

ИЗМЕРЕНИЕ МАСС НЕЙТРАЛЬНОГО И ЗАРЯЖЕННОГО D -МЕЗОНОВ С ДЕТЕКТОРОМ КЕДР

*В. В. Анашин¹, О. В. Анчугов¹, А. В. Андрианов¹,
К. В. Астрелина¹, В. М. Аульченко^{1,2}, Е. М. Балдин^{1,2},
Г. Н. Баранов^{1,3}, А. К. Барладян¹, А. Ю. Барняков^{1,3},
М. Ю. Барняков¹, И. Ю. Басок¹, А. М. Батраков¹,
О. В. Беликов¹, Д. Е. Беркаев¹, Е. А. Бехтенов^{1,2},
А. Е. Блинов^{1,2}, В. Е. Блинов^{1,2,3}, М. Ф. Блинов¹,
А. В. Бобров^{1,2}, В. С. Бобровников^{1,2}, А. В. Богомяков^{1,2},
Д. Ю. Болховитянов¹, А. Е. Бондарь^{1,2}, А. Р. Бузыкаев^{1,2},
А. И. Воробьев¹, В. В. Гамбарян¹, Д. Н. Григорьев^{1,2,3},
В. Л. Дорохов^{1,2}, Ф. А. Еманов¹, В. Н. Жилич^{1,2},
А. А. Жуков¹, В. В. Жуланов^{1,2}, А. Н. Журавлев^{1,2},
Д. А. Зубков¹, В. В. Каминский^{1,2}, С. Е. Карнаев^{1,2},
Г. В. Карпов¹, С. В. Карпов¹, К. Ю. Карюкина^{1,3},
П. В. Касьяненко^{1,3}, А. А. Катцин¹, Д. П. Каштанкин^{1,2},
В. А. Киселев^{1,2}, С. А. Кононов^{1,2}, Е. А. Кравченко^{1,2},
А. А. Краснов^{1,2}, В. Н. Кудрявцев^{1,2}, В. Ф. Куликов^{1,2},
И. А. Куянов¹, Д. А. Кыштымов¹, Е. Б. Левичев^{1,3},
П. В. Логачев¹, Д. А. Максимов^{1,2}, В. М. Малышев¹,
Т. В. Мальцев¹, Ю. И. Мальцева¹, А. Л. Масленников^{1,2},
О. И. Мешков^{1,2}, С. И. Мишнев^{1,2}, И. А. Морозов¹,
И. И. Морозов^{1,2}, С. А. Никитин¹, Д. А. Никифоров¹,
И. Б. Николаев^{1,2}, И. В. Овтин^{1,2,*}, И. Н. Окунев^{1,2},
С. Б. Орешкин¹, А. А. Осипов^{1,2}, А. В. Павленко¹,
С. В. Пелеганчук^{1,2}, К. Г. Петрухин¹, П. А. Пиминов^{1,2},
С. Г. Пивоваров^{1,3}, Н. А. Подгорнов^{1,2}, А. О. Полуэктов¹,
В. Г. Присекин^{1,2}, О. Л. Резанова^{1,2}, А. А. Рубан^{1,2},
Г. А. Савинов¹, Е. А. Симонов^{1,2}, С. В. Синяткин^{1,2},
А. Н. Скринский¹, А. В. Соколов^{1,2}, Е. В. Старостина^{1,2},
Д. П. Суханов^{1,2}, А. М. Сухарев^{1,2}, А. А. Талышев^{1,2},*

* E-mail: I.V.Ovtin@inp.nsk.su

*В. А. Таюрский*¹, *В. И. Тельнов*^{1,2}, *Ю. А. Тихонов*^{1,2},
К. Ю. Тодышев^{1,2}, *А. Г. Трибендис*¹, *Г. М. Тумайкин*¹,
*Ю. В. Усов*¹, *Т. А. Харламова*^{1,2}, *П. Б. Чеблаков*^{1,2},
А. Г. Шамов^{1,2}, *Б. А. Шварц*^{1,2}, *Д. А. Шведов*^{1,2},
Л. И. Шехтман^{1,2}

¹ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³ Новосибирский государственный технический университет,
 Новосибирск, Россия

