

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. А.И. АЛИХАНОВА

На правах рукописи

Углов Тимофей Валерьевич

**Обнаружение процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}D^{(*)}$
при $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ и его использование
для изучения свойств очарованных мезонов**

Специальность 01.04.16 - физика ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2007 г.

УДК 539.12

Работа выполнена в ГНЦ РФ “Институт теоретической и экспериментальной физики”
г.Москва

Научный руководитель: кандидат физ.-мат. наук П. Н. Пахлов
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук В. Б. Гаврилов
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

доктор физ.-мат. наук А. К. Лиходед
(ИФВЭ, г. Протвино)

Ведущая организация: ИЯФ СО РАН
(г. Новосибирск)

Защита диссертации состоится 22 мая 2007 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25, конференц-зал института.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 20 апреля 2007 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

В. В. Васильев

Общая характеристика работы

В диссертации описывается первое наблюдение процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$ при $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ [1, 2, 3], а также оригинальный метод неполного восстановления двухчастичных процессов в e^+e^- аннигиляции, применяемый для изучения свойств очарованных мезонов [4].

Экспериментальные данные, использованные для анализа, получены на установке Belle, работающей на асимметричном e^+e^- -коллайдере КЕКВ (г.Цукуба, Япония) в области энергии рождения $\Upsilon(4S)$ -резонанса.

Актуальность темы диссертации

Процесс рождения тяжелых кварков хорошо описывается в рамках теории возмущений в КХД. Такая возможность появляется благодаря малости константы сильного взаимодействия ($\alpha_s < 1$) на шкале переданных импульсов порядка массы тяжелого кварка m_Q . Дальнейшая эволюция системы (адронизация тяжелого кварка), приводящая к образованию мезонов и барионов, происходит на шкале энергий $\sim \Lambda_{\text{КХД}}$, где $\alpha_s \approx 1$. Это делает невозможным вычисление адронизации в рамках теории возмущений. Для ее описания используются различные феноменологические модели, например, описание процесса в терминах фрагментационных функций или эффективная теория тяжелого кварка. С использованием последней было вычислено сечение процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}D^{(*)}$, причем для процесса $e^+e^- \rightarrow D^*D^*$ предсказана поляризация D^* -мезонов в конечном состоянии. Измерение сечений этих процессов при $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ дает возможность осуществить экспериментальную проверку этих вычислений.

Полулептонные распады $B \rightarrow \pi l \nu$ используются для определения элемента матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы $|V_{ub}|$, который задает одну из сторон треугольника унитарности. Согласованность углов и сторон последнего является проверкой предсказаний Стандартной Модели. Форм-факторы переходов $B \rightarrow \pi$, необходимые для определения $|V_{ub}|$, могут быть вычислены с использованием КХД на решетках, однако эти результаты нуждаются в экспериментальной проверке из-за большого количества предположений, сделанных при расчетах. Измерение форм-факторов $D \rightarrow \pi(K)$ переходов, также вычис-

ляемых на решетках, дает возможность осуществить такую проверку.

Цель диссертации

Целью диссертации является обнаружение и измерение сечения процесса двухчастичного рождения пар очарованных мезонов в e^+e^- аннигиляции, поляризации D^* -мезонов в конечном состоянии в этих процессах, а также разработка метода восстановления процессов двухчастичного рождения очарованных мезонов.

Научная новизна

Впервые обнаружены процессы двухчастичного рождения очарованных мезонов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$ при $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ, измерены их сечения и поляризация D^* -мезонов в конечном состоянии.

Разработан оригинальный метод использования разности масс отдачи для неполного восстановления двухчастичных процессов в e^+e^- аннигиляции. Реконструированные таким образом процессы были впервые использованы для исследования полулептонных распадов D -мезонов, в частности, для измерения форм-факторов $D \rightarrow K(\pi)$ переходов.

Положения, выносимые на защиту

1. Первое обнаружение процессов двухчастичного рождения очарованных мезонов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$, результаты измерений сечений этих процессов и поляризации D^* -мезонов в конечном состоянии.
2. Оригинальный метод использования разности масс отдачи для неполного восстановления двухчастичных процессов рождения узких резонансов в e^+e^- аннигиляции.
3. Использование метода частичного восстановления процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$ для измерения форм-факторов $D \rightarrow K(\pi)$ переходов в полулептонных распадах D -мезонов.

Апробация работы и публикации

Основные материалы диссертации опубликованы в работах [1, 2, 3, 4]. Материалы, представленные в диссертации, докладывались на совещаниях сотрудничества Belle, многочисленных международных конференциях, включая FPCP 2003 (г. Париж, Франция), EPS 2003 (г. Аахен, Германия), DIS 2004 (Штребске Плесо, Словакия), Charm 2006 (г. Пекин, Китай), ICHEP 2007 (г. Москва, Россия). Разработанный метод неполного восстановления двухчастичных процессов использовался в опубликованных работах сотрудничества Belle, посвященных измерению относительных вероятностей полулептонных распадов очарованных мезонов и форм-факторов переходов $D \rightarrow K$ и $D \rightarrow \pi$ [4], а также

для измерения сечения рождения пар $D^{(*)}$ -мезонов вблизи порога открытого чарма, используя излучение фотона в начальном состоянии.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Ее объем 99 страниц, включая 32 рисунка и 12 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 102 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во **введении** описывается актуальность проблемы, формулируется тема исследования и приводится план расположения материала.

В **первой главе** описываются основные процессы, в которых происходит рождение очарованных адронов, и способы вычисления их сечений. Также приведен теоретический обзор полулептонных и лептонных распадов D -мезонов.

Значительная масса тяжелых кварков ($m_Q \gg \Lambda_{\text{КХД}}$) предоставляет возможность естественного разделения процессов их рождения и взаимодействия с легкими кварками и глюонами внутри адрона. Благодаря малости константы сильного взаимодействия α_s при $q^2 \sim m_Q^2$ рождение тяжелых кварков можно вычислить в рамках теории возмущений в КХД. Рассматриваются следующие процессы:

$$e^+e^- \rightarrow Q\bar{Q}, \quad q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}, \quad gg \rightarrow Q\bar{Q}. \quad (1)$$

Их сечения в первом (лидирующем) порядке теории возмущений имеют вид:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Q\bar{Q}) \sim \sigma(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}) = \frac{\alpha_s^2}{m^2} \left(\frac{V}{N^2} \right) \frac{\pi\beta}{24} \rho(2 + \rho) \stackrel{s \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{s} \quad (2)$$

$$\sigma(gg \rightarrow Q\bar{Q}) =$$

$$\frac{\alpha_s^2}{m^2} \left(\frac{1}{NV} \right) \frac{\pi\beta}{24} \rho [3\mathcal{L}(\beta) (\rho^2 + 2V(\rho + 1)) + 2(V - 2)(1 + \rho) + \rho(6\rho - N^2)] \stackrel{s \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{s} \mathcal{L}(\beta), \quad (3)$$

где $\mathcal{L}(\beta) = \frac{1}{\beta} \log \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2$, $N = 3$ — количество различных цветов кварков, $V = N^2 - 1$ — размерность $SU(N)$ калибровочной группы, $\rho = \frac{4m^2}{s}$, $\beta = \sqrt{1 - \rho}$.

