] S. Dobbs *et al.* (CLEO Collaboration), “*Measurement of absolute hadronic branching fractions of D mesons and $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ cross-sections at the $\psi(3770)$* ”, Phys. Rev. D **76**, 112001 (2007).
- [34] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration), “*Measurements of the braching fractions for $\psi(3770) \rightarrow D^0\bar{D}^0, D^+D^-, D\bar{D}$ and the resonance parameters of $\psi(3770)$ and $\psi(2S)$* ”, Phys. Rev. Lett. **97**, 121801 (2006).
- [35] W. M. Yao *et al.* (Particle Data Group), “*Review of particle Physics.*” J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [36] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration), “*Determination of the $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ and $\psi(4415)$ resonance parameters*”, Phys. Lett. B **660**, 315 (2008).
- [37] T. Barnes, S. Godfrey, E. S. Swanson, “*Higher charmonia*”, Phys. Rev. D **72**, 054026 (2005).
- [38] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), “*Review of particle Physics.*” Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).

- [39] D. Cronin-Hennessy *et al.* (CLEO Collaboration), “*Measurement of Charm Production Cross Sections in e^+e^- Annihilation at Energies between 3.97 and 4.26 GeV*”, Phys. Rev. D **80**, 072001 (2009).
- [40] H.B. Li, X.S. Qin, M.Z. Yang, “*Study of the branching ratio of $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ in $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ scattering*”, Phys. Rev. D **81** 011501, (2010).