Представлен предварительный результат эксперимента КЕДР/ВЭПП-4М (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) по измерению масс нейтрального и заряженного D -мезонов:

$$M_{D^0} = (1865,100 \pm 0,210(\text{стат.}) \pm 0,039(\text{сист.})) \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = (1869,560 \pm 0,288(\text{стат.}) \pm 0,090(\text{сист.})) \text{ МэВ}.$$

A preliminary result of the KEDR/VEPP-4M experiment (BINP SB RAS, Novosibirsk) devoted to measuring the masses of the neutral and charged D -mesons is presented:

$$M_{D^0} = (1865.100 \pm 0.210(\text{stat.}) \pm 0.039(\text{syst.})) \text{ MeV},$$

$$M_{D^+} = (1869.560 \pm 0.288(\text{stat.}) \pm 0.090(\text{syst.})) \text{ MeV}.$$

PACS: 14.40.Lb

ВВЕДЕНИЕ

Нейтральные и заряженные D -мезоны являются основными состояниями в семействе мезонов с открытым чармом. Измерение их масс задает основные реперы в шкале масс для более тяжелых возбужденных состояний. Масса D -мезона важна для определения порога рождения DD^* , а также для понимания природы $\chi_{c1}(3872)$ ($X(3872)$) [1].

Среднемировое значение массы D^0 -мезона в таблицах PDG за 2023 г. составляет $M_{D^0} = (1864,84 \pm 0,05) \text{ МэВ}$ [2]. В 2014 г. выполнено наиболее точное измерение массы D^0 с использованием данных эксперимента CLEO в распаде $D^0 \rightarrow K^- 2\pi^+ \pi^-$ [3]. Измеренное значение составляет $M_{D^0} = (1864,845 \pm 0,025 \pm 0,057) \text{ МэВ}$. Другие, менее точные, измерения были выполнены в экспериментах BaBar (2013 г.) [4], LHCb (2013 г.) [5], CLEO (2007 г.) [6] и КЕДР (2010 г.) [7]. Среднемировое значение массы D^+ -мезона составляет $M_{D^+} = (1869,5 \pm 0,4) \text{ МэВ}$. Результат эксперимента КЕДР (2010 г.) $M_{D^+} = (1869,53 \pm 0,49 \pm 0,20) \text{ МэВ}$ по прямому измерению массы заряженного D -мезона остается наиболее точным до настоящего времени [7].

Эксперименты с универсальным магнитным детектором КЕДР проводятся на e^-e^+ -коллайдере ВЭПП-4М при энергии в системе центра масс от 2 до 11 ГэВ [8]. В измерении масс D -мезонов с детектором КЕДР

неопределенность калибровки энергии пучков пренебрежимо мала благодаря точному измерению энергии методом резонансной деполяризации. Основная неопределенность результатов измерений связана с ограниченной экспериментальной статистикой, поэтому, для улучшения точности нашего предыдущего результата КЕДР (2010 г.), был проведен новый набор данных.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

В данной работе использовались экспериментальные данные с интегральной светимостью $4,4 \text{ пб}^{-1}$, записанные детектором КЕДР в 2004 г. и 2016–2017 гг. в пике $\psi(3770)$. В 2004 г. было набрано $0,9 \text{ пб}^{-1}$, и по этим данным получен наш предыдущий результат, представленный в таблице PDG. В этом результате неопределенность, связанная с поправкой на излучение в начальном состоянии (ISR — Initial State Corrections), преобладает в общей систематической ошибке и определяется точностью зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ от энергии. В настоящее время коллаборация BES-III выполнила более точные измерения энергетической зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ [9, 10], поэтому было решено переобработать эти данные. В 2016–2017 гг., после ремонта и обновления детектора КЕДР, были набраны новые данные с интегралом светимости $3,5 \text{ пб}^{-1}$.

Для моделирования эксперимента использовалась программа моделирования работы детектора КЕДР KEDRSIM [8]. Моделирование сигнальных и фоновых событий выполнялось с использованием пакета JETSET 7.4 [11]. Радиационные поправки в начальном состоянии моделировались с помощью пакета RADCOR [12], основанном на работе Кураева и Фадына [13]. Радиационные поправки в конечном состоянии (FSR — Final State Corrections) моделировались с помощью пакета PHOTOS [14]. При моделировании фона от распадов $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ сигнальный процесс подавлялся в таблице распадов JETSET 7.4. Комбинаторный фон от событий континуума моделировался как $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$).