Прецизионные вычисления требуют учета более высоких порядков теории возмущений и оказываются сложными уже во втором порядке. В качестве примера рассматривается одна из таких диаграмм — обмен глюоном в t -канале. Показано, что при больших энергиях процессы второго порядка могут давать доминирующий вклад в сечение рождения очарованных адронов.

Образование адронов, содержащих очарованный кварк, происходит на величинах переданных импульсов, сравнимых с $\Lambda_{\text{КХД}}$, поэтому его описание не может ограничиваться только теорией возмущений. Одним из подходов к описанию непертурбативных эффектов

является использование так называемой функции фрагментации, например, предложенной Петерсоном, Шлаттером, Шмиттом и Зервасом:

$$\frac{dN}{dx} \sim \frac{1}{x[1 - 1/x - \epsilon/(1-x)]^2}, \quad (4)$$

содержащей единственный параметр ϵ

$$\epsilon \sim \frac{m^2}{m_c^2}; \quad \langle 1-x \rangle \sim \sqrt{\epsilon}. \quad (5)$$

Параметры фрагментационных функций могут быть зафиксированы из анализа одних экспериментальных данных и затем использоваться для описания других процессов.

Для описания свойств адронов, содержащих тяжелый (c, b) кварк, с успехом применяются эффективные теории. Одной из наиболее распространенных моделей является эффективная теория тяжелого кварка (Heavy-Quark Effective Theory, HQET), которая описывает “мягкое” взаимодействие между одним тяжелым кварком и легкими партонами внутри мезонов (B, B^*, D, D^*, \dots) и барионов ($\Lambda_b, \Sigma_b, \dots$).

Предполагая, что тяжелый кварк обладает малой виртуальностью, эффективная теория тяжелого кварка позволяет получить приближенный лагранжиан в виде

$$\mathcal{L}_{HQET} = \bar{h}_v i v \cdot D_s h_v + O(1/m_Q), \quad (6)$$

где поле h_v описывает безмассовый фермион; ковариантная производная $iD_s^\mu = i\partial^\mu + g_s A_s^\mu$ содержит только мягкие глюонные поля; v — 4-скорость адрона, содержащего тяжелый кварк ($v^2 = 1$).

HQET использовалась для описания $B \rightarrow D^{(*)}$ переходов, где с ее помощью определялась величина элемента $|V_{cb}|$ матрицы Кабибо-Кобаяши-Маскавы. Одним из способов проверки модели HQET в области переданных импульсов $q^2 > m_B^2$ является изучение процесса рождения пар $D^{(*)}$ -мезонов в e^+e^- аннигиляции. Вычисления, выполненные М. Нойбертом и А. Г. Грозиним, для $x = \sqrt{s}/m_D \gg 1$ дают следующие результаты¹:

$$\begin{aligned} R_1 &\equiv 2R_{DD^*} = 2R_{D_T^* D_L^*} = \frac{z_c^2}{2} x^2 |C|^2 |\xi|^2, \\ R_2 &\equiv R_{DD} = \frac{z_c^2}{4} |C|^2 \left| \xi + \frac{2}{m_c} \xi_3 \right|^2, \\ R_3 &\equiv R_{D_L^* D_L^*} = \frac{z_c^2}{4} |C|^2 \left| \xi - \frac{2}{m_c} \xi_3 \right|^2, \\ R_4 &\equiv R_{D_T^* D_T^*} = \frac{z_c^2}{2} |C|^2 |\xi|^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где R_X — отношение сечения исследуемого двухчастичного процесса к сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при той же энергии, форм-факторы являются функциями от $v \cdot v' \simeq -\frac{1}{2}x^2$,

¹Индексами “Т” и “Л” обозначены D^* -мезоны поперечной и продольной поляризации.

и $|C| = (e/x^2)^{-\eta}$, η задается соотношением (8)

$$\eta = \frac{2C_F}{\beta_0} \ln \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(m_Q)}, \quad (8)$$

а

$$\xi(x) \approx 48\pi \frac{\alpha_s f^2}{\Lambda^3} \frac{\ln^2 x}{x^4}, \quad \xi_3(x) \approx -4\pi \frac{\alpha_s f^2}{\Lambda^2} \frac{1}{x^2}. \quad (9)$$

Зависимости (7) показаны на рис. 1.

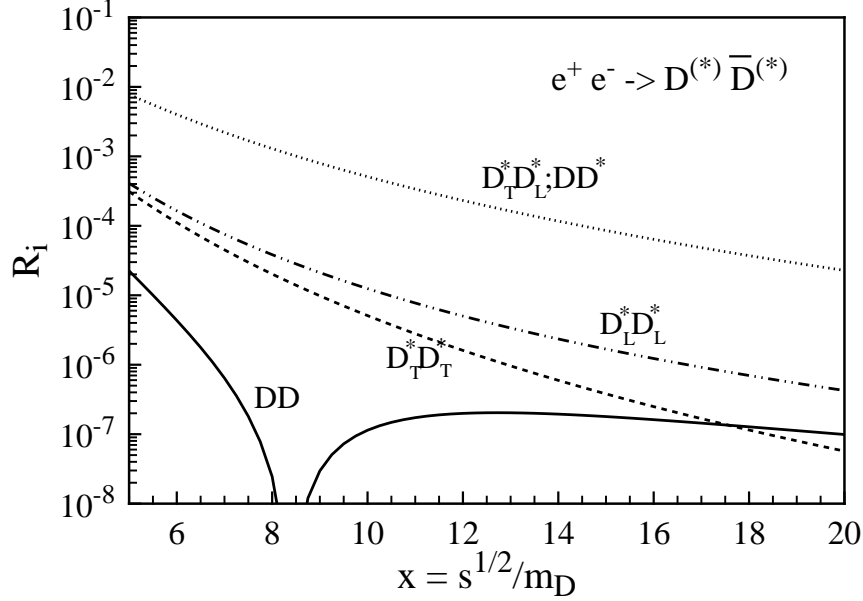


Рис. 1: Предсказания HQET для сечений рождения очарованных мезонов в e^+e^- аннигиляции.

Таким образом, в области $\sqrt{s} \sim 10.6 \text{ ГэВ}$ ($x \sim 5.7$) HQET предсказывает следующую иерархию сечений: $\sigma(e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}) \approx \sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^-) \gg \sigma(e^+e^- \rightarrow D_L^{*+}D_L^{*-}) \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_T^{*-}) \gg \sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^-)$.

Вторая часть главы посвящена теоретическому обзору полулептонных распадов D -мезонов, в частности, распадов в псевдоскалярные мезоны.

В общем случае переход $0^- \rightarrow 0^-$ описывается двумя форм-факторами, $f_+(q^2)$ и $f_-(q^2)$, причем в полулептонных распадах D -мезонов последний дает пренебрежимо малый вклад. Зависимость ширины полулептонного распада D^0 -мезона от q^2 задается следующей формулой:

$$\frac{d\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu)}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{cd}|^2}{24\pi^3} |f_+(q^2)|^2 p_\pi^3, \quad (10)$$

где G_F — константа Ферми, а p_π — импульс пиона в системе покоя D^0 . В модифицированной полюсной модели зависимость форм-фактора f_+ от (q^2) имеет следующий вид:

$$f_+(q^2) = \frac{f_+(0)}{(1 - q^2/m_{pole}^2)(1 - \alpha_p q^2/m_{pole}^2)}, \quad (11)$$

где $m_{pole} = m(D_s^*) = 2.11 \text{ ГэВ}/c^2$ для распада $D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu$ и $m_{pole} = m(D^*) = 2.01 \text{ ГэВ}/c^2$ для распада $D^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu$. Полагая $\alpha_p = 0$, можно получить простую полюсную модель:

$$f_+(q^2) = \frac{f_+(0)}{(1 - q^2/m_{pole}^2)}. \quad (12)$$

Во **второй главе** приведен обзор экспериментальных работ, посвященных изучению рождения очарованных мезонов в e^+e^- -столкновениях. Приведены последние измерения функций фрагментации $D^{(*)}$ -мезонов, выполненные сотрудничеством Belle.

