

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ДЕТЕКТОРОМ КЕДР  
НА  $e^+e^-$ -КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-4М  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ  $\sqrt{s} = 1,84\text{--}3,88$  ГЭВ**

*В. В. Анашин<sup>1</sup>, О. В. Анчугов<sup>1,2</sup>, В. М. Аульченко<sup>1,2</sup>,  
С. А. Балашов<sup>1</sup>, Е. М. Балдин<sup>1,2</sup>, Г. Н. Баранов<sup>1,3</sup>,  
А. К. Барладян<sup>1</sup>, А. Ю. Барняков<sup>1,2,3</sup>, М. Ю. Барняков<sup>1,2,3</sup>,  
С. Е. Бару<sup>1,2</sup>, И. Ю. Басок<sup>1</sup>, А. М. Батраков<sup>1</sup>,  
И. В. Бедный<sup>1</sup>, Е. А. Бехтенов<sup>1,2</sup>, А. Е. Блинов<sup>1,2</sup>,  
В. Е. Блинов<sup>1,2,3</sup>, А. В. Бобров<sup>1,2</sup>, В. С. Бобровников<sup>1,2</sup>,  
А. В. Богомяков<sup>1,2</sup>, Д. В. Бондарев<sup>1</sup>, А. Е. Бондарь<sup>1,2</sup>,  
А. Р. Бузыкаев<sup>1,2</sup>, А. И. Воробьев<sup>1</sup>, С. А. Глухов<sup>1,2</sup>,  
Ю. М. Глуховченко<sup>1</sup>, Д. Н. Григорьев<sup>1,2,3</sup>, В. Р. Грошев<sup>1</sup>,  
В. В. Гулевич<sup>1</sup>, Д. В. Гусев<sup>1</sup>, В. Л. Дорохов<sup>1,2</sup>,  
В. Н. Жилич<sup>1,2</sup>, А. А. Жуков<sup>1,2</sup>, В. В. Жуланов<sup>1,2</sup>,  
А. Н. Журавлев<sup>1,2</sup>, А. В. Зацепин<sup>1</sup>, В. В. Каминский<sup>1,2</sup>,  
С. Е. Карнаев<sup>1,2</sup>, Г. В. Карпов<sup>1</sup>, С. В. Карпов<sup>1</sup>,  
К. Ю. Карюкина<sup>1,3</sup>, П. В. Касьяненко<sup>1,3</sup>, А. А. Катцин<sup>1,2</sup>,  
Д. П. Каштанкин<sup>1,2</sup>, В. А. Киселев<sup>1,2</sup>, В. В. Колмогоров<sup>1</sup>,  
С. А. Кононов<sup>1,2</sup>, К. А. Котов<sup>1</sup>, К. Ю. Котов<sup>1</sup>,  
Е. А. Кравченко<sup>1,2</sup>, А. А. Краснов<sup>1,2</sup>, В. Н. Кудрявцев<sup>1,2</sup>,  
В. Ф. Куликов<sup>1,2</sup>, Г. Я. Куркин<sup>1,3</sup>, И. А. Куянов<sup>1,2</sup>,  
Е. Б. Левичев<sup>1,3</sup>, Д. А. Максимов<sup>1,2</sup>, В. М. Малышев<sup>1</sup>,  
А. Л. Масленников<sup>1,2</sup>, А. С. Медведко<sup>1,3</sup>, О. И. Мешков<sup>1,2</sup>,  
С. И. Мишнев<sup>1,2</sup>, И. А. Морозов<sup>1,2</sup>, И. И. Морозов<sup>1,2</sup>,  
Н. Ю. Мучной<sup>1,2</sup>, А. И. Науменков<sup>1</sup>, В. В. Нейфельд<sup>1</sup>,  
С. А. Никитин<sup>1</sup>, И. Б. Николаев<sup>1,2</sup>, И. В. Овтин<sup>1,2</sup>,  
И. Н. Окунев<sup>1,2</sup>, А. П. Онучин<sup>1,2,3</sup>, С. Б. Орешкин<sup>1</sup>,  
И. О. Орлов<sup>1</sup>, А. А. Осипов<sup>1,2</sup>, Ю. А. Пахотин<sup>1</sup>,  
С. В. Пелеганчук<sup>1,2</sup>, В. В. Петров<sup>1,2</sup>, С. С. Петросян<sup>1</sup>,  
С. Г. Пивоваров<sup>1,3</sup>, П. А. Пиминов<sup>1,2</sup>, Н. А. Подгорнов<sup>1,2</sup>,  
А. О. Полуэктов<sup>1</sup>, А. А. Полунин<sup>1</sup>, И. Н. Попков<sup>1</sup>,  
Г. Э. Поспелов<sup>1</sup>, В. Г. Присекин<sup>1,2</sup>, И. Я. Протопопов<sup>1</sup>,  
О. Л. Резанова<sup>1,2</sup>, А. А. Рубан<sup>1,2</sup>, Г. А. Савинов<sup>1</sup>,*

В. К. Сандырев<sup>1</sup>, В. А. Сидоров<sup>1</sup>, Е. А. Симонов<sup>1,2</sup>,  
 С. В. Синяткин<sup>1,2</sup>, А. Н. Скринский<sup>1</sup>, В. В. Смалюк<sup>1</sup>,  
 А. В. Соколов<sup>1,2</sup>, Е. В. Старостина<sup>1,2</sup>, М. В. Стручалин<sup>1</sup>,  
 Д. П. Суханов<sup>1,2</sup>, А. М. Сухарев<sup>1,2</sup>, А. А. Талышев<sup>1,2</sup>,  
 В. А. Таюрский<sup>1,2,\*</sup>, В. И. Тельнов<sup>1,2</sup>, Ю. А. Тихонов<sup>1,2</sup>,  
 К. Ю. Тодышев<sup>1,2</sup>, А. Г. Трибендис<sup>1,2</sup>, Г. М. Тумайкин<sup>1,2</sup>,  
 Ю. В. Усов<sup>1</sup>, Т. А. Харламова<sup>1,2</sup>, П. Б. Чеблаков<sup>1,2</sup>,  
В. П. Черепанов<sup>1</sup>, А. Г. Шамов<sup>1,2</sup>, Д. Н. Шатилов<sup>1</sup>,  
 Б. А. Шварц<sup>1,2</sup>, Д. А. Шведов<sup>1,2</sup>, Л. И. Шехтман<sup>1,2</sup>,  
 Е. И. Шубин<sup>1</sup>, С. И. Эйдельман<sup>1,2</sup>, А. Н. Юшков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Представлен обзор экспериментов, выполненных с детектором КЕДР на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М в области значений энергии  $\sqrt{s}$  от 1,84 до 3,88 ГэВ. Измерено сечение  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны в 22 точках этой области, проведен поиск узких резонансов при энергии ниже 3,1 ГэВ. С рекордной точностью, лучше чем  $3 \cdot 10^{-6}$ , измерены массы  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов, определены их парциальные и полные ширины. Проведены точные измерения массы тау-лептона, а также масс заряженного и нейтрального  $D$ -мезонов. Обсуждается состояние дел по измерению параметров  $\psi(3770)$ , отмечена некоторая непоследовательность процедуры, применяемой Particle Data Group для определения его параметров.

The review presents the experiments performed with the KEDR detector at the  $e^+e^-$  collider VEPP-4M in the energy range of  $\sqrt{s} = 1.84\text{--}3.88$  GeV. The cross section of  $e^+e^-$  annihilation to hadrons was measured at 22 points of this range and the search for narrow resonances was carried out below 3.1 GeV. The masses of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  mesons were measured with record accuracy better than  $3 \cdot 10^{-6}$ , their partial and total widths were determined. Measurements of tau lepton mass and masses of charged and neutral  $D$  mesons were done with a high accuracy. The measurements of the  $\psi(3770)$  parameters are discussed, the attention is drawn to some inconsistency of the procedure employed by Particle Data Group for determination of its parameters.

PACS: 29.40.Gs; 29.40.Gx; 29.40.Ka; 29.40.Mc; 29.40.Vj; 29.90.+r

\* E-mail: tayursky@inp.nsk.su

## ВВЕДЕНИЕ

В современной физике высоких энергий одним из основных источников новых данных об элементарных частицах являются эксперименты на установках со встречными пучками. Ускорительный комплекс с энергией 2–11 ГэВ в системе центра масс, работающий в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН в Новосибирске и включающий в себя  $e^+e^-$ -коллайдер ВЭПП-4М и бустерное кольцо ВЭПП-3, позволяет решать обширный круг задач по физике высоких энергий, проводить исследования ядерных процессов на внутренней мишени и эксперименты с синхротронным излучением, а также выведенным пучком тормозных  $\gamma$ -квантов [1–3].

ВЭПП-4М оснащен двумя взаимодополняющими методиками контроля энергии пучка: измерение энергии методом резонансной деполяризации (РД) с относительной точностью  $10^{-6}$  и мониторинг энергии по положению края энергетического спектра  $\gamma$ -квантов, образующихся при обратном комптоновском рассеянии (ОКР) монохроматического лазерного излучения на электронном пучке (относительная точность  $3 \cdot 10^{-5}$ ).

Эта особенность установки позволила сформировать физическую программу экспериментов с детектором КЕДР, дополняющую программы других детекторов, работавших и работающих в той же области энергий на коллайдерах со значительно большей светимостью. Программа включает измерения масс  $\tau$ -лептона и  $D$ -мезонов, а также прецизионные измерения масс и парциальных ширин резонансов  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\psi(3770)$  и узких резонансов  $\Upsilon$ -семейства, требующие максимальной точности определения суммарной энергии сталкивающихся частиц. Существенной частью программы является также измерение сечения аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, которое выражается в форме отношения  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma_{\text{Вотн}}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , во всей области энергий коллайдера ВЭПП-4М. Точность измерения  $R$  определяется систематическими неопределенностями, так что требуется сравнение результатов, полученных разными детекторами в разных подходах. При энергии выше 3,5–5 ГэВ в пучке основной задачей КЕДР становится измерение полного сечения двухфотонного рождения адронов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$  адроны с использованием системы регистрации рассеянных электронов [4].

В данном обзоре представлено краткое описание экспериментов в области  $\sqrt{s} < 4$  ГэВ и приведены опубликованные в 2003–2020 гг. результаты. Несмотря на относительно небольшой интеграл светимости, набранный детектором (около  $28 \text{ пб}^{-1}$ ), прецизионное измерение энергии пучка коллайдера ВЭПП-4М, выбор интересных задач, соответствующих возможностям детектора, а также тщательный учет источников систематических неопределенностей при обработке данных позволили выполнить ряд измерений с точностью выше или сравнимой со средней.

Значительная часть результатов относится к прецизионному измерению масс и парциальных ширин элементарных частиц. Масса и время жизни частицы являются ее наиболее фундаментальными характеристиками, которые желательно знать с максимально возможной точностью. Массы узких  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов, видимая ширина которых определяется энергетическим разбросом пучков коллайдера, применяются при калибровке энергетических шкал ускорителей и детекторов в области чармония, поэтому точность их знания существенна для измерения масс чармониевых состояний и  $\tau$ -лептона в других экспериментах [5, 6].

За исключением масс  $D$ -мезонов, параметры частиц и резонансов определялись подгонкой экспериментальных сечений, полученных при нескольких значениях энергии коллайдера, теоретической кривой, описывающей зависимость сечения изучаемого процесса от энергии и содержащей искомые параметры и вспомогательные величины, такие как энергетический разброс коллайдера. Для сопоставления экспериментальных точек с теоретическими предсказаниями используется моделирование детектора, воспроизводящее с возможной точностью отклик систем детектора на изучаемые процессы. Обработка событий моделирования в тех же условиях, что и экспериментальные данные, позволяет определить эффективность регистрации изучаемых и фоновых процессов.

Структура работы следующая. В разд. 1 дано краткое описание установки ВЭПП-4М и методов прецизионного измерения энергии пучков. В разд. 2 кратко описан детектор КЕДР и набор данных. В разд. 3 приведено большинство формул для сечений процессов, используемых при обработке экспериментов. Разд. 4 посвящен измерению масс  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов с относительной точностью лучше  $3 \cdot 10^{-6}$ . В разд. 5 описано измерение полной и парциальных ширин  $J/\psi$ -мезона, а в разд. 6 — парциальных ширин  $\psi(2S)$ -мезона. В разд. 7 представлен обзор измерений параметров  $\psi(3770)$ . Разд. 8 посвящен измерению масс заряженных и нейтральных  $D$ -мезонов. В разд. 9 описан эксперимент по измерению массы  $\tau$ -лептона. Разд. 10 описывает поиск узких резонансов в области  $\sqrt{s} = 1,85-3,1$  ГэВ. Разд. 11 посвящен измерению  $R$  в области  $\sqrt{s} = 1,84-3,72$  ГэВ. В заключении подводятся итоги работы КЕДР при энергии пучка ниже 2 ГэВ и приводятся планы дальнейшей работы. В приложении перечислены опубликованные результаты экспериментов с детектором КЕДР на ВЭПП-4М.