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Масса D -мезонов измеряется в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ с реконструкцией одного из D -мезонов. Для реконструкции D^0 -мезона выбран распад $K^-\pi^+$ ($\text{Br} = (3,95 \pm 0,03)\%$), а D^+ реконструируется в конечном состоянии $K^-\pi^+\pi^+$ ($\text{Br} = (9,38 \pm 0,16)\%$). Для увеличения статистики набор данных проводился в максимуме резонанса $\psi(3770)$. При этом импульс D -мезонов от распада $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$ составляет $p_D = 260 \text{ МэВ}/c$.

Инвариантная масса D (или beam-constrained mass) вычисляется как

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2}, \quad (1)$$

где $\vec{p}_i$ — импульсы продуктов распада D -мезона; E_{beam} — энергия пучка, которая в ходе эксперимента определялась с точностью порядка 10 кэВ с помощью метода резонансной деполяризации. Здесь мы воспользовались тем, что в распаде $\psi(3770)$ рождаются два D -мезона с одинаковой массой, и, следовательно, их энергия равна E_{beam} (с точностью до радиационных поправок). Такая замена позволяет значительно улучшить точность реконструкции массы D -мезона по сравнению с вычислением энергии из импульсов продуктов распада. Точность вычисления M_D в одном событии равна

$$\sigma^2(M_D) = \frac{\sigma_W^2}{4} + \left(\frac{p_D}{M_D} \right)^2 \sigma_{p_D}^2 = \frac{\sigma_W^2}{4} + 0,02\sigma_{p_D}^2, \quad (2)$$

где σ_W — энергетический разброс; σ_{p_D} — импульсное разрешение. Вклад импульсного разрешения в точность измерения массы значительно подавлен из-за малости импульса D -мезона по сравнению с его массой.

Для реконструкции D -мезонов отбирались события с M_{bc} в районе массы D . Вторая переменная, которая использовалась для выделения событий распада D , — это разность энергий D -мезона и пучка:

$$\Delta E = \sum_i \sqrt{m_i^2 + p_i^2} - E_{\text{beam}}. \quad (3)$$

Еще одной переменной, которая использовалась для отделения событий эффекта от фона при анализе массы D^0 -мезона, является $\Delta|p|$ — разность абсолютных значений импульсов двух треков, характеризующая угол разлета продуктов распада D^0 -мезона относительно направления его движения.

Для событий распада D -мезонов должно быть $\Delta E \simeq 0$. В анализе отбираются события в достаточно широкой области $1700 < M_{bc} < 1900$ МэВ и $|\Delta E| < 300$ МэВ. Подгонка данных производится с помощью метода максимального правдоподобия без разбиения. Функция правдоподобия имеет следующий вид:

$$-2 \log \mathcal{L}(\alpha) = -2 \sum_{i=0}^N \log p(v_i|\alpha) + 2N \log \int p(v|\alpha) dv, \quad (4)$$

где N — число событий; $v = (M_{bc}, \Delta E, \Delta|p|)$ — переменная, характеризующая одно событие; $p(v|\alpha)$ — плотность распределения событий (PDF), зависящая от параметров подгонки $\alpha = (M_D, \langle \Delta E \rangle, b_{uds}, b_{DD})$:

$$p(v|\alpha) = p_{\text{sig}}(v|M_D, \langle \Delta E \rangle) + b_{uds}p_{uds}(v) + b_{DD}p_{DD}(v). \quad (5)$$

Здесь p_{sig} — функция распределения сигнальных событий, зависящая от параметров M_D (интересующая нас масса D) и $\langle \Delta E \rangle$ (центральное значение ΔE), p_{uds} и p_{DD} — функции распределения фоновых событий из процессов $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) и $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ соответственно, b_{uds} и b_{DD} — их относительные величины. Формы распределений p_{sig} , p_{uds} и p_{DD} извлекаются из моделирования. Сигнальное распределение параметризуется суммой двух двумерных гауссовских распределений по M_{bc} и ΔE с корреляцией, а в случае реконструкции D^0 -мезона с квадратичной зависимостью разрешения M_{bc} от $|\Delta p|$. Распределение ядра является асимметричным в M_{bc} .