Также описываются измерения лептонных и полулептонных распадов D -мезонов. Приводятся методы извлечения форм-факторов $D \rightarrow K(\pi)$ переходов и вакуумных констант f_{D^+} и $f_{D_s^+}$.

Третья глава содержит описание экспериментальной установки: асимметричных накопительных колец КЕКВ, детектора Belle, системы триггеров для отбора различных физических процессов, а также используемой техники идентификации заряженных частиц. Детектор Belle, схема которого приведена на рис. 2, был оптимизирован для измерения CP -нарушения в распадах B -мезонов. Элементы детектора цилиндрически симметрично размещены вокруг точки взаимодействия пучков в магнитном поле напряженностью 1.5 Т. Магнитное поле создается при помощи сверхпроводящего соленоида. Основными компонентами детектора являются кремниевый вершинный детектор (SVD), дрейфовая камера (CDC), аэрогелевый детектор черенковского излучения (ACC), время-пролетная система (TOF), электромагнитный калориметр (ECL) на основе кристаллов CsI(Tl), сверхпроводящий магнит, а также слои мюонных камер (KLM), расположенных в ярме магнита. Основные параметры элементов установки приведены в табл. 1. Детектор покрывает телесный угол от 17° до 150° по полярному углу, что соответствует 92% от полного телесного угла 4π в системе центра масс e^+e^- пучков. Универсальный характер установки позволяет проводить измерение редких распадов B -мезонов, исследование свойств очарованных частиц, физики двухфотонных взаимодействий, распадов τ -лептона, а также поиск физических явлений за пределами Стандартной Модели.

Четвертая глава является основной в диссертации и посвящена изложению метода неполного восстановления двухчастичных процессов и анализу экспериментальных данных: первому обнаружению процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$ при $\sqrt{s} \sim 10.6 \text{ ГэВ}$, измерению их сечений и поляризаций D^* -мезонов в конечном состоянии. Оцениваются систематические ошибки. Полученные результаты сравниваются с предсказаниями эффективной теории тяжелого кварка и пертурбативной КХД.

Простейшим способом наблюдения процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ является полное восстановление обоих D^* -мезонов. Его основной недостаток — чрезвычайно малая эффективность реконструкции процесса. Частичная реконструкция исследуемого процесса, при которой восстанавливается лишь один из двух $D^{(*)}$ -мезонов в конечном состоянии, существенно повышает эффективность. В этом случае процесс идентифицируется по пику в

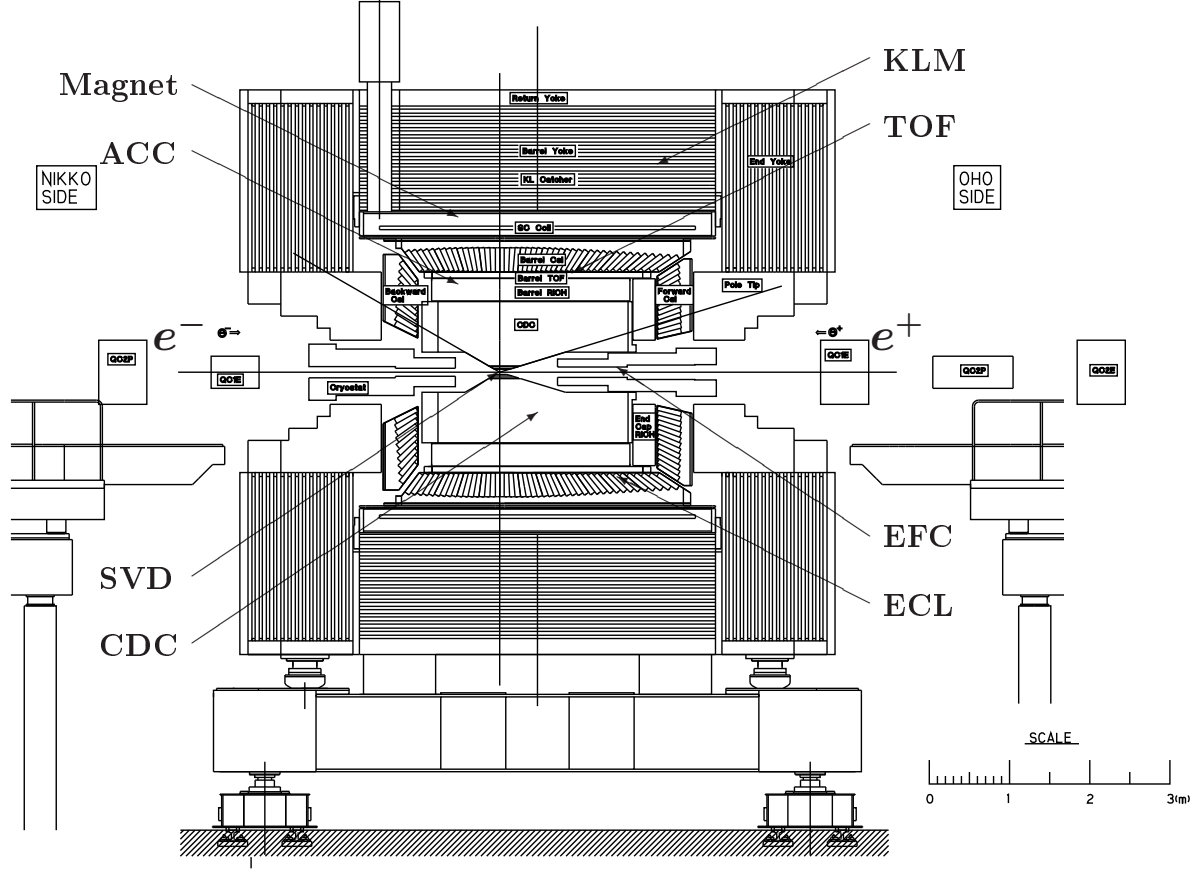


Рис. 2: Схематический вид детектора Belle.

спектре масс отдачи к восстановленной частице:

$$M_{\text{recoil}}(D^{(*)}) = \sqrt{(\sqrt{s} - E_{D^{(*)}})^2 - \vec{p}_{D^{(*)}}^2}, \quad (13)$$

где \sqrt{s} — полная энергия в системе центра масс (ЦМ), $E_{D^{(*)}}$ и $\vec{p}_{D^{(*)}}$ — энергия и импульс восстановленного $D^{(*)}$ -мезона в системе ЦМ. Хотя эффективность метода частичной реконструкции в ~ 30 раз выше, чем при полном восстановлении, характерное разрешение в спектре масс отдачи ($\sim 50 \text{ МэВ}/c^2$) не позволяет эффективно разделять различные конечные состояния ($D^{(*)}\bar{D}^*$, $D^{(*)}\bar{D}$).