## 1. ВЭПП-4М. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПУЧКА

Однокольцевой электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4М (рис. 1) [3] с энергией в пучке от 1 до 5,5 ГэВ является модернизацией коллайдера ВЭПП-4, работавшего в ИЯФ в 1980-х гг. В 2016 г. синхротрон В-4 и LINAC, представленные на рис. 1, были заменены

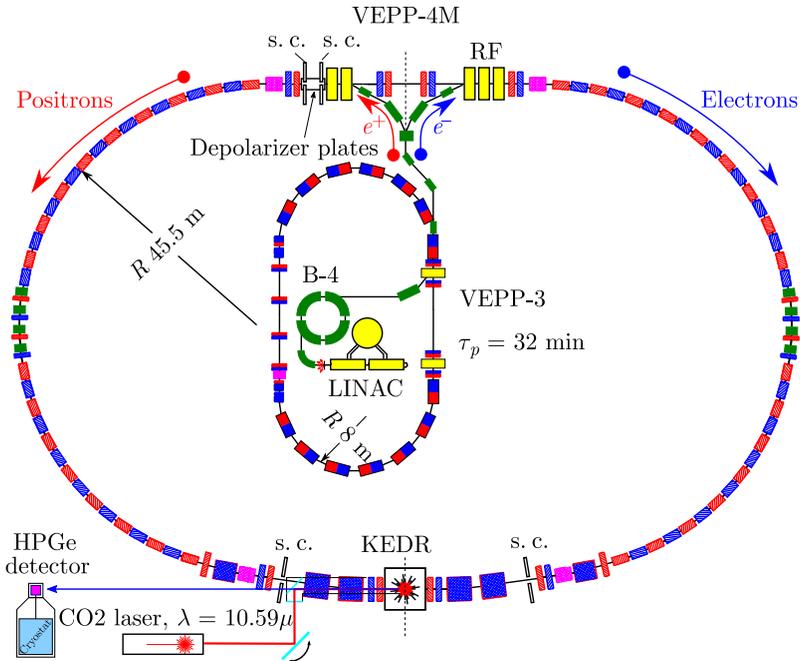


Рис. 1. Схема комплекса ВЭПП-4М с детектором КЕДР по состоянию до 2016 г.: LINAC — линейный ускоритель на 50 МэВ; В-4 — синхротрон на 350 МэВ; s. c. — счетчики распределенной системы регистрации частиц по эффекту Тушека. В нижней левой части рисунка — элементы монитора обратного комптоновского рассеяния

на канал от высокопроизводительного инжекционного комплекса ВЭПП-5 [7], и сейчас электроны и позитроны поступают в бустерное кольцо ВЭПП-3 от ВЭПП-5, снабжающего пучками также накопитель ВЭПП-2000.

Установка работает в режиме  $2 \times 2$  сгустка. Две пары дипольных магнитов, расположенных в экспериментальном промежутке, и квадрупольные линзы финального фокуса, установленные вблизи места встречи электронного и позитронного пучков, представляют собой жесткофокусирующий спектрометр для системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) детектора КЕДР. На концах экспериментального промежутка симметрично установлены два дипольных вигглера для управления размерами пучка. В техническом промежутке, в местах с нулевой дисперсией, находятся два градиентных вигглера для управления декрементами затухания.

Основные параметры коллайдера ВЭПП-4М представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры ВЭПП-4М

Параметр	Значение
Периметр, м	366
Радиус поворота, м	34,5
Максимальная энергия, ГэВ	5,5
Коэффициент уплотнения орбит	0,017
Число сгустков	$2 \times 2$
Максимальные достигнутые параметры [3]: ток в одном сгустке при $E = 1,5-1,85$ ГэВ, МА светимость ( $2 \times 2$ сгустка) при $E = 1,5-1,85$ ГэВ, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	1,6-3,0 $(0,9-2,0) \cdot 10^{30}$
Бетатронные частоты, горизонтальная/вертикальная	8,54/7,58
Частота ВЧ, МГц	181,8
Гармоника ВЧ	222
Максимальное напряжение ВЧ, МВ	5
Структурные функции в месте встречи: вертикальная бета-функция, м горизонтальная бета-функция, м горизонтальная дисперсия в месте встречи, м	0,05 0,75 0,80

**1.1. Измерение энергии пучка методом резонансной деполяризации.** Пучок электронов в накопителе обладает свойством самополяризации (эффект Соколова-Тернова) [8]. Характерное время поляризации в приближении круговой орбиты радиусом  $R$  в однородном магнитном поле равно

$$\tau_{\text{pol}}[\text{с}] = \frac{8\sqrt{3}}{15} \frac{R^3}{\gamma^5 \lambda_e c r_e} \approx \frac{2,8 \cdot 10^{18} R^3[\text{м}]}{\gamma^5}, \quad (1)$$

где  $\lambda_e = 3,86 \cdot 10^{-11}$  см — комптоновская длина волны электрона;  $c$  — скорость света;  $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона;  $\gamma$  — релятивистский фактор частиц пучка. В ВЭПП-4М в зависимости от энергии пучка время поляризации изменяется от десятков минут до сотен часов.

Метод резонансной деполяризации был предложен и впервые реализован в ИЯФ в 1970-х гг. [9-11] и теперь широко используется в ИЯФ и других лабораториях мира. Он позволяет с высокой точностью измерять энергию поляризованного пучка в  $e^+e^-$ -накопителе. В основе метода РД лежит прецизионное измерение частоты прецессии спина  $\Omega$ . Вкратце его суть в следующем.

В накопителе с плоской орбитой частота прецессии спина вокруг направления ведущего магнитного поля дается выражением

$$\Omega = \omega_0 \left( 1 + \gamma \frac{\mu'}{\mu_0} \right), \quad (2)$$

где  $\omega_0$  — частота обращения;  $\mu'/\mu_0$  — отношение аномальной и нормальной частей магнитного момента электрона.

При введении внешнего электромагнитного поля с частотой  $\Omega_d$ , удовлетворяющей условию внешнего спинового резонанса

$$\Omega \pm \Omega_d = n \omega_0, \quad n - \text{любое целое число,}$$

происходит деполяризация. Плавно меняя частоту внешнего поля и фиксируя ее значение в момент деполяризации, можно определить средние значения релятивистского фактора и энергии пучка.

Вводя нормализованную спиновую частоту

$$\nu = \frac{\Omega}{\omega_0} - 1 = \gamma \frac{\mu'}{\mu_0},$$

из (2) получаем выражение для энергии пучка  $E_b$ :

$$E_b[\text{МэВ}] = \nu \frac{m_e[\text{МэВ}]}{(\mu'/\mu_0)} = ((440,648468 \pm 3) \cdot 10^{-6}) \nu, \quad (3)$$

куда подставлены известные с высокой относительной точностью масса электрона  $m_e = 0,5109989461$  МэВ ( $\delta m_e \approx 6,1 \cdot 10^{-9}$ ) и величина  $\mu'/\mu_0 = 1159,65218091 \cdot 10^{-6}$  ( $\delta \mu'/\mu_0 \approx 2,2 \cdot 10^{-10}$ ) из таблиц PDG за 2020 г. [12].

Точность измерения энергии методом РД определяется точностью фиксации момента деполяризации, отклонением частоты прецессии от формулы (2) из-за вертикальных искажений орбиты и другими ускорительными эффектами [13–15]. На ВЭПП-4М вдали от спиновых резонансов, при которых частота  $\nu$  становится целым числом, достигнута относительная точность на уровне  $10^{-6}$ .

Метод резонансной деполяризации требует наличия поляризованного пучка. В кольце ВЭПП-4М при энергии пучка меньше 2 ГэВ время поляризации достигает 100 ч, в этом случае пучок поляризуется в накопителе ВЭПП-3 за время менее часа и затем перепускается в ВЭПП-4М без существенной потери степени поляризации.

На ВЭПП-4М в области энергий пучка до  $\simeq 2$  ГэВ для регистрации факта деполяризации используется эффект внутрисгусткового рассеяния частиц (эффект Тушека) [16]. С ростом энергии пучка сечение эффекта Тушека резко уменьшается [17]. Внутрисгустковое рассеяние сопровождается обменом энергией между частицами  $\pm \Delta E$  и выбыванием их из пучка при достаточно большой величине  $\Delta E$ . Выбывшие частицы могут быть зарегистрированы. Сечение рассеяния и, следовательно, скорость счета зависят от спина в соответствии с выражением [18]

$$\dot{N} \sim \frac{I^2}{V} (1 - \Delta \cdot \zeta^2), \quad (4)$$

где  $I$  — ток пучка;  $V$  — объем сгустка;  $\Delta$  — вклад поляризации;  $\zeta$  — ее степень. Из (4) видно, что при деполяризации пучка скорость счета возрастает. Поляризационный вклад падает с увеличением энергии пучка и вертикального размера сгустка [19–21].

Скорость счета рассеянных частиц измеряется четырьмя парами сцинтилляционных счетчиков (см. рис. 1). Счетчики каждой пары вводятся внутрь апертуры в горизонтальной плоскости с обеих сторон и регистрируют тушековские электроны, выбывающие из пучка по периметру кольца. В акте рассеяния два электрона получают одинаковые по величине, но разные по знаку приращения импульса, и в результате начинают двигаться по траекториям, симметрично отклоненным в медианной плоскости от замкнутой орбиты.

В условиях ВЭПП-4М внутрисгустковое рассеяние доминирует над процессами рассеяния на остаточном газе в вакуумной камере. Загрузка счетчиков более чем на 60% состоит из тушековских частиц. Поэтому нет необходимости подавлять некоррелированный фон, требуя совпадения счетчиков по разные стороны от орбиты. Используется суммарная загрузка счетчиков, что уменьшает статистическую ошибку измерения энергии. При токе в сгустке 1 мА суммарная загрузка достигает 2 МГц.

На ВЭПП-4М изменение скорости счета составляет 1–3%. Для уменьшения влияния нестабильностей положения пучка, его размеров и времени жизни измеряется отношение скоростей счета рассеянных электронов от поляризованного ( $f_1$ ) и неполяризованного ( $f_2$ ) сгустков, разделенных во времени на полпериода обращения:

$$\delta = 1 - f_2/f_1.$$

Деполяризация пучка осуществляется с помощью пары согласованных проводящих пластин, разнесенных по вертикали внутри вакуумной камеры. Создается бегущая ТЕМ-волна, распространяющаяся навстречу пучку, который нужно depoляризовать. Частота волны линейно перестраивается в диапазоне, включающем ожидаемое значение частоты внешне-го спинового резонанса.

Синусоидальный сигнал depoляризатора генерируется разработанным в ИЯФ прецизионным синтезатором [22] с шагом перестройки частоты  $10^{-4}$  Гц. Опорным генератором для синтезатора и одновременно для ВЧ-системы ВЭПП-4М служит рубидиевый стандарт частоты, имеющий точность  $10^{-10}$ . Привязка частоты обращения и частоты depoляризатора к единому стандарту исключает их разнонаправленный дрейф и возникновение соответствующей ошибки в определении энергии.

В методе РД амплитуда depoляризатора подбирается так, чтобы depoляризация пучка происходила за много периодов синхротронных колебаний, так что ошибка измерения усредненного по частицам пучка значения спиновой частоты  $\langle \nu \rangle$  становится много меньше величины разброса спиновых частот, связанного с энергетическим разбросом пучка  $\sigma_E$  ( $\sigma_\nu \sim \sigma_E/E \sim 5 \cdot 10^{-4}$ ). Таким образом, ошибка измерения средней энергии частиц оказывается много меньше энергетического разброса  $\sigma_E$ . Связанные с энергетическим разбросом синхротронные колебания проявляются как побочный пик в спектре спиновых частот, отнесенный в

$$\Delta = \nu^{\text{pol}} / \nu^{\text{unpol}} - 1$$

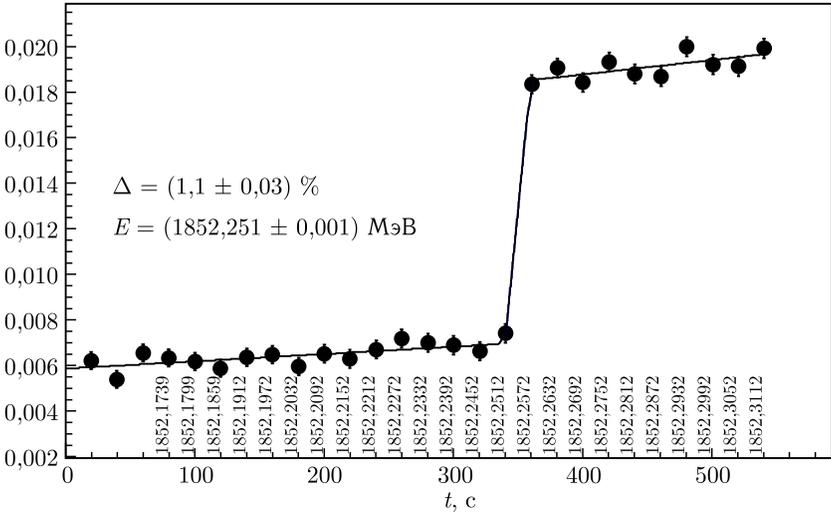


Рис. 2. Резонансная деполаризация. Точность определения энергии составляет  $\sim 10^{-6}$ . Время измерения — 9 мин

случае ВЭПП-4М от основного пика на 11 кГц (5,5 МэВ в энергии пучка).

На рис.2 показана типичная временная диаграмма относительной скорости счета тушековских электронов при сканировании частоты деполаризатора. Скорость сканирования в единицах энергии равна 0,3 кэВ/с. Амплитуда сигнала на пластинах — несколько десятков вольт. Расчетное время деполаризации  $\sim 1$  с. Статистическая точность определения средней энергии по подгонке деполаризационного скачка составляет  $\sim 10^{-6}$ , что в рассматриваемом диапазоне энергий соответствует 1–2 кэВ при энергетическом разбросе около 0,7 МэВ. Систематическая неопределенность в энергии пучка составляет также примерно 2 кэВ [15, 23].