3. УСЛОВИЯ ОТБОРА СОБЫТИЙ

На первой стадии анализа отбирались многоадронные события, содержащие по крайней мере три трека, близких к точке взаимодействия и формирующих общую вершину в пределах $|z| < 12$ см и $r < 0,5$ см. Для процесса $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ перебирались пары противоположно заряженных треков, а для процесса $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ рассматривались комбинации из трех треков, у которых заряд одного из треков противоположен зарядам двух других треков. Далее отбирались треки с поперечным импульсом в диапазоне от 100 до 2000 МэВ/с и с числом измерений в трековой системе (хитов) $N_{\text{hits}} \geq 24$. Для подавления фоновых e^+e^- -событий требовалось, чтобы выделившаяся в калориметре энергия привязанного к треку кластера была менее 1000 МэВ. Космический фон подавлялся требованием, чтобы суммарное количество хитов во втором и третьем слоях мюонных камер было не более одного. Для улучшения разрешения по M_{bc} выполняется кинематическая подгонка с условием $\Delta E = 0$, для чего минимизируется функция

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(p'_i - p_i)^2}{\sigma_{p_i}^2}, \quad (6)$$

где p_i и σ_{p_i} — измеренные импульсы и их ошибки, полученные из подгонки треков; p'_i — поправленные импульсы.

Для правильного вычисления величины $\Delta E = E_\pi + E_K - E_{\text{beam}}$ нужна π/K -идентификация. Для распада $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ проблема, связанная с вычислением ΔE , менее существенна, так как знак заряда каона противоположен знакам зарядов пионов и энергии всех частиц для сигнальных событий восстанавливаются однозначно.

Для треков с импульсами меньше 600 МэВ/с применяется идентификация с помощью времяпролетной системы (TOF) и ионизационных потерь dE/dx в дрейфовой камере, а для треков с импульсами больше 450 МэВ/с — идентификация с помощью аэрогелевых черенковских счетчиков (АЧС). Средний импульс треков для распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ составляет 800 МэВ/с, и в этом случае используется система АЧС для