Для процессов $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ существует компромиссное решение, позволяющее существенно подавить фон и разделить различные конечные состояния за счет незначительного уменьшения эффективности реконструкции. В дополнение к восстановленному $D^{(*)+}$ -мезону реконструируется мягкий пион π_{slow}^- из распада второго (нереконструированного) D^{*-} -мезона. Благодаря малому энергвыделению в распаде $D^{*-} \rightarrow \bar{D}\pi_{\text{slow}}^-$ из импульса π_{slow}^- удается извлечь дополнительную информацию об импульсе “родительского” D^{*-} -мезона. Для этого было предложено использовать новую кинематическую переменную — разность масс отдачи к комбинации $D^{(*)+}\pi_{\text{slow}}^-$ и к $D^{(*)\pm}$ -кандидату:

$$\Delta M_{\text{recoil}} \equiv M_{\text{recoil}}(D^{(*)+}) - M_{\text{recoil}}(D^{(*)+}\pi_{\text{slow}}^-), \quad (14)$$

Таблица 1: Параметры основных элементов детектора Belle.

Элемент детектора	Тип	Конструкция	Параметры детектора
SVD	Двухсторонние кремниевые сенсоры	Размер считывающего элемента 57.5×33.5 мм ² . Размер кремниевого стрипа 25(p) / 42(n) мк.	$\sigma_{\Delta z} \sim 80$ мк
CDC	Дрейфовая камера 50% He 50% C ₂ H ₆	50 слоев проволочного считывания (8400 каналов), 3 слоя катодно-стрипового считывания (1792 канала)	$\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6\%$
ACC	Аэрогелевые пороговые черенковские счетчики	960 каналов в боковой области, 228 каналов в торцевой области	$N_{p.e.} \geq 6$ К/π-разделение 1.2 – 3.5 ГэВ/c ²
TOF	Сцинтиллятор	128 φ-сегментов $r = 120$ см, $l = 3$ м	$\sigma_t = 100$ пс, К/π-разделение до 1.2 ГэВ/c ²
TSC		60 φ-сегментов	
ECL	Кристаллы CsI(Tl)	6624 канала в боковой области, 1152 (+z) + 960 (-z) в торцевой области	$\sigma_E/E = 0.066(\%)/E$ $\oplus 0.81(\%)/E^{1/4}$ $\oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ см} \sqrt{E}$
KLM	Плоско-параллельные счетчики	14 слоев (5 см Fe + 4 см зазор)	$\sigma_\phi = \sigma_\theta = 30$ мрад $\sigma_t = 1$ пс

далее именуемую “разность масс отдачи”. Спектр ΔM_{recoil} для изучаемого процесса имеет узкий пик вблизи разности табличных масс $M_{PDG}(D^{*+}) - M_{PDG}(D^0)$. Хорошее разрешение по ΔM_{recoil} объясняется сокращением ошибок, связанных с конечным разрешением по импульсу реконструированного $D^{(*)+}$ -мезона. Как показывает анализ событий, полученных при моделировании процесса методом Монте Карло, разрешение $\sigma_{\Delta M_{\text{recoil}}}$ составляет $\sim 1 \text{ МэВ}/c^2$. Требование

$$|\Delta M_{\text{recoil}} - (M_{PDG}(D^{*+}) - M_{PDG}(D^0))| < 2 \text{ МэВ}/c^2 \quad (15)$$

позволяет практически полностью подавить комбинаторный фон, а также разделить процессы $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$, $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^-$ и нерезонансные многочастичные процессы

$e^+e^- \rightarrow D^{*+}\bar{D}(k)\pi$, как показано ниже.

Данные, использованные в работе, были набраны при энергии рождения $\Upsilon(4S)$ -резонанса и в близлежащем континууме и соответствуют интегральной светимости 89 фб^{-1} . D^+ -кандидаты реконструировались в канале $K^-\pi^+\pi^+$ с сигнальной областью $\pm 15 \text{ МэВ}/c^2$ относительно табличной массы D^+ -мезона. D^{*+} -кандидаты были восстановлены в канале $D^0\pi^+$ ($|M(D^{*+}) - M_{D^{*+}}^{PDG}| < 2 \text{ МэВ}/c^2$), D^0 -кандидаты — в каналах $K^-\pi^+$ и $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ ($\pm 15 \text{ МэВ}/c^2$ и $\pm 10 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно). Разрешение по массе отдачи каждого D -кандидата были улучшено примерно в 1.5 раза с помощью подгонки всех составляющих его частиц в общую вершину и в табличное значение массы D -кандидата.

Спектр $M_{\text{recoil}}(D^{*+})$ для событий, удовлетворяющих описанным выше критериям отбора, приведен на рис. 3. Широкий отчетливый пик наблюдается вблизи табличного значения массы D^{*-} -мезона. В области $M_{\text{recoil}} < 2.1 \text{ ГэВ}/c^2$, далее рассматриваемой как сигнальная, находится около 800 событий. События, сопровождаемые излучением фотона в начальном состоянии (ISR), сдвинуты в область больших масс отдачи и, таким образом, частично исключены из рассмотрения.

Основные источники фона могут быть разделены на три класса:

- I. Случайные комбинации треков, приводящие к образованию ложного D^{*+} -кандидата. Этот фон не может дать пик ни в спектре $M(D^0\pi^+)$, ни в спектре ΔM_{recoil} . Численная оценка фона этого типа была получена с помощью изучения событий из контрольных областей D^{*+} -кандидата ($2.016 \text{ ГэВ}/c^2 < M(D^0\pi^+) < 2.02 \text{ ГэВ}/c^2$). Верхний предел на вклад фона (I) составил 3 события на 90% уровне достоверности (далее — “на 90% у. д.”).
- II. Процесс $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D(k)\pi^-$, $k = 0, 1$. Такие события содержат реальный D^{*+} -мезон и поэтому формируют пик в спектре $M(D^0\pi^+)$, однако не образуют пика в спектре ΔM_{recoil} , поскольку π^- -мезон рождается не из распада D^{*-} -мезона. Верхний предел на фон этого типа, полученный при изучении событий из контрольных областей ΔM_{recoil} , соответствовал 9 событиям на 90% у. д.
- III. Процесс $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}(k)\pi$, где $k \geq 1$. Эти события образуют пик как в спектре $M(D^0\pi^+)$, так и в спектре ΔM_{recoil} , однако спектр $M_{\text{recoil}}(D^{*+})$ для них сдвинут в область больших значений по сравнению со спектром сигнальных событий как минимум на M_π . Из-за конечного разрешения детектора часть таких событий попадает в сигнальную область. Оценка этого фона проводилась с помощью подгонки спектра $M_{\text{recoil}}(D^{*+})$. Сигнальная функция представляла собой сумму функции Гаусса и асимметричной функции, описывающей вклад событий, сопровождавшихся излучением фотона в начальном состоянии. Фон (III) описывался пороговой функцией $\alpha \cdot (x - M(D^{*-})_{PDG} - M(\pi^0)_{PDG})^\beta$. И сигнальная, и фоновая функции были свернуты с функцией разрешения детектора. В результате подгонки было найдено чис-