В экспериментах по измерению масс  $\Upsilon$ -мезонов детектором МД-1 на ВЭПП-4 [24] калибровка энергии проводилась на «рабочих пучках» до и после набора статистики. В описываемых экспериментах это было невозможно из-за необходимости получать поляризованный пучок в ВЭПП-3 и более сложной процедуры калибровки. Энергия измерялась в специальных калибровочных заходах и интерполировалась ко времени набора статистики с использованием величины ведущего магнитного поля, измеренной по ЯМР, температуры магнитов и стенок туннеля и астрономического времени. Свободные параметры функций интерполяции определялись подгонкой энергии всех калибровочных заходов, проведенных в заданном режиме работы ВЭПП-4М.

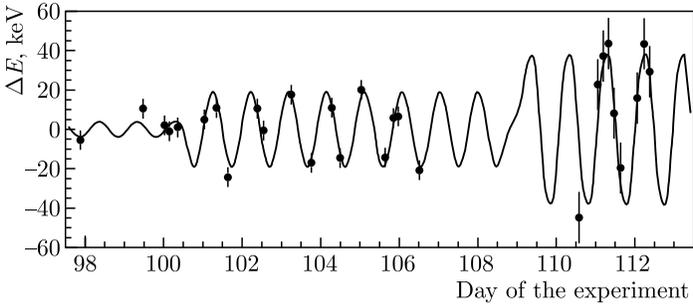


Рис. 3. Предсказанная энергия пучка после удаления всех неперіодических зависимостей

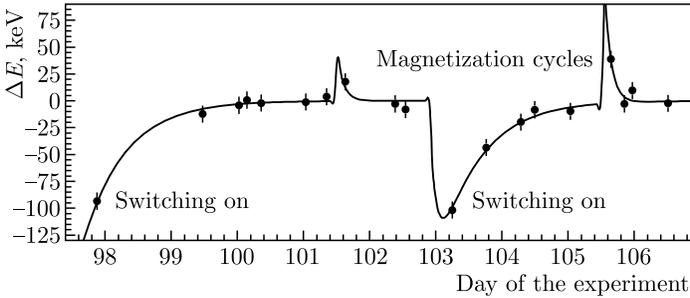


Рис. 4. Непериодическая зависимость энергии от времени из-за включения кольца и циклов намагничивания

Результаты лучшего предсказания энергии ВЭПП-4М в течение мая 2002 г., когда использовалось воздушное охлаждение кольца коллайдера, проиллюстрированы рис. 3 и 4. На рис. 3 показаны результаты интерполяции после удаления неперіодических зависимостей. На рис. 4 изображена неперіодическая зависимость энергии от времени после включения кольца и циклов намагничивания. Чтобы подогнать 28 измерений, представленных на этих рисунках, использовалось 14 свободных параметров. Ошибки точек показывают среднее отклонение от предсказания.

Точность интерполяции менялась от 7 до 30 кэВ в зависимости от режима работы ВЭПП-4М при квазистатистическом характере ошибок. Для оценки систематической неопределенности интерполяция проводилась с использованием различных наборов параметров ВЭПП-4М.

**1.2. Комптоновский монитор энергии и энергетического разброса.** В дополнение к методу резонансной деполаризации на коллайдере ВЭПП-4М был реализован метод мониторинга энергии пучка в процессе набора статистики с точностью около  $3 \cdot 10^{-5}$  с использованием процесса обратного комптоновского рассеяния лазерного излу-

чения [11, 25]. Метод был разработан на установке BESSY I с энергией пучка 600 МэВ и распространен на энергию выше 1500 МэВ на BESSY II [26, 27].

Принцип действия метода основан на измерении положения и ширины края энергетического спектра комптоновских гамма-квантов, образующихся при рассеянии монохроматического лазерного излучения на электронном пучке. При рассеянии лазерных фотонов с энергией  $\omega$  на встречном электронном пучке с энергией  $E_b$  энергетический спектр рассеянных обратно гамма-квантов имеет форму, проиллюстрированную рис. 5 (узкие пики в спектре связаны с облучением детектора радиоактивными изотопами для калибровки энергетической шкалы).

Как видно из рис. 6, рассеянные фотоны с максимальной энергией ( $\omega'_{max}$ ) образуют резкий край в энергетическом спектре. Энергия элек-

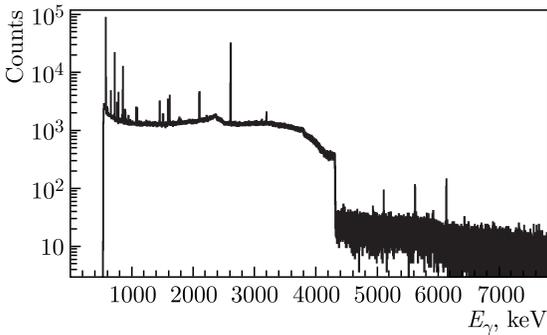


Рис. 5. Спектр комптоновских гамма-квантов, измеренный в 2010 г. HPGe-детектором. Энергия пучка 1553,5 МэВ. Точность определения энергии  $\sim 10^{-5}$ . Время набора — 2,5 ч

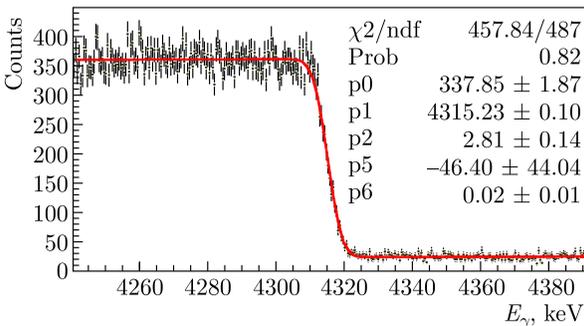


Рис. 6. Фрагмент спектра рис. 5 вблизи  $\omega'_{max}$ , линия — результат подгонки. Измеренная энергия пучка равна  $(1553,466 \pm 0,018)$  МэВ. Энергетический разброс пучка —  $(505 \pm 25)$  кэВ

тронного пучка связана со значением  $\omega'_{\max}$  соотношением

$$E_b = \frac{\omega'_{\max}}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{m_e^2 c^4}{\omega \omega'_{\max}}} \right). \quad (5)$$

Видимая ширина края спектра в основном обусловлена энергетическим разрешением детектора фотонов и энергетическим разбросом электронов в пучке. Таким образом, измерив энергетический спектр и определив положение края, мы определяем энергию электронного пучка. А по измеренной ширине края спектра при известном энергетическом разрешении детектора находится величина энергетического разброса пучка.

В качестве источника монохроматического излучения был выбран инфракрасный  $\text{CO}_2$  лазер COHERENT GEM Select 50 с энергией фотона  $\omega = 0,117065223$  эВ. При изменении энергии электронного пучка от 1,5 до 2 ГэВ величина  $\omega'_{\max}$  лежит в диапазоне 4–7 МэВ. Энергетический спектр рассеянных фотонов (рис. 5) измеряется коаксиальным детектором из сверхчистого германия с активным объемом  $120 \text{ см}^3$  и эффективностью полного поглощения около 5% для гамма-квантов с энергией 6 МэВ.

За одно измерение (занимающее 20–40 мин) статистическая точность величины энергии электронного пучка составляет  $\simeq 3 \cdot 10^{-5}$ , а точность

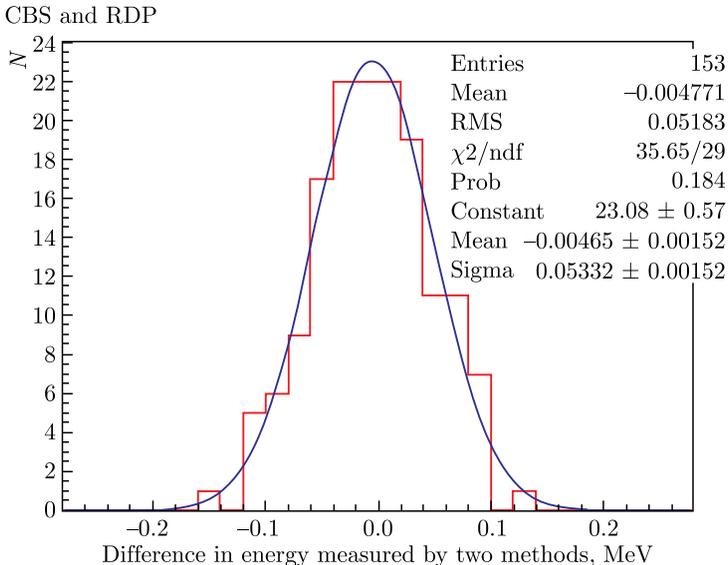


Рис. 7. Гистограмма разности значений энергии, измеренной методами ОКР и РД при энергии пучка 1,7–1,9 ГэВ. Стандартное отклонение  $(53,3 \pm 1,5)$  кэВ

определения энергетического разброса — около 12%. Для абсолютной калибровки энергетической шкалы германиевого детектора и его энергетического разрешения одновременно с набором комптоновского спектра ведется набор эталонных линий излучения гамма-активных изотопов с энергией от 0,6 до 6,13 МэВ.

Оценка систематической погрешности метода проводилась путем сравнения результатов измерений с энергией пучка, измеренной методом РД. В течение эксперимента по измерению массы тау-лептона [28] было сделано 153 одновременных измерения энергии двумя методами. Гистограмма разности измеренных значений показана на рис. 7.

Величина среднеквадратичного отклонения для распределения на рис. 7 составляет  $\approx 50$  кэВ. Ее превышение над средней статистической ошибкой измерения в заходах (около 30 кэВ) позволяет сделать оценку систематической погрешности метода на уровне 40 кэВ, или  $2,5 \cdot 10^{-5}$  от энергии электронного пучка. Основным источником систематической погрешности, вероятнее всего, является нестабильность положения орбиты электронного пучка в зоне взаимодействия с лазерным излучением.

## 2. ДЕТЕКТОР КЕДР И НАБОР ДАННЫХ

**2.1. Детектор КЕДР.** Детектор КЕДР [29, 30] с продольным магнитным полем 0,6 Тл создан в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН для проведения экспериментов на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-4М. Схематическое изображение детектора КЕДР показано на рис. 8.

Детектор включает координатную систему, времяпролетную систему на основе сцинтилляционных счетчиков, электромагнитный калориметр, систему пороговых черенковских аэрогелевых счетчиков и мюонную систему на основе стримерных трубок. Магнитное поле создается в детекторе сверхпроводящим соленоидом. Железное ядро магнита используется мюонной системой в качестве поглотителя. По пути из места встречи частица при нормальном падении пересекает вакуумную камеру толщиной 1,4%  $X_0$ , вершинный детектор толщиной 0,17%  $X_0$ , дрейфовую камеру толщиной 1,14%  $X_0$ . Импульсное разрешение трековой системы, включающей вершинный детектор и дрейфовую камеру, при поле 0,6 Тл составляет  $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp} = \sqrt{0,03^2 + (0,02p_{\perp})^2}$ , где  $p_{\perp}$  — в ГэВ/с. Электромагнитный калориметр находится внутри катушки детектора. Он состоит из цилиндрического ионизационного калориметра (толщиной 14,8 $X_0$ ) на основе жидкого криптона массой 27 т и торцевого калориметра (толщиной 16,1 $X_0$ ) на основе кристаллов CsI массой 3,2 т. Первый слой цилиндрического электромагнитного калориметра имеет структуру электродов, состоящую из чередующихся продольных и поперечных полосок, служащую для определения с высоким пространственным разрешением координат фотонов и заряженных частиц.

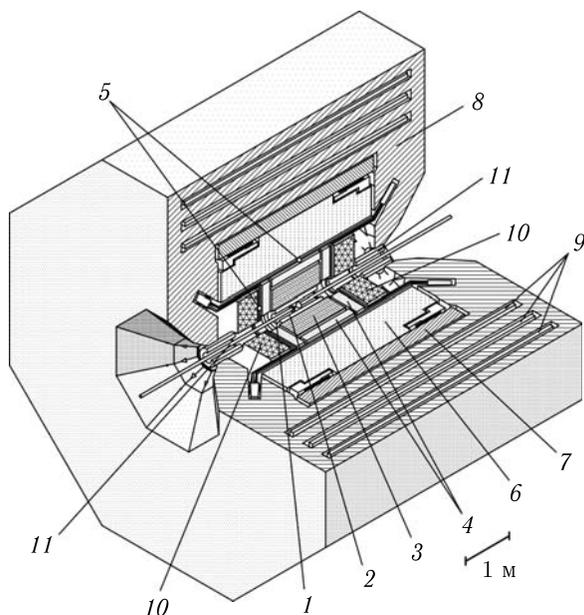


Рис. 8. Центральная часть детектора КЕДР: 1 — вакуумная камера ускорителя; 2 — вершинный детектор; 3 — дрейфовая камера; 4 — аэрогелевые пороговые черенковские счетчики; 5 — времяпролетные счетчики; 6 — баррельный жидкокриптоновый калориметр; 7 — сверхпроводящая катушка; 8 — ярмо; 9 — мюонные камеры; 10 — торцевой CsI-калориметр; 11 — компенсирующая катушка

Для исследования двухфотонных процессов в состав детектора входят расположенные симметрично относительно места встречи пучков модули системы регистрации рассеянных электронов и позитронов. Основные физические параметры систем детектора КЕДР представлены в табл. 2.

Для моделирования экспериментов с детектором КЕДР на ВЭПП-4М была разработана программа KEDRSIM [30]. Описание систем регистрации детектора в этой программе и моделирование их работы основано на пакете Geant 3.21 [31].