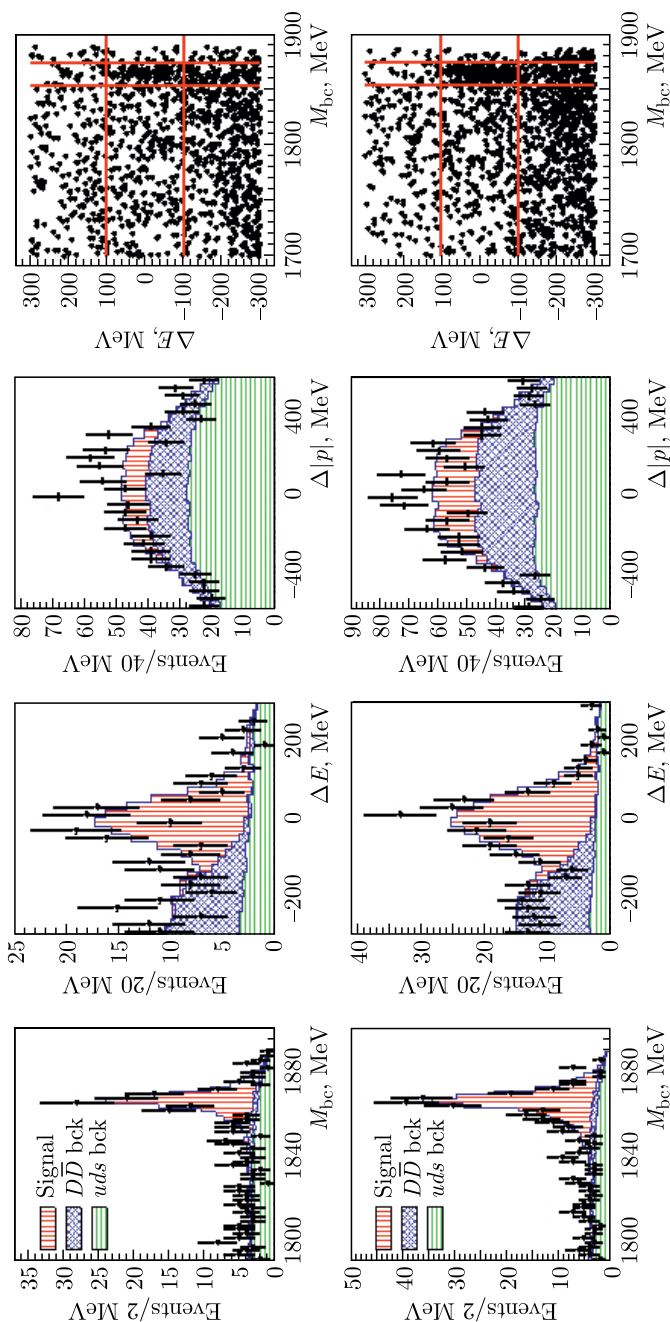


Рис. 1. Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки (гистограмма) для процесса $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Распределение M_{bc} , ΔE , $\Delta|p|$ и корреляция (M_{bc} , ΔE). Сверху — переобработанные данные 2004 г., снизу — данные 2016–2017 гг.

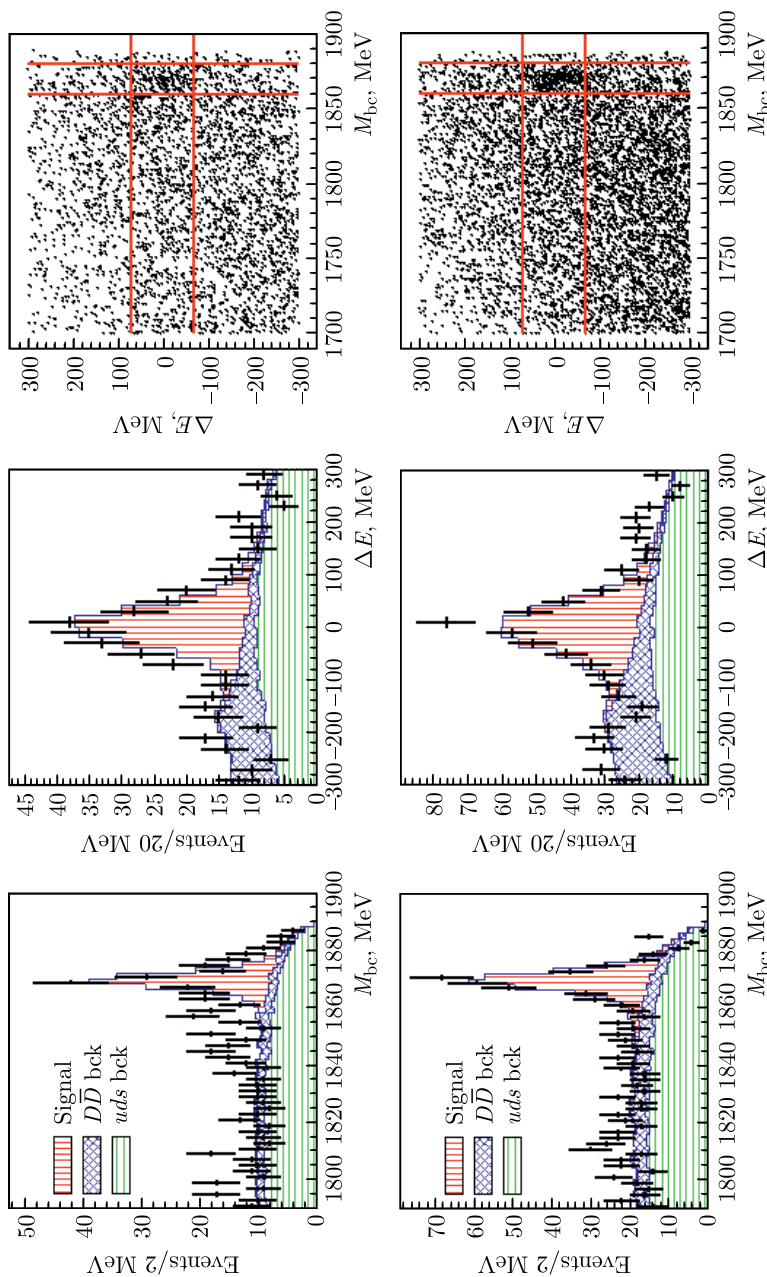


Рис. 2. Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки (гистограмма) для процесса $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Распределение M_{bc} , ΔE и корреляция (M_{bc} , ΔE). Сверху — переобработанные данные 2004 г., снизу — данные 2016–2017 гг.