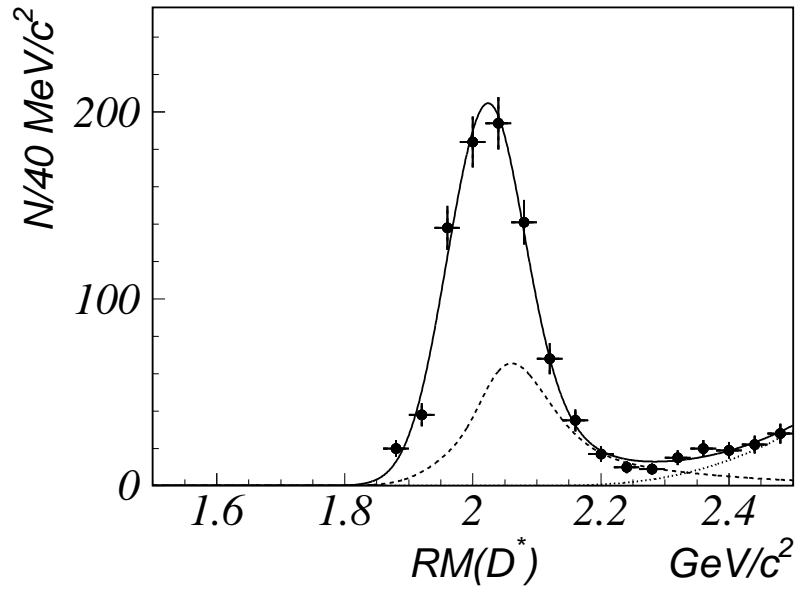


Рис. 3: Спектр $M_{\text{recoil}}(D^{*+})$ для процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$. Функция, полученная в результате подгонки, описанной в тексте, обозначена непрерывной кривой. Вклад событий с излучением ISR фотона обозначен штриховой линией, вклад фона показан пунктиром.

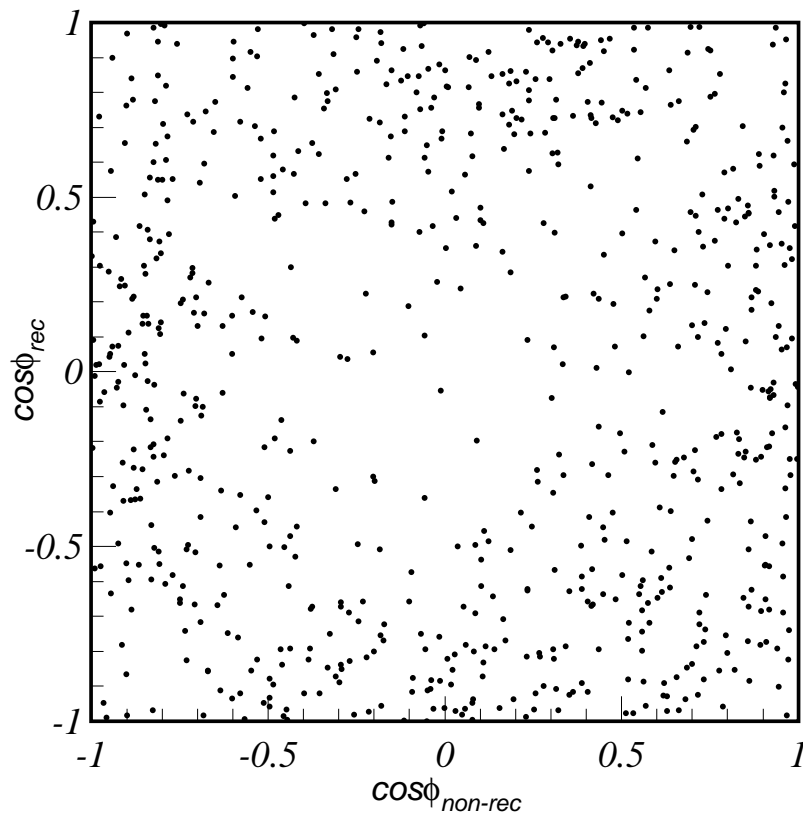


Рис. 4: Зависимость $\cos(\phi)(D_{\text{rec}}^*)$ от $\cos(\phi)(D_{\text{non-rec}}^*)$ для процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$.

ло сигнальных событий, равное 815 ± 28 . Вклад фоновых событий (III) в области $< 2.1 \text{ ГэВ}/c^2$ составил < 2 событий на 90% у. д.

Таким образом, суммарный фон в области $M_{\text{recoil}} < 2.1 \text{ ГэВ}/c^2$ составил менее 14 событий на 90% у. д. Вклад фона пренебрежимо мал по сравнению с сигналом, и в дальнейшем все события в этой области рассматривались как сигнальные, а вклад фона внесен в систематическую ошибку.

Эффективность восстановления процесса зависит от поляризации как восстановленного, так и невосстановленного D^* -мезона, что объясняется быстро меняющейся с импульсом эффективностью восстановления π_{slow} от распада $D^* \rightarrow D\pi$. Поэтому при определении сечения использовался угловой анализ. Угол поляризации реконструированного D^{*+} -мезона определялся как угол между импульсами π^+ -мезона и системы центра масс e^+e^- , вычисленными в системе покоя D^{*+} -мезона. Угол поляризации невосстановленного D^{*-} -мезона вычислялся аналогично, при этом 4^{X} -импульс невосстановленного D^{*-} -мезона определялся из соотношения $P(D^{*-}) = P(e^+e^-) - P(D^{*+})$. Зависимость $\cos \phi(D_{\text{rec}}^*)$ от $\cos \phi(D_{\text{non-rec}}^*)$ для событий из области $M_{\text{recoil}} < 2.1 \text{ ГэВ}/c^2$, прошедших все критерии отбора, представлена на рис. 4. Число событий, соответствующих конечным состояниям $D_T^* D_T^*$, $D_T^* D_L^*$ и $D_L^* D_L^*$, определялось с помощью подгонки приведенной двумерной зависимости суммой вкладов, соответствующих возможным конечным состояниям. Вид функций, описывающих каждое из таких состояний, фиксировался из моделирования. Результаты подгонки приведены в табл. 3.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^+ D^{*-}$ измерялось аналогичным способом. D^+ -мезон восстанавливался полностью, от распада D^{*-} -мезона реконструировался только π_{slow}^- . Спектр $M_{\text{recoil}}(D^+)$ событий, удовлетворяющих требованию $|\Delta M_{\text{recoil}} - (M_{PDG}(D^{*-}) - M_{PDG}(\bar{D}^0))| < 2 \text{ МэВ}/c^2$, приведен на рис. 5.

Вклад источников фона (I)-(III) оценивался аналогично случаю процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+} D^{*-}$. Для фона (I) верхняя оценка составила 7 событий, фона (II) — 4 события, фона (III) — 2 события, а величина сигнала, полученная из подгонки спектра $M_{\text{recoil}}(D^+)$, составила 423 ± 20 событий. Суммарный фон в области $M_{\text{recoil}} < 2.1 \text{ ГэВ}/c^2$ составил менее 16 событий. Все верхние пределы приведены на 90% у. д..

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^+ D^{*-}$ определялось с помощью углового анализа. Зависимость числа событий от $\cos \phi(D_{\text{non-rec}}^*)$ для области $M_{\text{recoil}} < 2.1 \text{ ГэВ}/c^2$, представлена на рис. 6. Результаты подгонки (число событий, соответствующих $D_T^* D$ и $D_L^* D$ конечным состояниям²) приведены в табл. 3.