**2.2. Триггер и набор данных.** Аппаратный триггер детектора КЕДР имеет два уровня: первичный (ПТ) и вторичный (ВТ). ПТ использует сигналы от сцинтилляционных счетчиков, торцевого (CsI) и цилиндрического (LKr) калориметров и принимает решение за 450 нс. ВТ может использовать оптимально сформированные сигналы от калориметров, а также информацию от вершинного детектора, дрейфовой камеры, сцинтилляционных счетчиков и мюонной системы. Оба триггера обеспечивают высокую эффективность регистрации событий с двумя и

Таблица 2. Основные параметры детектора КЕДР

Система	$\Omega/4\pi$	Параметр
Магнит		0,6 Тл
Вершинный детектор	0,98	Простр. разрешение: $\sigma = 170$ мкм
Дрейфовая камера	0,72	Разр. ДК + ВД: 3,6 % на 1 ГэВ/с $\pi/K$ разделение на $2\sigma$ до 0,67 ГэВ/с $K/p$ разделение на $2\sigma$ до 1,2 ГэВ/с
Аэрогелевые ЧС	0,96	$\pi/K$ разделение при 0,6–1,5 ГэВ/с
Счетчики ТоF, прод.	0,71	$\sigma_{\text{ТоF}} = 360$ пс
Счетчики ТоF, торц.	0,26	$\sigma_{\text{ТоF}} = 300$ пс $\pi/K$ разделение на $2\sigma$ : до 0,6 ГэВ/с
Цилиндрический ЛКг калориметр	0,79	Энерг. разрешение на 1,8 ГэВ: 3 %
Торцевой CsI калориметр	0,21	Простр. разрешение: $\sigma = 1$ мм Энерг. разрешение на 1,5 ГэВ: 3,5 %
Мюонные камеры	0,67	Простр. разрешение: $\sigma = 8$ мм
СРРЭ для изучения $\gamma\gamma$ -процессов		Простр. разреш. вдоль трубки: 4 см Рег. расс. $e^\pm$ с углами 0–0,01 рад и энергией (0,45–0,98) $E_B$ Масса $\gamma\gamma$ -системы: $M_{\gamma\gamma} = 0,14\text{--}4$ ГэВ Разрешение по $M_{\gamma\gamma}$ : 5–23 МэВ

более заряженными треками. Третичный триггер — программный. События в эксперименте записываются с частотой 50–150 Гц. Эффективность отбора триггером полезных событий составляет 98–99 % [32].

Случайные совпадения событий различных физических процессов, ускорительного и космического фона и шумов детектора могут приводить к изменению эффективности регистрации изучаемых процессов и появлению дополнительного фона. Для учета этих эффектов во время набора экспериментальных данных записывалось некоторое число событий в момент случайно выбранного пролета пучков независимо от срабатываний систем детектора (RND-события). При обработке эти события накладывались на события моделирования.

Для уменьшения систематической погрешности из-за нестабильности триггера и неопределенности аппаратных порогов как экспериментальные, так и смоделированные события проходят через программный фильтр событий во время off-line анализа. Он пересчитывает решения ПТ и ВТ с более жесткими условиями, используя оцифрованную информацию от систем детектора.

**2.3. Определение светимости при наборе данных.** Оперативная светимость коллайдера ВЭПП-4М измеряется по процессу однократного тормозного излучения (ОТИ)  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ . В этом процессе одна из частиц пучка теряет часть энергии, излучая фотон, а встречная частица практически не меняет траектории движения. Излученные фотоны летят

в узком конусе вдоль направления исходной частицы с характерным углом  $\theta \sim m_e/E_b = 1/\gamma$ . Регистрация излучения в направлении электронного и позитронного пучков дает два измерения светимости, независимых по аппаратуре, но коррелированных в силу ряда ускорительных эффектов. Для большинства заходов точность измерения светимости по ОТИ составляет около 3%.

При обработке данных светимость определялась по событиям упругого  $e^+e^-$ -рассеяния (рассеяния Баба) в CsI- и LKг-калориметры. Точность измерений составляла 1,5–2%.

### 3. СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ $e^+e^-$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВБЛИЗИ УЗКОГО РЕЗОНАНСА

В этом разделе приведены формулы для сечений электрон-позитронной аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны,  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  вблизи узкого резонанса, которые применялись при обработке экспериментальных данных. В начале раздела приведено формальное определение параметров резонансов с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{--}$ , используемое в экспериментальных работах, и установлена их связь с исходными теоретическими величинами.

**3.1. Об определении параметров резонанса  $J^{PC} = 1^{--}$ .** В некоторых случаях резонанс с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{--}$  можно трактовать не как нестабильную частицу, а как феномен поляризации вакуума. Как было отмечено в работе [33], иногда это приводило к путанице при анализе данных. Некорректные рекомендации по анализу лептонных сечений попали в обзор Quarkonium Working Group [34]. По этой причине вопрос был рассмотрен в работе [35].

Необходимо четко различать «голые» и «одетые» (физические) параметры резонанса. Первые не включают поправки КЭД и используются во многих теоретических исследованиях, последние включают некоторые из поправок (в частности, поляризацию вакуума) и публикуются как результаты практически всех экспериментальных работ.

Физические параметры соответствуют интерпретации резонанса  $1^{--}$  как нестабильной частицы, описываемой амплитудой Брейта–Вигнера, представляющей его появление во всех порядках теории возмущений КЭД.

В низшем порядке КЭД резонанс появляется один раз, и его распад описывается амплитудой, содержащей «голые» параметры. В следующем порядке теории возмущений резонанс превращается в виртуальный фотон, а затем снова появляется перед распадом. Вклад этого порядка содержит квадрат «голой» амплитуды. Физическая амплитуда представляет собой сумму вкладов всех порядков теории возмущений КЭД.

Использование физической амплитуды очень удобно для изучения резонансного рождения в процессах сильного взаимодействия, так

как позволяет избежать явного рассмотрения поляризации вакуума. Для процесса электромагнитного рождения частиц, как, например, при  $e^+e^-$ -столкновении, имеется небольшое усложнение: необходимо учитывать интерференцию физической амплитуды резонанса и чистой КЭД амплитуды. Как показано ниже, такой подход (помимо других преимуществ) позволяет в случае узкого резонанса избежать численного интегрирования при расчете радиационных поправок.

Продемонстрируем связь между «голыми» и физическими параметрами. Согласно широко известной работе Э. А. Кураева и В. С. Фадына [36] сечение однофотонной аннигиляции с учетом радиационных поправок в начальном состоянии можно записать в виде

$$\sigma(s) = \int dx \frac{\sigma_0((1-x)s)}{|1 - \Pi((1-x)s)|^2} \mathcal{F}(s, x), \quad (6)$$

где  $s = W^2$  — квадрат полной энергии  $W$  в с. ц. м.;  $\Pi(s)$  представляет оператор поляризации вакуума,  $\sigma_0(s)$  — борновское сечение процесса;  $\mathcal{F}(s, x)$  — функция радиационных поправок, которая описывает вероятность потери доли  $x$  от  $s$  при излучении в начальном состоянии фотонов и мягких  $e^+e^-$ -пар и корректирует величину сечения.

Оператор  $\Pi$  можно записать как сумму двух вкладов  $\Pi_0 + \Pi_R$  с медленно меняющимся вкладом лептонов и адронных состояний

$$\Pi_0 = \Pi_{ee} + \Pi_{\mu\mu} + \Pi_{\tau\tau} + \Pi_{\text{hadr}}$$

и резонансным вкладом

$$\Pi_R(s) = \frac{3\Gamma_{ee}^{(0)}}{\alpha} \frac{s}{M_0} \frac{1}{s - M_0^2 + iM_0\Gamma_0}, \quad (7)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $M_0$ ,  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_{ee}^{(0)}$  — масса, полная и электронная ширины «голового» резонанса. Формула (7) соответствует простейшей параметризации резонансного сечения в борновском приближении:

$$\sigma_R(s) = -\frac{4\pi\alpha}{s} \text{Im} \Pi_R(s) = \frac{12\pi\Gamma_{ee}^{(0)}\Gamma_0}{(s - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma_0^2}. \quad (8)$$

Рассмотрим для примера процесс  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  вблизи резонанса. Его сечение в борновском приближении при  $s \gg 4m_\mu^2$  ( $m_\mu$  — масса мюона) есть

$$\sigma_{\mu\mu}^0(s) = -\frac{4\pi\alpha}{s} \text{Im} \Pi_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}, \quad (9)$$

так что согласно (6) резонансное поведение сечения в этом приближении полностью обусловлено поляризацией вакуума, которая неявно описывает распад резонанса в пару мюонов.

Формула (6) дает сечение рождения пары мюонов без разделения на сечение рождения в континууме, резонансную и интерференционную

части. Чтобы выделить вклад резонанса, нерезонансный вклад должен быть удален. Это можно сделать с помощью тождества

$$\frac{1}{1 - \Pi_0 - \Pi_R(s)} \equiv \frac{1}{1 - \Pi_0} + \frac{1}{(1 - \Pi_0)^2} \frac{3\Gamma_{ee}^{(0)}}{\alpha} \frac{s}{M_0} \frac{1}{s - \widetilde{M}^2 + i\widetilde{M}\widetilde{\Gamma}}. \quad (10)$$

Первый член в правой части соответствует амплитуде континуума, второй — амплитуде резонанса. Вторую степень множителя  $1/(1 - \Pi_0)$ , учитывающего поляризацию вакуума, на языке фейнмановских диаграмм можно интерпретировать как наличие двух фотонов, один из которых порождает резонанс, а другой обеспечивает его распад на мюоны. Резонансная амплитуда соответствует уравнению (7) с параметрами  $\widetilde{M}$ ,  $\widetilde{\Gamma}$ , зависящими от  $s$ :

$$\begin{aligned} \widetilde{M}^2 &= M_0^2 + \frac{3\Gamma_{ee}^{(0)}}{\alpha} \frac{s}{M_0} \operatorname{Re} \frac{1}{1 - \Pi_0}, \\ \widetilde{M}\widetilde{\Gamma} &= M_0\Gamma_0 - \frac{3\Gamma_{ee}^{(0)}}{\alpha} \frac{s}{M_0} \operatorname{Im} \frac{1}{1 - \Pi_0}. \end{aligned} \quad (11)$$

В окрестности узкого резонанса этой зависимостью можно пренебречь, так что резонансный вклад может быть описан с помощью амплитуды Брейта–Вигнера, содержащей физическую массу  $M \approx \widetilde{M}(M_0^2)$  и ширину  $\Gamma \approx \widetilde{\Gamma}(M_0^2)$ .

Следствие лептонной универсальности в КЭД в резонансной части сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  величина  $\Gamma_{ee}^{(0)}$  может быть заменена на  $(\Gamma_{ee}^{(0)}\Gamma_{\mu\mu}^{(0)})^{1/2}$ . Коэффициент  $1/(1 - \Pi_0)^2$  перед амплитудой резонанса преобразует «голую» парциальную ширину  $\Gamma_{ee}^{(0)}$  в физическую парциальную ширину:

$$\Gamma_{ee} = \frac{\Gamma_{ee}^{(0)}}{|1 - \Pi_0|^2}, \quad (12)$$

как рекомендовано Particle Data Group с 1990 г. после появления работы [37]. Физические значения лептонных ширин удовлетворяют соотношению  $\Gamma_{ll} = \Gamma \times \mathcal{B}_{ll(\gamma)}$ , где  $\mathcal{B}_{ll(\gamma)}$  — экспериментальная вероятность распада резонанса на пару лептонов с неизбежным излучением дополнительных фотонов.

Для электромагнитных распадов резонанса в адроны единственное отличие от распадов на мюонную пару — появление в выражении для сечения фактора  $R$ , представляющего собой отношение адронного сечения к мюонному вне области резонанса. Для сильных распадов резонанса борновское сечение равно

$$\sigma_0^{(s)}(s) = \frac{12\pi \Gamma_{ee}^{(0)} \Gamma_s^{(0)}}{(s - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma_0^2}. \quad (13)$$

Подстановка этого выражения и выражения (7) в формулу (6) приводит к тем же определениям физических значений массы, полной и электронной

ширины. Парциальная ширина сильных распадов в адроны при этом не перенормируется,  $\Gamma_s = \Gamma_s^{(0)}$ .

Следует подчеркнуть, что для резонанса  $1^{--}$  экспериментальные значения величин массы, полной или лептонной ширины не могут непосредственно сравниваться с результатами потенциальных моделей или использоваться для подгонки параметров потенциала без «раздевания» экспериментальных значений или «одевания» результатов потенциальных моделей в соответствии с уравнением (12). В случае  $J/\psi$  разница масс составляет 1,2 МэВ, а изменение полной ширины достигает 25 %.

**3.2. Инклюзивное сечение аннигиляции в адроны.** Функция  $\mathcal{F}(s, x)$  в интеграле (6) получена в работе [36] с точностью, превышающей потребности современных экспериментов. В случае узкого резонанса использование физических параметров позволяет избавиться от необходимости численного интегрирования по формуле (6). В мягкофотонном приближении это было сделано вскоре после открытия  $J/\psi$ -мезона в работе [38]. Сохраняя наиболее существенные поправки на жесткость фотона, вклад резонанса в адронное сечение можно представить в виде [35]

$$\sigma^{\text{hadr}}(W) = \frac{12}{W^2}(1 + \delta) \left\{ \left[ \frac{\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_h}{\Gamma M} \text{Im} f(W) - \frac{2\alpha\sqrt{R\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_h}}{3W} \lambda \text{Re} \frac{f^*}{1 - \Pi_0} \right] - \right. \\ \left. - \frac{\beta\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_h}{2\Gamma M} \left[ \left( 1 + \frac{M^2}{W^2} \right) \text{arctg} \frac{\Gamma W^2}{M(M^2 - W^2 + \Gamma^2)} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\Gamma M}{2W^2} \ln \frac{M^4 + \Gamma^2 M^2}{(W^2 - M^2)^2 + \Gamma^2 M^2} \right] \right\}. \quad (14)$$

Здесь  $\delta$  — радиационная поправка, приведенная ниже;  $\tilde{\Gamma}_h$  — эффективная адронная ширина, включающая сильные и электромагнитные распады с учетом интерференции их амплитуд;  $R$  — отношение адронного и мюонного сечений вне области резонанса. Параметр  $\lambda$ , введенный в работе [38], характеризует силу интерференции между резонансным и нерезонансным рождением адронов.