Таблица 1. Результаты подгонки для распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Параметр	2004 г.	2016–2017 гг.
M_D , МэВ	$1865,305 \pm 0,300$	$1864,910 \pm 0,294$
$\langle \Delta E \rangle$, МэВ	$-1,8 \pm 7,5$	$1,0 \pm 5,8$
Количество событий эффекта	$92,43 \pm 9,83$	$154,39 \pm 12,22$
Количество событий континуума	$24,27 \pm 2,58$	$23,20 \pm 1,84$
Количество событий фона $D\bar{D}$	$6,09 \pm 0,65$	$9,62 \pm 0,76$

 Таблица 2. Результаты подгонки для распада $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

Параметр	2004 г.	2016–2017 гг.
M_D , МэВ	$1869,472 \pm 0,488$	$1869,60 \pm 0,357$
$\langle \Delta E \rangle$, МэВ	$0,4 \pm 5,4$	$-0,3 \pm 4,5$
Количество событий эффекта	$117,08 \pm 12,90$	$203,48 \pm 16,88$
Количество событий континуума	$64,08 \pm 7,06$	$113,84 \pm 9,45$
Количество событий фона $D\bar{D}$	$13,50 \pm 1,488$	$30,32 \pm 2,52$

идентификации. Средний импульс треков для распада $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ составляет 500 МэВ/с, и в этом случае для идентификации используются все три метода.

При отборе событий по системе TOF используется следующее требование ко времени пролета кандидата в каоны: $\Delta T_{\text{TOF}} = T_{\text{TOF}} - T_K(p_K) > -0,8$ нс, где $T_K(p_K)$ — ожидаемое время пролета каона с импульсом p_K , а T_{TOF} — измеренное время пролета. При отборе событий по dE/dx требуется, чтобы вероятность для трека-кандидата в каоны была больше 0,5. Для отбора событий по АЧС система рассматривается в режиме «Толстый счетчик» с порогом в 0,5 фотоэлектронов [15].

В 2004 г. система АЧС работала не на уровне своих проектных параметров, поэтому при переобработке соответствующих данных в качестве энергии D -мезона берется комбинация $E_D = (E_{K^- \pi^+} + E_{K^+ \pi^-})/2$.

Экспериментальные данные с подгонкой представлены на рис. 1 и 2. Результаты подгонки приведены в табл. 1 и 2.

4. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ

Систематические ошибки в измерении масс D^0 - и D^+ -мезонов приведены в табл. 3 и 4 для двух обработанных наборов данных (2004 г. и 2016–2017 гг.) соответственно.

Абсолютная калибровка шкалы импульсов осуществлялась по тому же набору событий, который использовался в анализе, с заданием требования зануления среднего значения ΔE . Точность поправки определяется статистической ошибкой. Для оценки систематики использовался альтернативный способ калибровки импульса, основанный на реконструкции распада $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и сравнении массы K_s^0 с значением в таблицах PDG.

Таблица 3. Систематические ошибки в измерении массы D^0 -мезона

Источник систематической ошибки	δM_{D^0} , МэВ	
	2004 г.	2016–2017 гг.
Абсолютная калибровка импульса	0,005	0,005
Описание энергетических потерь в веществе	0,010	0,005
Импульсное разрешение	0,022	0,010
Учет излучения в начальном состоянии	0,020	0,011
Форма распределения сигнала	0,018	0,025
Форма распределения фона континуума	0,030	0,033
Форма распределения фона $D\bar{D}$	0,018	0,023
Идентификация	—	0,004
Калибровка энергии пучков	0,007	0,005
Квадратичная сумма	0,051	0,051

Таблица 4. Систематические ошибки в измерении массы D^+ -мезона

Источник систематической ошибки	δM_{D^+} , МэВ	
	2004 г.	2016–2017 гг.
Абсолютная калибровка импульса	0,005	0,014
Описание энергетических потерь в веществе	0,032	0,028
Импульсное разрешение	0,079	0,031
Учет излучения в начальном состоянии	0,018	0,023
Форма распределения сигнала	0,059	0,066
Форма распределения фона континуума	0,075	0,065
Форма распределения фона $D\bar{D}$	0,041	0,040
Идентификация	0,009	0,009
Калибровка энергии пучков	0,005	0,003
Квадратичная сумма	0,136	0,113

Отличие реконструированного импульса от истинного из-за потерь энергии в веществе может достигать нескольких МэВ, поэтому вводится поправка к импульсу, учитывающая этот факт. Неопределенность моделирования ионизационных потерь в материале детектора оценивается изменением соответствующего поправочного коэффициента к импульсу. Параметры функции для поправки импульса варьировались случайным образом в соответствии с гауссовым распределением со среднеквадратичным отклонением, равным погрешности параметра функции.