При изучении процесса $e^+e^- \rightarrow D^+ D^{*-}$ фон в области $M_{\text{recoil}}(D^+) < 2.1 \text{ ГэВ}/c^2$ был сильно подавлен благодаря использованию (15). Поскольку метод разности масс отдачи неприменим для изучения процесса $e^+e^- \rightarrow D^+ D^-$, последний идентифицировался по пику в спектре масс отдачи к восстановленному D^+ -мезону без восстановления π_{slow} , при

²Процесс $e^+e^- \rightarrow D^+ D_L^{*-}$ запрещен в однофотонной аннигиляции, тем не менее учитывалась возможность вклада двухфотонного процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow D^+ D_L^{*-}$.

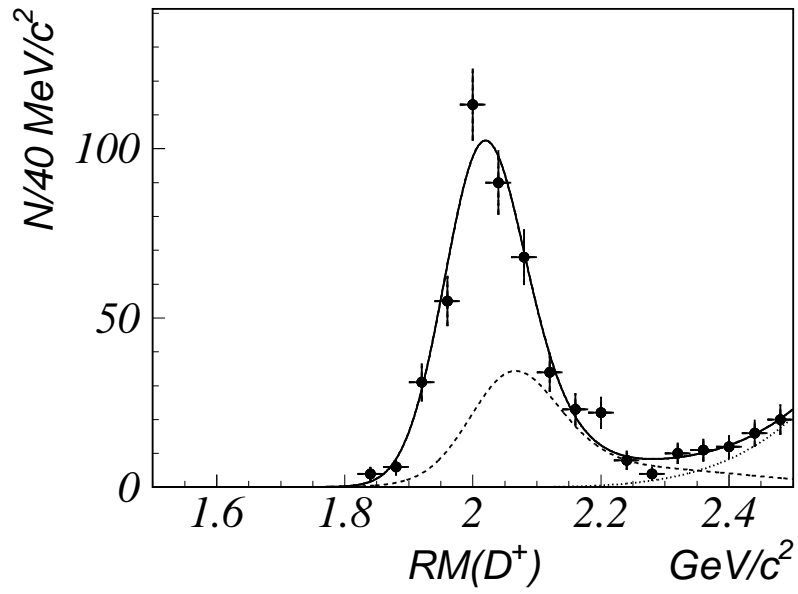


Рис. 5: Спектр $M_{\text{recoil}}(D^+)$ для процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$. Функция, полученная в результате подгонки, обозначена непрерывной кривой. Вклад событий с излучением фотона в начальном состоянии обозначен штриховой линией, вклад фона показан пунктиром.

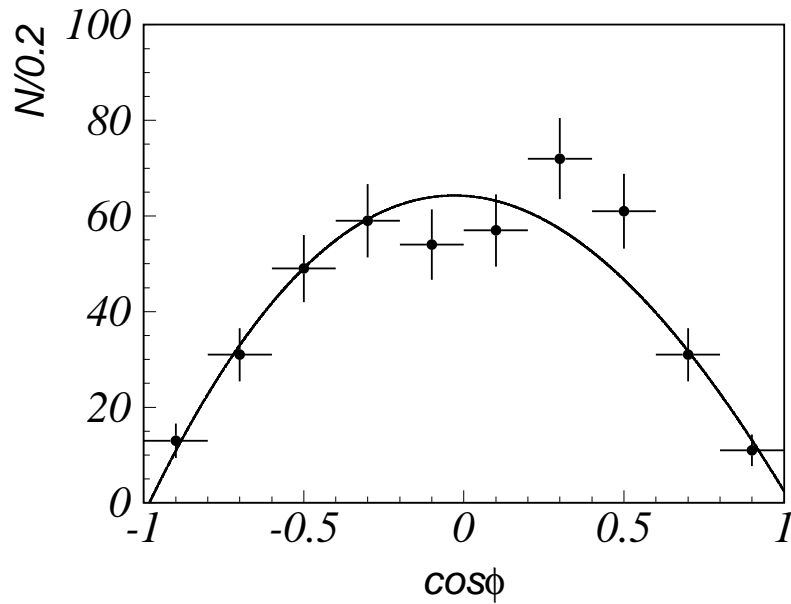


Рис. 6: Зависимость числа событий $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ от поляризационного угла D^{*+} мезона.

этом фон от событий, в которых D^+ -кандидат образован случайной комбинаций треков, оказался значительным ($\sim 20\%$). Спектр $M_{\text{recoil}}(D^+)$ для этого фона определялся экс-

траполяцией количества событий из контрольных интервалов по массе восстановленного D^+ -кандидата в сигнальную область. Спектр $M_{\text{recoil}}(D^+)$ после вычитания этого фона представлен на рис. 7. Широкий пик в области $M_{\text{recoil}}(D^+) \sim 2 \text{ ГэВ}/c^2$ обусловлен сигналом от процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$. Сигнал от процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ не наблюдается. Оценка выходов процессов $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ получена с помощью подгонки спектра $M_{\text{recoil}}(D^+)$. Вид функций, использованных для описания сигналов процессов $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$, получен из моделирования. Фон от нерезонансного процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^{(*)}(k)\pi$ параметризовался функцией $\alpha \cdot (x - M_{PDG}(D^-) - M_{PDG}(\pi^0))^\beta$, где α и β являлись свободными параметрами при подгонке. Результирующая функция была свернута с разрешением детектора. События с $M_{\text{recoil}}(D^+) > 2.25 \text{ ГэВ}/c^2$ не рассматривались при подгонке из-за возможного вклада процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{**}$ в эту область. Результаты подгонки приведены в табл. 3.

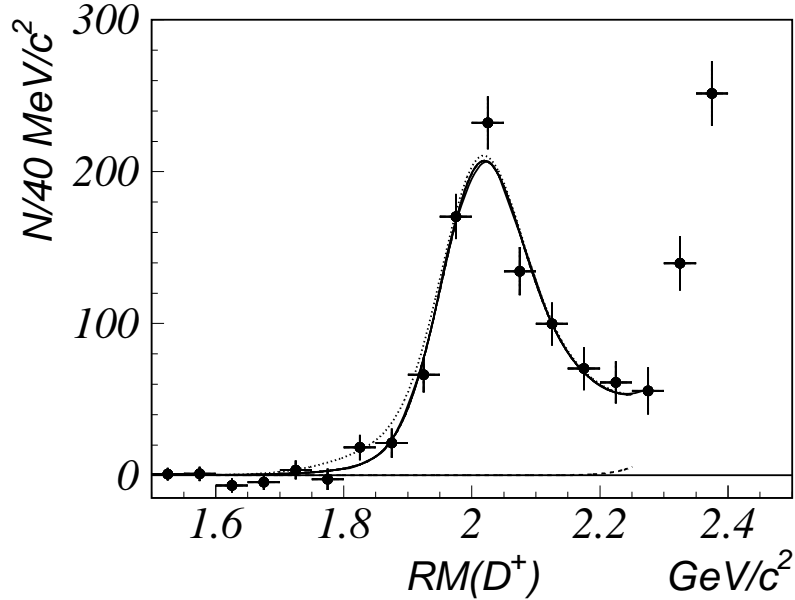


Рис. 7: Спектр $M_{\text{recoil}}(D^+)$. Непрерывная кривая соответствует результатам описанной в тексте подгонки. Штриховая кривая обозначает фон. Пунктиром показан вклад процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ со значением сечения, соответствующем верхнему пределу на 90% уровне достоверности.