Функция  $f$  в (14) определяется выражением

$$f(W) = \frac{\pi\beta}{\sin\pi\beta} \left( \frac{W^2}{M^2 - W^2 - iM\Gamma} \right)^{1-\beta}. \quad (15)$$

Параметр  $\beta$  выражается через величину  $W$  и массу электрона согласно

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right). \quad (16)$$

Величина  $\beta \simeq 0,076$  для области  $J/\psi$  и  $\simeq 0,078$  для области  $\psi(2S)$ .

Согласно работе [36] радиационная поправка равна

$$\delta = \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \beta^2 \left( \frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{1}{36} \ln \frac{W}{m_e} \right). \quad (17)$$

Величина  $\delta \simeq 0,060$  для области  $J/\psi$  и  $\simeq 0,061$  для области  $\psi(2S)$ . В случае, если нет экспериментального ограничения на излучение  $e^+e^-$ -пар, последнее слагаемое несколько модифицируется.

Из-за интерференции амплитуд электромагнитного и сильного распадов резонанса эффективная адронная ширина  $\tilde{\Gamma}_h$  может отличаться от истинной адронной ширины  $\Gamma_h$ , равной сумме ширин парциальных адронных каналов,  $\Gamma_h = \sum \Gamma_m$ . Разница между ними исчезает в предположении, что относительные фазы сильных и электромагнитных амплитуд для разных мод распада не коррелированы. В том же предположении параметр  $\lambda$  в выражении (14) равен

$$\lambda = \sqrt{\frac{R\mathcal{B}_{ee}}{\mathcal{B}_h}}. \quad (18)$$

Те же результаты для  $\tilde{\Gamma}_h$  и  $\lambda$  получаются на уровне партонной модели при распаде резонанса на пару кварк–антикварк или три глюона. Для  $\lambda$  на  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  из (18) получаем, соответственно, значения  $\lambda \approx 0,39$  и  $\lambda \approx 0,13$ . Эти значения согласуются с результатами наших измерений параметра  $\lambda$ , приведенными в разд. 4.

Выражения для  $\tilde{\Gamma}_h$  и  $\lambda$  с суммированием по отдельным модам распада приведены в работе [35].

**3.3. Лептонные процессы.** В экспериментах КЕДР при обработке данных использовалось дифференциальное по телесному углу сечение лептонных процессов  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ,  $l = e, \mu$  в виде [39, 40]

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{ll} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{QED}}^{ll} + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{res}}^{ll} + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{int}}^{ll}. \quad (19)$$

Сечение подложки  $\sigma_{\text{QED}}^{ll}$  вблизи узкого резонанса считалось практически постоянным и вычислялось, когда требовалось, с учетом радиационных поправок методом Монте-Карло с помощью генераторов событий [41, 42].

Остальные вклады вычислялись в пренебрежении поправками на жесткость фотонов, сохраненными в (14). Вклад резонанса описывался формулой

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{res}}^{ll} = \frac{9}{4W^2} (1 + \delta) (1 + \cos^2 \theta) \frac{\Gamma_{ee} B_{ll}}{M} \text{Im} f, \quad (20)$$

где  $\theta$  — полярный угол частицы.

Интерференционный член в  $s$ -канале для обоих процессов рассчитывался согласно выражению

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{int}(s)}^{\mu\mu, ee} = -\frac{1}{W^2}(1+\delta)\frac{3\alpha}{2}\frac{\Gamma_{ee}}{M}(1+\cos^2\theta)\operatorname{Re}\frac{f^*}{1-\Pi_0(s)}. \quad (21)$$

Для процесса упругого рассеяния  $e^+e^-$  добавлялся  $t$ -канальный вклад

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{int}(t)}^{ee} = \frac{1}{W^2}(1+\delta)\frac{3\alpha}{2}\frac{\Gamma_{ee}}{M}\frac{(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)}\operatorname{Re}\frac{f^*}{1-\Pi_0(t)}, \quad (22)$$

где  $t = -W^2(1 - \cos\theta)/2$  — квадрат передачи импульса при рассеянии на угол  $\theta$ .

**3.4. Наблюдаемое сечение.** Для сравнения теоретического сечения с экспериментальными данными следует учесть энергетический разброс пучков сталкивающихся частиц и эффективность регистрации событий. При среднем значении суммарной энергии пучков  $W$  распределение по инвариантной массе сталкивающихся частиц  $W'$  является квазигауссовым с предэкспоненциальным фактором, определяемым свойствами фокусирующей системы коллайдера. В первом приближении

$$G(W, W') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \frac{1+a(W-W')+b(W-W')^2}{1+b\sigma_W^2} \exp\left(-\frac{(W-W')^2}{2\sigma_W^2}\right) \approx \quad (23)$$

$$\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \frac{1+c(W-W')^2}{1+c\sigma_W^2} \exp\left(-\frac{(W+\Delta-W')^2}{2\sigma_W^2}\right), \quad (24)$$

где  $\sigma_W$  — разброс суммарной энергии пучков;  $\Delta = -a\sigma_W^2$  — средний сдвиг относительно суммы энергии пучков  $W$ ;  $c$  выражается через  $a$ ,  $b$  и  $\sigma_W^2$  [23]. Параметры  $a$ ,  $b$  и  $c$  малы, но существенны для прецизионного определения масс резонансов.

Наблюдаемое сечение узкого резонанса можно представить в форме

$$\sigma^{\text{obs}}(W) = \varepsilon \int \sigma(W') G(W, W') dW' + \sigma_{\text{cont}}^{\text{obs}}(W_0)(W_0/W)^2, \quad (25)$$

где  $\varepsilon$  — эффективность регистрации наблюдаемого процесса, которую в большинстве случаев можно считать константой;  $\sigma_{\text{cont}}^{\text{obs}}$  — наблюдаемое сечение в континууме в некоторой контрольной точке, обычно  $W_0 = M$ . Вблизи порога рождения  $\tau$ -лептона нужно учитывать отклонение его вклада от закона  $1/W^2$ .

#### 4. ИЗМЕРЕНИЕ МАСС $J/\psi$ - и $\psi(2S)$ -МЕЗОНОВ

Первое прецизионное измерение масс  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов было выполнено в ИЯФ им. Г. И. Будкера детектором ОЛЯ на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-4 в 1980 г. [43]. Для измерения энергии пучка накопителя исполь-

звался метод резонансной деполяризации, описанный п. 1.1. Рекордная на то время точность измерения составила примерно 100 кэВ и для  $J/\psi$ , и для  $\psi(2S)$ . В 1992 г. с использованием результатов ВЭПП-4 для калибровки длины орбиты накопителя антипротонов FNAL в эксперименте E760 удалось измерить массу  $J/\psi$ -мезона с точностью около 40 кэВ, масса  $\psi(2S)$  осталась неуточненной [44].

Усовершенствование техники резонансной деполяризации на ВЭПП-4М и тщательный анализ систематических неопределенностей привели к дальнейшему повышению точности измерения масс узких  $\psi$ -состояний. В первом измерении масс  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  в эксперименте КЕДР в 2002 г. было проведено четыре сканирования области  $J/\psi$ -мезона и три сканирования области  $\psi(2S)$ . Достигнутая точность составила 12 и 27 кэВ соответственно [15].

С 2004 по 2008 г. на ВЭПП-4М было проведено еще два сканирования области  $J/\psi$  и четыре сканирования области  $\psi(2S)$ , пригодных для прецизионного измерения масс. В работе [23] был проведен совместный анализ всех данных КЕДР с учетом частичной корреляции систематических ошибок. Основные характеристики использованных наборов данных приведены в табл. 3. Представлены число сканирований в наборе  $N_{sc}$ , интеграл светимости  $\int L dt$ , число отобранных адронных событий  $N_{hadr}$ , энергетический разброс коллайдера  $\sigma_W$  и магнитное поле в детекторе. Ускорительные условия во время разных сканирований существенно различались, что повышает надежность усредненных результатов.

В ходе сканирования данные набирались как минимум в семи точках по энергии пучков. В каждой точке сканирования энергия пучка определялась методом резонансной деполяризации дважды, до и после набора данных. Использовались простые критерии отбора многоадронных событий, обеспечивающие подавление фона до приемлемого уровня. Светимость определялась по процессу  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  с углом рассеяния от 12 до 33°, с учетом поправок на вклад резонанса. Абсолютная калибровка светимости и точное знание эффективности регистрации для определения массы не требуются. Результаты сканирований 2004–2008 гг. представ-

**Таблица 3. Основные характеристики наборов данных, которые использовались для определения масс в работе [23]**

Мезон	Год	$N_{sc}$	$\int L dt$ , нб <sup>-1</sup>	$N_{hadr}$ , 10 <sup>3</sup>	$\sigma_W$ , МэВ	Поле, Тл
$J/\psi$	2002	4	50	16,5	0,90–0,66	0
	2005	1	205	109,0	0,68	0,65
	2008	1	486	615,0	0,71	0,60
$\psi(2S)$	2002	3	76	8,5	1,33	0
	2004	2	118	30,0	1,06	0,60
	2006	1	269	67,5	0,99	0,60
	2007	1	532	125,5	1,00	0,60

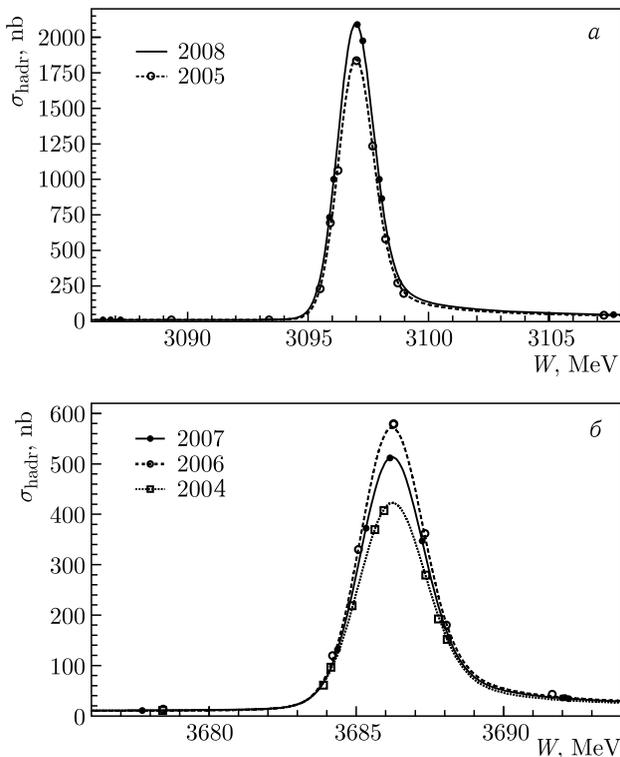


Рис. 9. Наблюдаемое сечение  $e^+e^- \rightarrow$  адроны как функция энергии с.ц.м. в сканированиях  $J/\psi$  (а) и  $\psi(2S)$  (б). Результаты подгонки представлены линиями разного типа. Сечение в максимуме уменьшается с увеличением энергетического разброса

лены на рис. 9. Полная переобработка данных 2002 г. не проводилась, вместо этого использовались значения масс из работы [15] с поправками для более корректного учета некоторых систематических эффектов.

Измеренное сечение  $e^+e^- \rightarrow$  адроны как функция энергии подгонялось методом максимального правдоподобия с использованием формул (14), (25) и (24). Свободными параметрами являлись видимое сечение подложки  $\sigma_{\text{cont}}^{\text{obs}}$ , произведение эффективности отбора на электронную ширину резонанса и вероятность его распада в адроны  $\varepsilon \Gamma_{ee} \mathcal{B}_h$ , масса резонанса  $M$  и энергетический разброс пучков  $\sigma_W$ . Значения параметра интерференции  $\lambda$  вычислялись по формуле (18). Параметр  $a$ , определяющий систематический сдвиг энергии  $\Delta$  в формуле (24), задавался по результатам ускорительных измерений, параметр  $c$  фиксировался на нулевом значении для определения масс и освобождался для оценки

систематической неопределенности, связанной с симметричным искажением распределения по энергии.