Систематическая неопределенность, связанная с разрешением по импульсу, оценивается с помощью сравнения результатов двух методов его настройки в моделировании для согласования с экспериментом. Импульсное разрешение настраивалось по космическим событиям. В первом методе систематическая ошибка определения $x(t)$ в аксиальных и стереослоях дрейфовой камеры умножается на калибровочные коэффициенты. Во втором методе пространственное разрешение, полученное процедурой

определения $x(t)$ в аксиальных и стереослоях, умножается на калибровочные коэффициенты.

При моделировании радиационных поправок в начальном состоянии для правильного учета положения на склоне сечения распределение энергии по экспериментальным заходам разбивалось на 10 бинов и для каждой точки по энергии производилось моделирование с вкладом, пропорциональным интегральной светимости. Для оценки систематики, связанной с излучением в начальном состоянии, значение сечения в измеренных точках по энергии варьируется случайным образом в соответствии с гауссовым распределением со среднеквадратичным отклонением, равным статистической ошибке измеренного сечения. Также при оценке систематики принималось во внимание различие энергетических шкал ускорителей ВЭПП-4М и ВЕРС-II [9].

Систематическая неопределенность, связанная с формами распределения сигнала и фона $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$, оценивается путем исключения дополнительных гауссовских пиков в параметризации форм. Для оценки зависимости систематики от формы распределения фона континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) используется альтернативный генератор системы пионов с переменной множественностью [16].

Систематическая неопределенность, связанная с идентификацией, определяется с помощью вариации дискриминирующих переменных.

Калибровка энергии пучка с ошибкой не более 60 кэВ достигается путем интерполяции значений, измеряемых методом резонансной деполяризации периодически в течение эксперимента. Систематическая неопределенность определялась как $\sigma_{E_b} = \Delta E_b / \sqrt{N_{\text{sig}} - 1}$, где ΔE_b — ошибка калибровки энергии пучка, N_{sig} — число отобранных сигнальных событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Средневзвешенные значения масс составили:

$$M_{D^0} = (1865,100 \pm 0,210(\text{стат.}) \pm 0,039(\text{сист.})) \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = (1869,560 \pm 0,288(\text{стат.}) \pm 0,090(\text{сист.})) \text{ МэВ}.$$

Взвешивание массы с учетом частичной корреляции систематических ошибок проводилось по следующим правилам:

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= \sum w_i M_i, \\ \sigma_{\text{stat}}^2 &= \sum w_i^2 \sigma_{\text{stat}, i}^2, \\ \sigma_{\text{syst}}^2 &= \sum w_i^2 (\sigma_{\text{syst}, i}^2 - \sigma_{\text{syst}, 0}^2) + \sigma_{\text{syst}, 0}^2, \\ W_i &= \frac{1}{\sigma_{\text{stat}, i}^2 + \sigma_{\text{syst}, i}^2 - \sigma_{\text{syst}, 0}^2}, \quad w_i = \frac{W_i}{\sum W_i}. \end{aligned} \tag{7}$$

Здесь $\sigma_{\text{stat},i}^2$ и $\sigma_{\text{syst},i}^2$ — статистическая и систематические ошибки в измерении i , $\sigma_{\text{syst},0}^2$ — коррелированная часть. Систематическая ошибка, связанная с учетом излучения в начальном состоянии, рассматривается как коррелированная часть.