Основные источники систематической ошибки в определении сечения для процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}+D^{(*)-}$ приведены в табл. 2. Наибольший вклад в систематическую ошибку дают неопределенность в эффективности восстановления трека и ошибка в величине относительной вероятности распада $D^{(*)}$ -мезонов. Значение неопределенности в эффективности восстановления трека получено из сравнения результатов реконструкции эталонных процессов на данных и полученных моделированием методом Монте Карло. Систематическая ошибка соответствует расхождениям в эффективности восстановления.

Таблица 2: Основные источники систематической ошибки в определении сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$.

Источники ошибки	$e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$	$e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$	$e^+e^- \rightarrow D^+D^-$
Эффективность восстановления трека	9%	8%	6%
$\mathcal{B}(D^{(*)})$	4%	8%	8%
Подгонка	5%	5%	-
K/π идентификация	2%	2%	2%
Вклад фоновых событий	$^{+1}_{-0}\%$	$^{+1}_{-0}\%$	-
Энергетическая зависимость форм-факторов	1%	1%	1%
Суммарная ошибка	11%	13%	-

Таблица 3: Значения измеренных сечений и теоретические предсказания. Верхние пределы установлены на 90% уровне достоверности.

Процесс	Число событий	Борновское сечение, пб	Предсказания НQET, пб	Предсказания пер. КХД, пб
$e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_T^{*-}$	5^{+15}_{-13}	< 0.02	~ 0.05	
$e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_L^{*-}$	708 ± 36	$0.55 \pm 0.03 \pm 0.07$	~ 3.0	0.35
$e^+e^- \rightarrow D_L^{*+}D_L^{*-}$	4^{+18}_{-17}	< 0.02	~ 0.1	
$e^+e^- \rightarrow D^+D_L^{*-}$			запрещен	запрещен
$e^+e^- \rightarrow D^+D_T^{*-}$	433 ± 24	$0.62 \pm 0.03 \pm 0.09$	~ 3.0	0.70
$e^+e^- \rightarrow 2\gamma^* \rightarrow D^+D_L^{*-}$	-1.5 ± 2.2	< 0.006		0.07
$e^+e^- \rightarrow 2\gamma^* \rightarrow D^+D_T^{*-}$				0.02
$e^+e^- \rightarrow D^+D^-$	-13 ± 24	< 0.04	~ 0.006	0.10

Борновские сечения³ процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$ были вычислены следующим образом:

$$\sigma = \frac{N_{rec}}{\varepsilon \mathcal{L}} f_{борн}, \quad (16)$$

где N_{rec} — число восстановленных событий в конечном состоянии, \mathcal{L} — интегральная светимость, а $f_{борн}$ вычисляется в рамках КЭД для учета излучения фотона в начальном состоянии. Для определения эффективностей восстановления событий (ε) использовалось моделирование процессов методом Монте Карло, при этом учитывались относительные вероятности распада $D^{(*)}$ мезонов в конечные состояния, использованные для восстановления. Значения борновских сечений приведены в табл. 3.

Измеренные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_L^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D_T^{*-}$ в 3–4 раза меньше значений, вычисленных в рамках НQET. Установленные верхние пределы на сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_T^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D_L^{*+}D_L^{*-}$ также в 2–5 раз ниже значений, предсказанных НQET, однако иерархия измеренных сечений $\sigma(e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_L^{*-}) \approx \sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}) \gg \sigma(e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_T^{*-}) \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow D_L^{*+}D_L^{*-}) \gg \sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^-)$ находится в согласии с предсказаниями НQET.

После публикации работы [1] сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$ были вычислены в рамках пертурбативной КХД. $\sigma(e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-})$ и $\sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-})$ оказались в хорошем согласии с измеренными значениями, однако поляризации D^* -мезонов в конечном состоянии описываются неудовлетворительно: предсказанная доля событий $e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_L^{*-}$ в процессе $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ составляет всего 65.2%, в то время как измерения дают значение $> 92\%$. Вычисленное в рамках пертурбативной КХД сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ в два раза выше установленного верхнего предела. Дополнительно в рамках пертурбативной КХД было вычислено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D_L^{*-}$ в двухфотонной аннигиляции ($e^+e^- \rightarrow 2\gamma^* \rightarrow D^+D_L^{(*)-}$), которое в 3 раза превышает установленный верхний предел.

Таким образом, вычисления, выполненные в рамках как НQET, так и пертурбативной КХД, не дают удовлетворительного описания процессов двухчастичного рождения очарованных мезонов, и, более того, противоречат друг другу. Для интерпретации экспериментальных данных необходимы новые теоретические исследования.

В **пятой главе** описывается использование метода неполного восстановления двухчастичных процессов для исследования полуплептонных распадов D -мезонов.

Изучение полуплептонных распадов D^0 -мезонов затруднено невозможностью регистрации нейтрино. В традиционном методе восстанавливаются все частицы, родившиеся в распаде D^0 -мезона, кроме нейтрино, а сам распад тагируется пионом π_{slow}^+ от распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+$. Сигнал выделяется по пику в спектре разности масс $\Delta M = M(K^-\ell^+\pi_{slow}^+) - M(K^-\ell^+)$ вблизи табличной разности масс $\Delta M^{PDG} = M_{D^{*+}}^{PDG} - M_{D^0}^{PDG}$. Поскольку импульс нейтрино не учитывается при вычислении ΔM , сигнальный пик оказывается широким,

³Соответствующие процессам без излучения фотонов в начальном состоянии.

что приводит к значительному комбинаторному фону. Метод не позволяет эффективно выделять распады $D^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ на фоне преобладающего распада $D^0 \rightarrow K^- \ell^+ \nu$. Разработанный нами метод дает возможность вычислить импульс нейтрино с высокой точностью, его использование позволяет не только вычислить q^2 , но и кинематически разделить распады $D^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$ и $D^0 \rightarrow K^- \ell^+ \nu$.

Как было показано в предыдущей главе, неполное восстановление процесса $e^+e^- \rightarrow \overline{D}^{(*)} D^{*+}$ позволяет эффективно выделять сигнальные события без восстановления D^0 -мезона. Его импульс в системе центра масс вычисляется как

$$\vec{p}_{D^0} = -\vec{p}_{D^{(*)}} - \vec{p}_{\pi_{slow}^+}. \quad (17)$$

Разрешение по импульсу невосстановленного D^0 -мезона было дополнительно улучшено с использованием специально разработанной процедуры “обратной подгонки”, при которой импульсы восстановленных частиц поправлялись таким образом, чтобы $M_{\text{recoil}}(\overline{D}^{(*)})$ приняла значение $M_{D^{*+}}^{PDG}$ а поправки к импульсу минимизировались в терминах $\chi^2 = \left(\frac{\Delta p}{\sigma p}\right)^2$.

Восстанавливая также лептон и каон(пион) из распада $D^0 \rightarrow K^-(\pi^-)\ell^+\nu$, можно вычислить импульс и энергию нейтрино:

$$\vec{p}_\nu = \vec{p}_{D^0} - \vec{p}_{K^-(\pi^-)} - p_{\ell^+}, \quad E_\nu = E_{D^0} - E_{K^-(\pi^-)} - E_{\ell^+}. \quad (18)$$

Распад $D^0 \rightarrow K^-(\pi^-)\ell^+\nu$ идентифицируется по пику вблизи нуля в спектре $m_\nu^2 = E_\nu^2 - \vec{p}_\nu^2$.