Всего рассматривалось больше десяти вкладов в систематическую ошибку в измерении масс. Они оценивались отдельно для каждого измерения массы, при этом выделялись коррелированные и некоррелированные составляющие. Наибольшие вклады вносили приписывание энергии

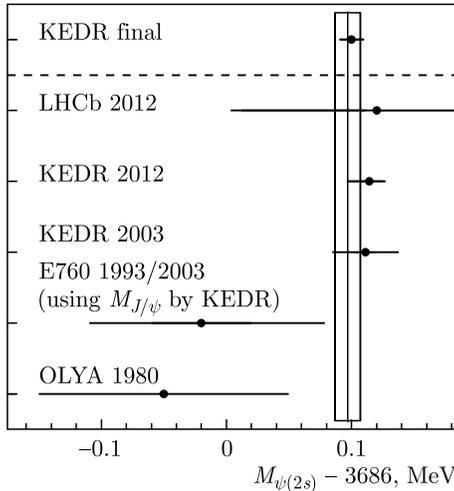
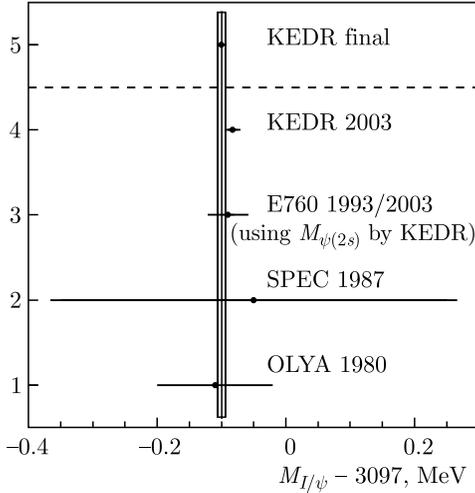


Рис. 10. Сравнение результатов измерений с помощью детектора КЕДР с данными предыдущих экспериментов, упомянутых в таблицах PDG [12]. Вертикальные линии показывают средние значения и их ошибку

заходам по набору статистики, обсуждавшееся в п. 1.1: от 2 до 4 кэВ в разных сканированиях, и интерференция в адронном канале: 2,7 кэВ для  $J/\psi$ , 4,1 кэВ для  $\psi(2S)$ .

Для оценки неопределенности, связанной с интерференцией, была проведена единая подгонка всех сканирований резонанса со свободным параметром  $\lambda$ . Получились следующие значения:

$$\lambda_{J/\psi} = 0,45 \pm 0,07_{\text{стат}} \pm 0,04_{\text{сист}} \text{ и } \lambda_{\psi(2S)} = 0,17 \pm 0,05_{\text{стат}} \pm 0,05_{\text{сист}}, \quad (26)$$

согласующиеся с оценками в п. 3.1, и альтернативные значения массы, использованные для оценки систематики. Полный список систематических неопределенностей приведен в работе [23].

Средневзвешенные значения масс составили

$$\begin{aligned} M_{J/\psi} &= (3096,900 \pm 0,002_{\text{стат}} \pm 0,006_{\text{сист}}) \text{ МэВ}, \\ M_{\psi(2S)} &= (3686,099 \pm 0,004_{\text{стат}} \pm 0,009_{\text{сист}}) \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= \sum w_i M_i, \\ \sigma_{\text{stat}}^2 &= \sum w_i^2 \sigma_{\text{stat},i}^2, \\ \sigma_{\text{syst}}^2 &= \sum w_i^2 (\sigma_{\text{syst},i}^2 - \sigma_{\text{syst},0}^2) + \sigma_{\text{syst},0}^2, \\ W_i &= 1/(\sigma_{\text{stat},i}^2 + \sigma_{\text{syst},i}^2 - \sigma_{\text{syst},0}^2), \quad w_i = W_i / \sum W_i. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь  $\sigma_{\text{stat},i}^2$  и  $\sigma_{\text{syst},i}^2$  — статистическая и систематическая ошибки в измерении  $i$ ;  $\sigma_{\text{syst},0}^2$  — коррелированная часть. Такая же процедура использовалась и в других анализах КЕДР.

Полученные значения масс сравниваются с результатами предыдущих измерений на рис. 10.

## 5. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ $J/\psi$ -МЕЗОНА

Детектором КЕДР помимо массы  $J/\psi$ -мезона были измерены произведения его электронной ширины на вероятность распада в адроны  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ , электроны  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$  и мюоны  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ . Суммирование трех перечисленных произведений дает значение электронной ширины мезона  $\Gamma_{ee}$ , что позволяет найти полную ширину резонанса, используя соотношение  $\Gamma = \Gamma_{ee}^2 / (\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee})$ . Кроме того, с большой точностью было измерено отношение парциальных ширин  $\Gamma_{\mu\mu} / \Gamma_{ee}$ .

Краткое описание этих измерений и их результаты представлены ниже.

**5.1. Измерение  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ .** Этот анализ описан в опубликованной в 2010 г. работе [45]. Для измерения использовались данные сканирования  $J/\psi$  с интегралом светимости  $230 \text{ нб}^{-1}$ , проведенного в 2005 г. В этом сканировании была достигнута наилучшая стабильность измерения светимости по процессу однократного тормозного излучения, что позволило применить эти измерения при подгонке данных. Данные содержат примерно 250 тыс. рожденных  $J/\psi$ -мезонов и по 15 тыс. дилептонных распадов каждого типа.

При обработке данных использовались формулы дифференциальных сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  вблизи резонанса, приведенные в п. 3.3. Интерференционный член в сечении  $e^+e^-$  (21) и (22) вычислялся в приближении работы [38], обеспечивающем в данном случае достаточную точность.

Обработка данных велась в два этапа. На первом этапе методом максимального правдоподобия выполнялась двумерная подгонка числа отобранных событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  в 11 точках по энергии пучка  $E$  для 10 интервалов по полярному углу рассеяния  $\theta$  от  $40$  до  $140^\circ$ . Ожидаемое число событий при энергии  $E_i$  в интервале по углу  $\theta_j$  вычислялось с учетом разной эффективности регистрации резонансных и нерезонансных событий согласно

$$N_{\text{exp}}(E_i, \theta_j) = \mathcal{R}_L \mathcal{L}(E_i) \left( \sigma_{\text{res}}^{ee}(E_i, \theta_j) \varepsilon_{\text{res}}(E_i, \theta_j) + \sigma_{\text{int}}^{ee}(E_i, \theta_j) \varepsilon_{\text{int}}(E_i, \theta_j) + \sigma_{\text{QED}}^{ee}(E_i, \theta_j) \varepsilon_{\text{QED}}(E_i, \theta_j) \right). \quad (28)$$

Здесь  $\mathcal{L}(E_i)$  — интегральные светимости, измеренные по ОТИ. Теоретические сечения приведены в п. 3.3, эффективности  $\varepsilon_{\text{res}}$ ,  $\varepsilon_{\text{int}}$  и  $\varepsilon_{\text{QED}}$  были определены методом Монте-Карло с использованием соответствующих генераторов событий. Радиационные поправки в конечном состоянии моделировались с помощью пакета PHOTOS [46].

При подгонке использовались следующие свободные параметры:

- 1) произведение  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ , которое определяет величину резонансного сигнала;
- 2) электронная ширина  $\Gamma_{ee}$ , которая характеризует амплитуду интерференционной волны (так как этот вклад мал, точность определения  $\Gamma_{ee}$  была невелика, и параметр имел вспомогательный характер);
- 3) коэффициент  $\mathcal{R}_L$ , который обеспечивал абсолютную калибровку монитора светимости.

Для вычисления сечения требуются значения энергетического разброса  $\sigma_W$  и полной ширины резонанса  $\Gamma$ . Первое фиксировалось по данным подгонки сечения адронного канала, второе бралось из таблиц PDG. Поскольку  $\sigma_W \simeq 0,7 \text{ МэВ}$  много больше  $\Gamma \simeq 0,093 \text{ МэВ}$ , неопределенность полной ширины вносит пренебрежимый вклад в систематическую ошибку результата.

Из-за существенной разницы угловых распределений для распада резонанса, нерезонансной подложки и интерференционного вклада двумерная подгонка по  $E$  и  $\theta$  на 40–50 % уменьшала статистическую ошибку параметров по сравнению с обычной подгонкой зависимости сечения от энергии. Подгонка дала значение  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}} = 0,934 \pm 0,007$ . Было проанализировано 11 вкладов в систематическую ошибку (1,4 %). Основные вклады дали нестабильность монитора светимости (0,8 %) и отбор событий при обработке (0,7 %). Результат измерения:

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = (332,3 \pm 6,4_{\text{стат}} \pm 4,8_{\text{сист}}) \text{ эВ.}$$

В этом эксперименте величины  $\mathcal{L}_i$  брались из измерений мониторов ОТИ, более стабильных на тот момент, но для оценки систематической неопределенности использовался процесс  $e^+e^-$ -рассеяния в торцевой CsI-калориметр.

На следующем этапе была проведена подгонка сечения димюнных событий как функции энергии. Использовались те же поправленные значения интегральной светимости  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}} \times \mathcal{L}(E_i)$ , разбиение на угловые интервалы не производилось. Ожидаемое число димюнных событий параметризовалось аналогично (28), но вместо  $\Gamma_{ee}$  использовался параметр  $\sqrt{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}$ , а вместо свободного параметра  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  для учета космического фона в формулу было добавлено слагаемое  $F_{\text{cosmics}} \times T_i$ , где  $T_i$  — время набора данных.

Результаты подгонки мюнного канала представлены на рис. 11. Было рассмотрено 10 вкладов в систематическую ошибку (1,9 %). Основные вклады дали абсолютная калибровка светимости по  $e^+e^-$ -данным (1,2 %) и нестабильность монитора светимости (0,8 %). Результат измерения:

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = (331,8 \pm 5,2_{\text{стат}} \pm 6,3_{\text{сист}}) \text{ эВ.}$$

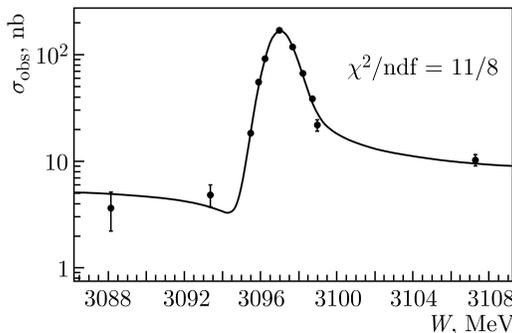


Рис. 11. Подгонка экспериментальных данных для процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  в области  $J/\psi$  в измерении  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ . Рисунок из работы [45]

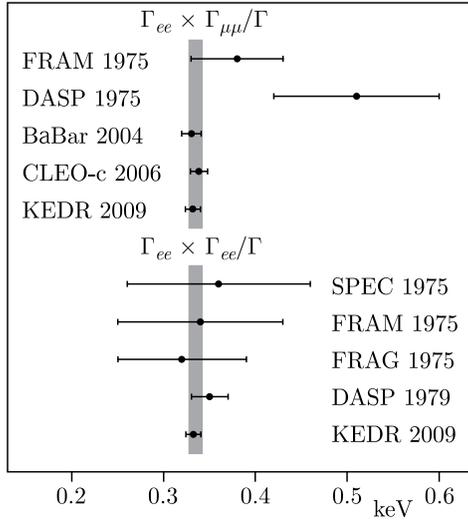


Рис. 12. Сравнение результатов КЕДР с данными из таблиц PDG за 2010 г. [47]. Рисунок из работы [45]

Полученные результаты сравниваются с другими данными на рис. 12. В 2010 г. наши измерения были лучшими по точности. В 2016 г. опубликовано более точное измерение детектором BES-III величины  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  [49]:

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = (333,4 \pm 2,5_{\text{стат}} \pm 4,4_{\text{сист}}) \text{ эВ.}$$

**5.2. Измерение отношения лептонных ширин  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ .** Основной целью работы [48] (2014 г.) являлась проверка выполнения лептонной ( $e/\mu$ ) универсальности — одного из основных постулатов Стандартной модели.

В работе была использована интегральная светимость около  $2,1 \text{ пб}^{-1}$ , набранная в области энергий в с.ц.м.  $W = 3086\text{--}3107 \text{ МэВ}$ . Полное число рожденных  $J/\psi$ -мезонов составило около  $6,5 \cdot 10^6$ . При обработке из всех событий было выделено 2 класса: события «в резонансе», у которых  $|W - M_{J/\psi}| < 1,3 \text{ МэВ}$  ( $\approx 80\%$  статистики), и «вне резонанса», где  $|W - M_{J/\psi}| > 8,9 \text{ МэВ}$ . Энергетический разброс  $\sigma_W$  составлял при этом примерно  $0,7 \text{ МэВ}$ . Измеренные сечения отобранных  $e^+e^-$ - и  $\mu^+\mu^-$ -событий представлены на рис. 13.

Общие характеристики экспериментальных данных приведены в табл.4. Показано число наблюдаемых событий, основные фоны, число сигнальных событий и эффективность их регистрации. События КЭД фона также включают поправки на интерференцию. Величина  $\varepsilon_{\text{ToF}}$  учитывает неэффективность измерения времени времяпролетными

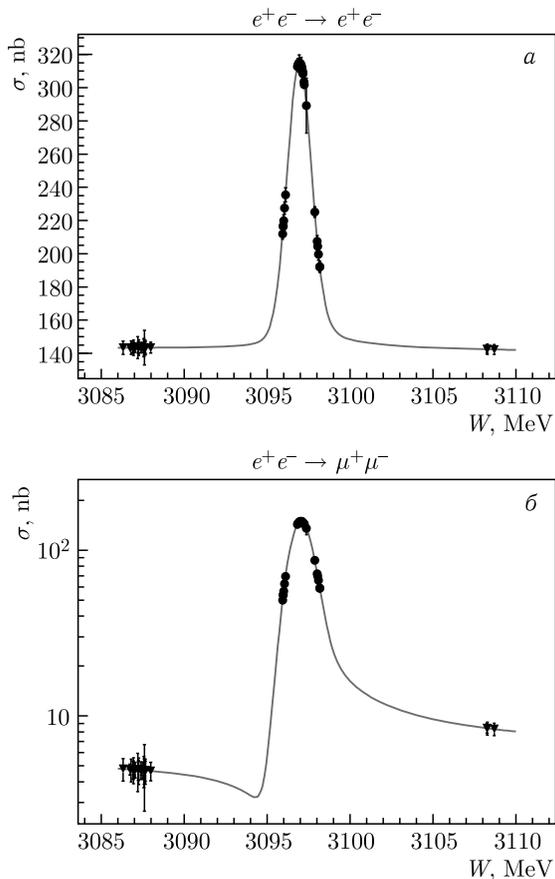


Рис. 13. Сечения  $e^+e^-$  (а) и  $\mu^+\mu^-$  (б) по экспериментальным заходам: точки — данные в резонансе, треугольники — данные вне резонанса. Кривые — подгонка данных к теоретическим сечениям для использованной в эксперименте области углов. Рисунки из работы [48]

счетчиками, применявшимися для подавления космического фона в мюонном канале. Указаны только статистические ошибки.