Полученные значения масс сравниваются с результатами предыдущих измерений на рис. 3, где KEDR, 2010 — ранее опубликованный коллаборацией КЕДР результат по данным 2004 г., KEDR, 2024 — средневзвешенный результат по набранным данным 2004 г. и 2016–2017 гг. Наш результат для массы заряженного D -мезона является наиболее точным измерением в настоящее время. Набранная экспериментальная

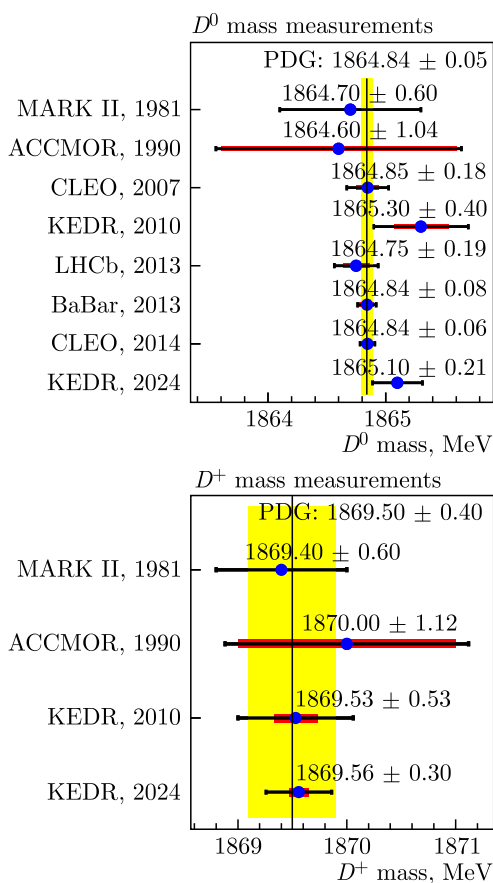


Рис. 3. Сравнение результатов измерений детектора КЕДР с данными экспериментов из таблицы PDG. Вертикальные линии показывают средние значения, вертикальные полосы — их ошибку

статистика не позволила эксперименту КЕДР конкурировать с CLEO, BaBar и LHCb по точности измерения массы D^0 , но полученное значение массы D^0 в эксперименте КЕДР важно для дополнительной проверки, так как измерение было выполнено другим методом.

Благодарности. Мы выражаем благодарность сотрудникам ускорительного комплекса ВЭПП-4М за обеспечение его хорошей работы в ходе длительных экспериментов. Благодарим Сибирский суперкомпьютерный центр ИВМиМГ СО РАН за предоставление оборудования для обработки и анализа экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kalashnikova Yu. S., Nefediev A. V. $X(3872)$ in the Molecular Model // Phys. Usp. 2019. V. 62, No. 6. P. 568–595.
2. Workman R. L. et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics (2023) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. 083C01; 2023 update.
3. Tomaradze A., Dobbs S., Xiao T., Seth Kamal K., Bonvicini G. High Precision Measurement of the Masses of the D^0 and K_S Mesons // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. 031501.
4. Lees J. P. et al. (BaBar Collab.). Measurement of the Mass of the D^0 Meson // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. 071104(R).
5. Aaij R. et al. (LHCb Collab.). Precision Measurement of D Meson Mass Differences // J. High Energy Phys. 2013. V. 6. P. 65.
6. Cawlfeld C. et al. (CLEO Collab.). Precision Determination of the D^0 Mass // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. 092002.
7. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Measurement of D^0 and D^+ Meson Masses with the KEDR Detector // Phys. Lett. B. 2010. V. 686. P. 84–90.
8. Анашин В. В. и др. (колл. КЕДР). Детектор КЕДР // ЭЧАЯ. 2013. Т. 44, вып. 4. С. 1263–1345.
9. Julin A. J. Measurement of $D\bar{D}$ Decays from the $\psi(3770)$ Resonance. <https://inspirehep.net/literature/1794583>. 2017.
10. Ablikim M. et al. Measurement of $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ Cross Sections at the $\psi(3770)$ Resonance // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. 083001.
11. Sjostrand T., Bengtsson M. The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics. Jetset Version 6.3: An Update // Comput. Phys. Commun. 1987. V. 43. P. 367.
12. Аввакумов С. Е. и др. Препринт ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН 2006-038. Новосибирск, 2006.
13. Kuraev E. A., Fadin V. S. // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. V. 41. P. 466.
14. Barberio E., Was Z. Photos: A Universal Monte Carlo for QED Radiative Corrections. Version 2.0 // Comput. Phys. Commun. 1994. V. 79. P. 291.
15. Barnyakov A. Yu. et al. Particle Detection Efficiency of the KEDR Detector ASHIPH System // Nucl. Instr. Meth. A. 2020. V. 952. 162278.
16. Таюрский В. А., Эйдельман С. И. Монте-карловские генераторы многочастичных событий. Препринт ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН 2000-78. Новосибирск, 2000.