На практике для увеличения статистики к двухчастичным процессам $e^+e^- \rightarrow \overline{D}^{(*)} D^{*+}$ добавлялись также процессы рождения пары $\overline{D}^{(*)} D^{*+}$, сопровождающиеся образованием одного или нескольких пионов(каонов), возникающих при фрагментации и зарегистрированных детектором. Процедура таггирования D^0 -мезона при этом остается неизменной. Спектр M_{D^0} после “обратной подгонки” приведен на рис. 8. События, содержащие D^0 -мезон, образуют отчетливый пик с разрешением ~ 1 МэВ/ c^2 в области, соответствующей табличной массе D^0 -мезона. Несмотря на увеличение фона в спектре масс невосстановленного D^0 -мезона после добавления многочастичных процессов, сигнал в спектре m_ν^2 остается чистым. На рис. 9 показан спектр m_ν^2 для распада $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$. Четкий узкий пик в области $m_\nu^2 = 0$ соответствует сигналу от распада $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$. Фон от распадов $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$ сдвинут в сторону бóльших m_ν^2 и практически не попадает в область пика.

Применение предложенного метода позволило измерить форм-факторы $D \rightarrow K(\pi)$ переходов в точке $q^2 = 0$ с рекордной точностью: $f_+^K(0) = 0.695 \pm 0.007 \pm 0.022$, $f_+^\pi(0) = 0.624 \pm 0.020 \pm 0.030$. Получена также зависимость форм-факторов от $q^2 = (E_\ell + E_\nu)^2 - (\vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu)^2$, оказавшаяся в хорошем согласии с предсказаниями КХД на решетках.

В **заключении** еще раз кратко сформулированы основные результаты диссертации.

1. Впервые обнаружен процесс двухчастичного рождения пары очарованных мезонов без дополнительных частиц в конечном состоянии в e^+e^- столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ.

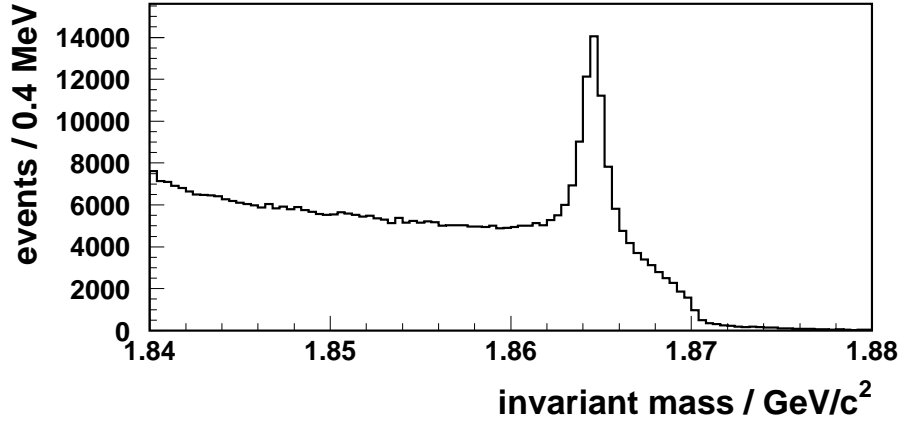


Рис. 8: Спектр масс невосстановленного D^0 -мезона.

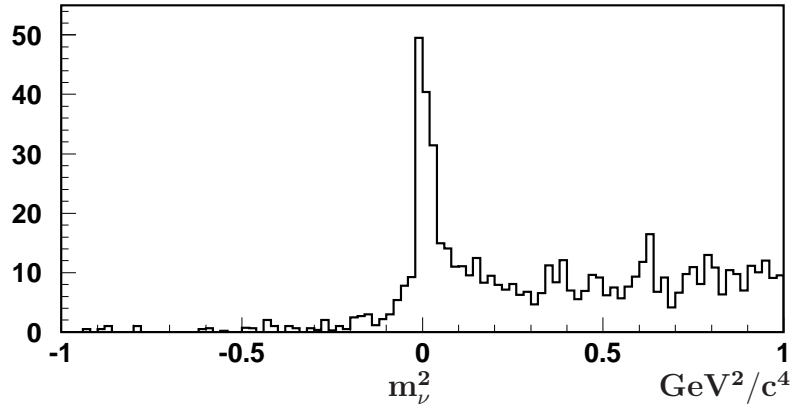


Рис. 9: Квадрат массы нейтрино для процесса $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$.

2. Впервые измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ оказалось равным $(0.55 \pm 0.03 \pm 0.07)$ пб, а процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ — $(0.62 \pm 0.03 \pm 0.09)$ пб.
3. Установлен верхний предел на сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} \sim 10.6$ ГэВ (борновское сечение < 0.04 пб на уровне достоверности 90%).
4. Измерены поляризации D^* -мезонов в конечном состоянии в указанных процессах. В случае $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ доминирующим процессом оказался $e^+e^- \rightarrow D_T^{*+}D_L^{*-}$, а для $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ — процесс $e^+e^- \rightarrow D^+D_T^{*-}$.
5. Полученные сечения в несколько раз меньше предсказанных в рамках HQET. В то же время, иерархия сечений $\sigma(e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}) \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}) \gg \sigma(e^+e^- \rightarrow$

D^+D^-) согласуется с предсказаниями теории. Результат вычислений, сделанных в рамках пертурбативной КХД, согласуются с измеренными сечениями процессов $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$, однако существуют значительные расхождения в поляризации D^* -мезонов в конечном состоянии, а вычисленное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow D^+D^-$ в два раза выше установленного верхнего предела.

6. Разработан оригинальный метод использования разности масс отдачи для неполного восстановления двухчастичных процессов рождения частиц в e^+e^- -аннигиляции. Применение разработанного метода дает возможность значительно подавить комбинаторный фон, а также разделить конечные состояния исследуемых процессов.
7. Предложен метод изучения полулептонных распадов D -мезонов с помощью неполного восстановления процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}D^{(*)}$, который позволил измерить формфакторы $D \rightarrow K(\pi)$ переходов с рекордной точностью.

Публикации автора по теме диссертации

- [1] T. Uglov, *et al.* (Belle Collaboration), “Measurement of the $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ cross-sections”, Phys. Rev. D **70**, 071101 (2004).
- [2] K. Abe, ..., T. Uglov ... (Belle Collaboration), “Measurement of the $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ cross-sections”, Proceedings of International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2003), Aachen, Germany, 17-23 Jul 2003. Published in Surveys High Energ.Phys., **18**:221-232 (2003).
- [3] T. Uglov (for the Belle collaboration), “Measurements of $e^+e^- \rightarrow D^{(*)+}D^{(*)-}$ and $(c\bar{c})(c\bar{c})$ processes at BELLE”, Proceedings of International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 2004), Strbske Pleso, Slovakia, 14-18 Apr 2004. Published in *Strbske Pleso 2004, Deep inelastic scattering* 869-873 (2004).
- [4] L. Widhalm ... T. Uglov ... *et al.* (Belle Collaboration) “Measurement of $D^0 \rightarrow \pi l \nu(K l \nu)$ Form Factors and Absolute Branching Fractions”, Phys. Rev. Lett. **97**, 061804 (2006).