Как и в анализе по измерению произведений  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ll}$ , обработка осуществлялась в два этапа. На первом этапе в электронном канале определялось число событий распадов резонанса и нерезонансного  $e^+e^-$ -рассеяния. Разделение вкладов проводилось подгонкой зависимости числа зарегистрированных событий от полярного угла, представленной на рис. 14. Распределение событий по энергии использовалось только для учета небольшого, порядка 1%, вклада интерференции. Разделение вкладов проводилось для данных «в резонансе» и «вне резонанса», это

Таблица 4. Суммарные данные по отобраным событиям. Работа [48]

Характеристика	Канал $ee$	Канал $\mu\mu$
Число событий:		
«в резонансе»	$425786 \pm 658$	$162515 \pm 406$
QED (фон)	$190345 \pm 770$	$5750 \pm 181$
$J/\psi \rightarrow$ адроны (фон)	373	215
$J/\psi \rightarrow l$ -распады	$235298 \pm 774$	$156550 \pm 447$
Эффективность:		
$\varepsilon_{\text{ТоФ}}$ , %	—	77,78
$\varepsilon$ , %	60,14	51,55
$N(J/\psi \rightarrow ll)/\varepsilon$	$391281 \pm 1287$	$390412 \pm 1113$

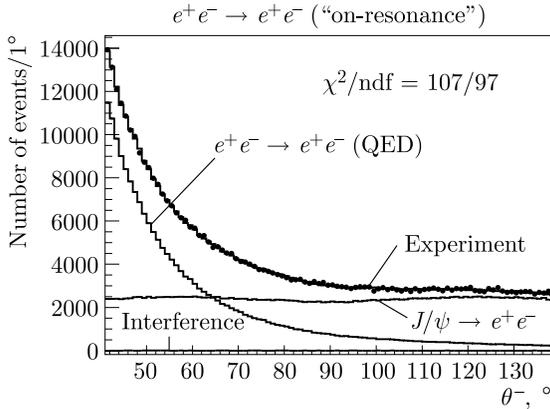


Рис. 14. Распределение по полярному углу вылета электронов для отобранных событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  для данных «в резонансе». Точки — эксперимент, гистограммы — моделирование. Показаны вклады распадов резонанса, нерезонансного  $e^+e^-$ -рассеяния и их интерференции. Рисунок из работы [48]

позволило определить светимость, необходимую для вычитания нерезонансного сигнала и учета интерференции в мюонном канале.

После поправки на эффективность регистрации отношение числа событий, приведенных в табл. 4, дает

$$\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu} = 1,0022 \pm 0,0044_{\text{стат}} \pm 0,0048_{\text{сист.}}$$

Отношение согласуется с единицей с точностью лучше 0,7%.

Было проанализировано 17 вкладов в систематическую ошибку, основные из них оказались связанными с первичным триггером (0,20%) и неэффективностью измерения времени времяпролетными счетчиками (0,26%).

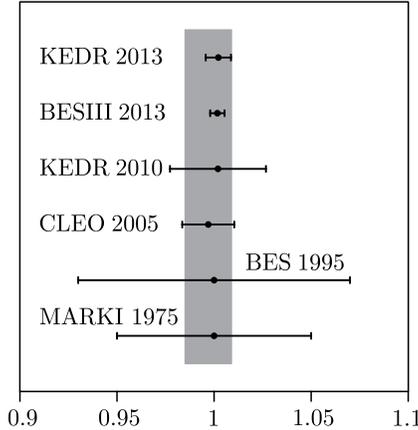


Рис. 15. Сравнение результата КЕДР  $\Gamma_{ee}(J/\psi)/\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)$  с более ранними измерениями. Вертикальная серая полоса: среднее значение  $\pm$  ошибка, данные PDG 2012 г. [50]. Рисунок из работы [48]

Сравнение результата КЕДР с результатами более ранних измерений иллюстрируется рис. 15. Результат КЕДР 2010 г. получен по измерениям, описанным в предыдущем пункте.

**5.3. Измерение  $\Gamma_{ee}$ ,  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ ,  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ ,  $\Gamma_h$  и  $\Gamma$ .** Для описываемого анализа [39] с дополнением [51] (2018 и 2020 гг.), как и для измерения произведений  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ ,  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ , использовались данные сканирования  $J/\psi$  2005 г. с точным измерением светимости по однократному тормозному излучению.

Проводилась совместная подгонка адронного сечения как функции энергии и сечения в электронном канале как функции двух параметров: энергии и полярного угла. Электронная ширина и полная ширина определялись в предположении, что  $J/\psi$ -мезон не распадается по ненаблюдаемому каналу, так что  $\mathcal{B}_h + \mathcal{B}_{ee} + \mathcal{B}_{\mu\mu} = 1$ . Использование точного измерения отношения  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu} = \mathcal{B}_{\mu\mu}/\mathcal{B}_{ee}$ , описанного в предыдущем пункте, позволило обойтись без обработки мюонного канала. Наблюдаемые сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow$  адроны и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  в области  $J/\psi$ -мезона за вычетом нерезонансного вклада представлены на рис. 16.

Подгонка данных по электронному и адронному каналам проводилась аналогично подгонке электронного и мюонного каналов, описанной в п. 5.1. Вклад электронного канала в функцию правдоподобия вычислялся с разбиением на 10 интервалов по полярному углу, для адронов разбиение на угловые интервалы не проводилось. Для абсолютной калибровки светимости, полученной по однократному тормозному излучению, вводился свободный параметр  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ , однако совместная обработка с адронным каналом позволила освободить параметр энергетического разброса  $\sigma_W$ .

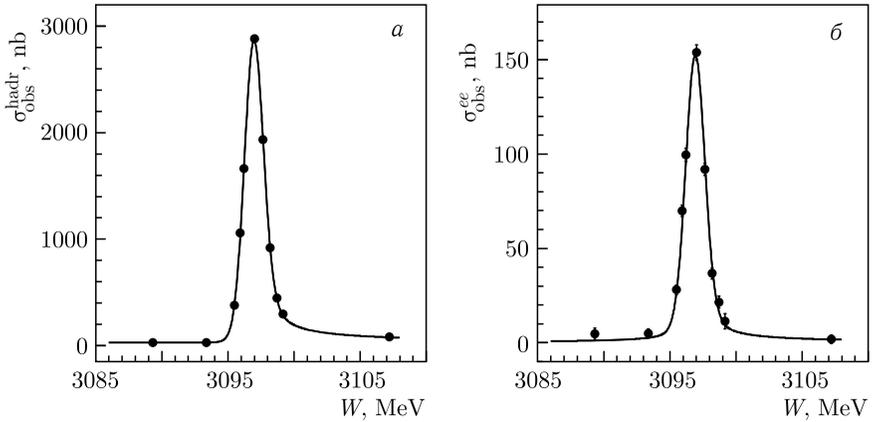


Рис. 16. Наблюдаемые сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow$  адроны и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  в области  $J/\psi$ -мезона за вычетом нерезонансного вклада как функция энергии столкновения. Кривые — сечения, вычисленные по результатам подгонки [39]

Для вычисления числа событий по формулам из разд. 3 требуется знание эффективностей регистрации и величин  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ ,  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$  для резонансных вкладов,  $\Gamma_{ee}$ ,  $\Gamma_h$ ,  $R$  и  $\lambda$  для интерференционных вкладов и сечений в подложке. Нерезонансное адронное сечение  $\sigma_0$  оставалось свободным параметром, нерезонансное сечение  $e^+e^-$ , вычисленное методом Монте-Карло, обеспечивало абсолютную калибровку светимости.

Значение интерференционного параметра  $\lambda$  определялось по формуле (18), при этом амплитуда интерференции в (14) определялась произведением  $R \times \Gamma_{ee}$ , значение  $R = 2,22 \pm 0,05$  бралось по измерениям КЕДР [52].

Подгонка данных содержала шесть свободных параметров и выполнялась в четырех вариантах. Во всех вариантах свободными параметрами были четыре вспомогательных величины  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ ,  $M_{J/\psi}$ ,  $\sigma_W$ ,  $\sigma_0$ , к которым добавлялись по два публикуемых параметра из списка:  $\Gamma_{ee}$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ ,  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$  (работа [39]),  $\Gamma_h$  и  $\Gamma_{ee}$ ,  $\Gamma$  и  $\Gamma_{ee}$  (работа [51]). На каждом шаге минимизации остальные параметры, требуемые для вычисления сечения, находились по значениям выбранной пары с использованием условия  $\mathcal{B}_h + \mathcal{B}_{ee} + \mathcal{B}_{\mu\mu} = 1$  и ранее измеренного значения  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ . Применение четырех вариантов подгонки позволило определить статистические ошибки всех публикуемых величин непосредственно, без вычислений по полной матрице ошибок.

Основная трудность анализа заключалась в точном определении эффективности регистрации адронных распадов  $J/\psi$ -мезона и надежной оценке ее погрешности. Для моделирования распадов использовался генератор [53], разработанный в коллаборации BES на базе пакета

Таблица 5. Основные систематические погрешности величин  $\Gamma_{ee}$ ,  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$  для  $J/\psi$ -мезона. Работа [39]

Источник	Погрешность, %		
	$\Gamma_{ee}$	$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$	$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$
Светимость	1,0	1,0	1,0
Моделирование распадов $J/\psi$	0,7	0,7	—
Отклик детектора	0,8	0,8	0,4
Ускорительные эффекты	0,4	0,4	0,4
Теоретические неопределенности	0,4	0,4	0,2
<i>Всего</i>	1,6	1,6	1,2

JETSET 7.4 [54]. Параметры JETSET, отвечающие за трансформацию исходной партонной конфигурации в адроны, были подстроены в ходе описываемого анализа. Сгенерированные события перевзвешивались так, чтобы вероятности конкретных мод распада соответствовали имеющимся измерениям.

Систематическая неопределенность эффективности регистрации событий оценивалась по методике, использованной для определения параметров  $\psi(2S)$ -мезона в работе [35]. Оценки основных систематических погрешностей измерения параметров  $J/\psi$  представлены в табл. 5.

В этом анализе были измерены следующие параметры  $J/\psi$ -мезона:

$$\Gamma_{ee} = (5,550 \pm 0,056_{\text{стат}} \pm 0,089_{\text{сист}}) \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = (4,884 \pm 0,048_{\text{стат}} \pm 0,078_{\text{сист}}) \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = (333,1 \pm 6,6_{\text{стат}} \pm 4,0_{\text{сист}}) \text{ эВ},$$

$$\Gamma = (92,45 \pm 1,40_{\text{стат}} \pm 1,48_{\text{сист}}) \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_h = (81,37 \pm 1,36_{\text{стат}} \pm 1,30_{\text{сист}}) \text{ кэВ}.$$

Новое значение  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$  заменило в таблицах PDG результат работы [45], полученный на той же статистике. Результаты для адронной ширины и произведения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$  согласуются с предыдущими прямыми измерениями детектора BES 1995 г. [55] и в четыре раза точнее. Значение полной ширины хорошо согласуется со среднемировым (PDG, 2020 г.):

$$\Gamma(J/\psi) = (92,9 \pm 2,8) \text{ кэВ},$$

а результат по электронной ширине практически определяет среднемировое значение (PDG, 2020 г., [12]):

$$\Gamma_{ee}(J/\psi) = (5,53 \pm 0,10) \text{ кэВ}.$$

На рис. 17 представлено сравнение наших результатов по полной и адронной ширине  $J/\psi$ -мезона с результатами других измерений.

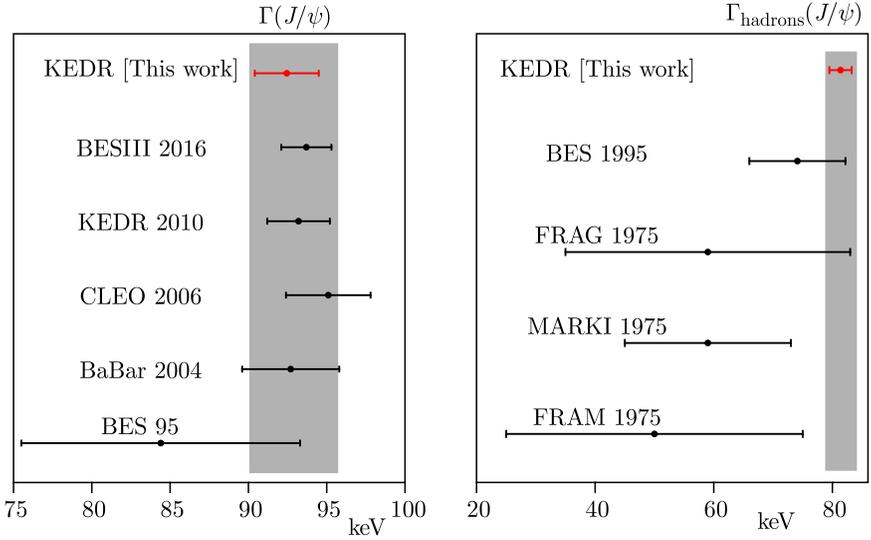


Рис. 17. Сравнение наших измерений  $\Gamma(J/\psi)$  и  $\Gamma_h(J/\psi)$  с данными из таблиц PDG за 2020 г. [12]. Вертикальная полоса соответствует среднемировому значению с его ошибкой. Рисунок из работы [51]

**5.4. Измерение  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c)$ .** Распад  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$  — это магнитный дипольный радиационный переход в чармонии с наиболее вероятной энергией фотона  $\omega_0$  около 114 МэВ и довольно большой относительной вероятностью  $(1,7 \pm 0,4)\%$  [12].

Спектр фотонов в распаде  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$  описывается формулой [56]

$$\frac{d\Gamma(\omega)}{d\omega} = \frac{4}{3}\alpha\frac{e_c^2}{m_c^2}\omega^3|M|^2\text{BW}(\omega), \quad (29)$$

где  $\omega$  — энергия фотона;  $e_c$  — заряд  $c$ -кварка в единицах заряда электрона;  $m_c$  — его масса;  $M = \langle \eta_c | j_0(\omega r/2) | J/\psi \rangle$  — матричный элемент перехода;  $j_0(x) = \sin(x)/x$ ;  $\text{BW}(\omega)$  — функция Брейта–Вигнера.

При энергиях фотона много меньше обратного размера  $J/\psi$  ( $\approx 800$  МэВ [56]) матричный элемент перехода изменяется слабо и спектр фотонов имеет вид

$$\frac{d\Gamma(\omega)}{d\omega} \sim \omega^3 f(\omega) \times \text{BW}(\omega), \quad (30)$$

где поправочный множитель  $f(\omega)$  близок к единице вблизи резонанса и падает с ростом  $\omega$ .

В измерении КЕДР [57] (2014 г.) использовался интеграл светимости  $1,5 \text{ пб}^{-1}$ , набранный в пике  $J/\psi$ , что соответствует примерно 6 млн собы-

тий распада резонанса. При анализе данных была выбрана зависимость  $f(\omega)$  в виде

$$f(\omega) = \begin{cases} 1, & \omega \leq \omega_0 + 2\Gamma_{\eta_c}, \\ 2 + (\omega_0 - \omega)/(2\Gamma_{\eta_c}), & \omega_0 + 2\Gamma_{\eta_c} < \omega < \omega_0 + 4\Gamma_{\eta_c}, \\ 0, & \omega \geq \omega_0 + 4\Gamma_{\eta_c}. \end{cases} \quad (31)$$

Сигнал  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$  наблюдался в инклюзивном спектре фотонов в распадах  $J/\psi$ . Спектр и подгоночная кривая представлены на рис. 18. Подгонка осуществлялась с помощью суммы сигнальной зависимости (30) с функцией  $f$  в форме (31), свернутой с функцией отклика калориметра, и вклада фона.

Функция отклика калориметра аппроксимировалась с помощью логарифмического нормального распределения [58] с  $\sigma_E = 6,7$  МэВ при  $\omega = 110$  МэВ и асимметрией  $a = 0,26$ . Фон учитывался в форме

$$\frac{dN}{d\omega} = \exp(p_2(\omega)) + c \times \text{MIP}(\omega), \quad (32)$$

где  $p_2(\omega)$  — полином 2-й степени;  $\text{MIP}(\omega)$  — спектр заряженных частиц. Первый член в (32) хорошо описывает спектр фотонов в области энергий 50–450 МэВ. Такие фотоны в основном возникают от распадов  $\pi^0$ -мезонов.

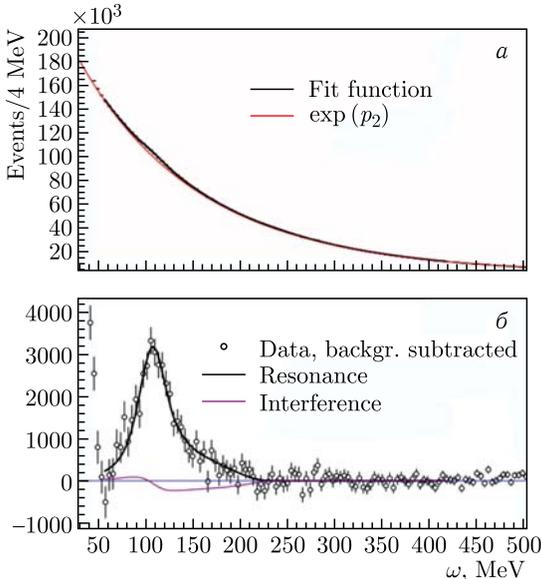


Рис. 18. а) Подгонка инклюзивного спектра фотонов в области энергий 55–420 МэВ. б) Спектр фотонов после вычитания фона. Рисунок из работы [57]

Для моделирования распадов  $J/\psi$ -мезона использовался монте-карловский генератор [53] с подстройкой, обсуждавшейся в п.5.3. Для учета излучения фотонов в конечном состоянии применялся пакет PHOTOS [46].

Число сигнальных фотонов согласно подгонке составило  $N_{\text{sig}} = (45,4 \pm 2,9) \cdot 10^3$  при  $N_{\text{mh}} = 4,70 \cdot 10^6$  отобранных адронных событий. Подгонка дала следующие значения параметров  $\eta_c$ -мезона: масса  $M_{\eta_c} = (2982,6 \pm 1,7)$  МэВ; полная ширина  $\Gamma_{\eta_c} = (27,2 \pm 3,1)$  МэВ; вероятность распада  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c) = (3,40 \pm 0,33)\%$ .

Итоговые значения вероятности  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c)$  и парциальной ширины распада  $\Gamma_{\gamma\eta_c} = \Gamma_{J/\psi} \times \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c)$  очень сильно зависят от модели, принятой для формы спектра фотонов (выбор  $f(\omega)$  в формуле (30)), так что публикация вероятности распада вряд ли имеет смысл. Поэтому в качестве характеристики скорости распада была опубликована модифицированная парциальная ширина  $\Gamma_{\gamma\eta_c}^0$ , связанная с обычной соотношением

$$\Gamma_{\gamma\eta_c}^0 = \frac{\Gamma_{\gamma\eta_c}}{f_{\text{cor}}}, \quad f_{\text{cor}} = \int_0^{M_{J/\psi}/2} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \frac{f(\omega)}{f(\omega_0)} \text{BW}(\omega) d\omega. \quad (33)$$

Она пропорциональна высоте резонанса, т.е. максимуму кривой на рис. 18, б при нормировке площади на парциальную ширину. Высота резонанса слабо зависит от выбранной формы спектра, поскольку из-за множителя  $\omega^3$  спектр быстро стремится к нулю слева от резонанса, так что модельная зависимость значения  $\Gamma_{\gamma\eta_c}^0$  невелика. Для узкого резонанса величина  $\Gamma_{\gamma\eta_c}^0$  совпадает с парциальной шириной и может быть непосредственно сравнена с теоретическими расчетами [56, 59]. Для нашей модели формы линии (31) коэффициент  $f_{\text{cor}} \approx 1,12$ .

В табл.6 приведены систематические погрешности измерения параметров  $\eta_c$ -мезона и ширины  $\Gamma_{\gamma\eta_c}^0$  распада  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$ .

В результате нашего эксперимента с использованием табличного значения  $\Gamma_{\eta_c}$  [12] получены следующие значения ширины распада

**Таблица 6. Систематические ошибки параметров  $\eta_c$ , измеренных в работе [57]**

Параметр (источник ошибки)	$M_{\eta_c}$ , МэВ	$\Gamma_{\eta_c}$ , МэВ	$\Gamma_{\gamma\eta_c}^0$ , эВ
Вычитание фона	0,8	1,4	0,11
Функция отклика калориметра	2,2	0,8	0,07
Форма линии	0,7	2,8	0,05
Ширина $\eta_c$	0,3	—	0,06
Эффекты интерференции	-2,1	+2,3	-0,18
Эффективность отбора фотонов	—	—	0,16
Ширина $J/\psi$	—	—	0,09

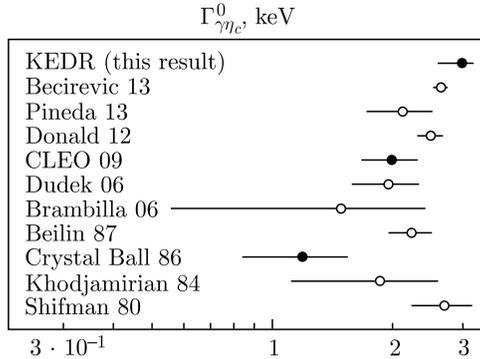


Рис. 19. Результаты измерений (темные кружки) и теоретических предсказаний (светлые кружки) величины  $\Gamma_{\eta_c}^0$ . Рисунок из работы [57]

$J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$  и массы  $\eta_c$ -мезона:

$$\Gamma_{\gamma\eta_c}^0 = (2,98 \pm 0,18(\text{стат})_{-0,33}^{+0,15}(\text{сист})) \text{ кэВ},$$

$$M_{\eta_c} = (2983,5 \pm 1,4(\text{стат})_{-3,6}^{+1,6}(\text{сист})) \text{ МэВ},$$

и независимый результат по полной ширине:

$$\Gamma_{\eta_c} = (27,2 \pm 3,1(\text{стат})_{-2,6}^{+5,4}(\text{сист})) \text{ МэВ}.$$

Наши измерения  $M_{\eta_c}$  и  $\Gamma_{\eta_c}$  уступают по точности лучшим измерениям других детекторов, но они учитываются в усредненных значениях в таблицах PDG, 2020 г.

На рис. 19 представлено сравнение величины  $\Gamma_{\gamma\eta_c}^0$ , полученной в нашем эксперименте, с результатами двух других измерений и теоретическими предсказаниями.

## 6. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ $\psi(2S)$ -МЕЗОНА

В этом разделе представлены наши измерения параметров  $\psi(2S)$ -мезона.

**6.1. Измерение  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ , массы,  $\psi(2S)$ .** Данный пункт посвящен работе [35], опубликованной в 2012 г. Набор статистики велся как часть эксперимента по измерению параметров  $\psi(2S)$ - и  $\psi(3770)$ -мезонов. Было проведено три сканирования области энергий 3,64–3,9 ГэВ, полный интеграл светимости составил 2,6 пб<sup>-1</sup> (табл. 3 разд. 4), из них около 1 пб<sup>-1</sup> было набрано в ходе прецизионных сканирований области  $\psi(2S)$ . Анализ данных в описываемой работе требует абсолютной калибровки светимости и точного знания эффективности регистрации адронных событий и не является оптимальным для измерения массы резонанса.

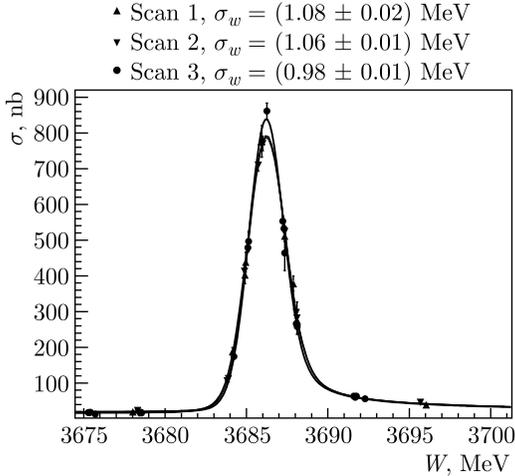


Рис. 20. Адронные сечения, поправленные на эффективность регистрации, в зависимости от энергии в с. ц. м. для трех сканирований  $\psi(2S)$ . Сечение в пике зависит от величины энергетического разброса  $\sigma_W$ . Рисунок из работы [35]

Сечение многоадронных событий для трех сканирований представлено на рис. 20. Данные каждого сканирования подгонялись независимо методом максимального правдоподобия. Функция правдоподобия  $\mathcal{L}$  включала число многоадронных событий и число событий  $e^+e^-$ -рассеяния. Интегральная светимость  $L_i$  в каждой точке определялась по условию максимума  $\partial/\partial L_i \ln \mathcal{L} = 0$ . Свободными параметрами были:  $M$  — масса  $\psi(2S)$ ,  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ ,  $\sigma_W$  — разброс энергии в с. ц. м. и  $\sigma_0$  — величина сечения в континууме. Параметр интерференции  $\lambda$  при вычислении адронного сечения фиксировался на значении 0,13, использовались табличные значения параметров  $\Gamma_{ee}$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ , требуемых для вычисления небольшого вклада резонанса в электронном канале.

Эффективность регистрации адронных распадов  $\psi(2S)$  была получена с помощью пакета JETSET 7.4 [54] с вариацией параметров, отвечающих за фрагментацию партонов (три глюона, два кварка и т. д.) в адроны. Процедуру определения эффективности и оценки ее неопределенности иллюстрирует рис. 21. Изменялось значение одного из существенных параметров модели, и определялись эффективности регистрации событий  $\varepsilon$  и наблюдаемая при заданных условиях отбора заряженная множественность  $\langle N \rangle$  (точка  $n$  на рисунке); в пару к нему подбирался другой существенный параметр и менялся так, чтобы компенсировать изменение заряженной множественности (точка  $n + 1$ ). При небольших изменениях параметров зависимость  $\varepsilon(\langle N \rangle)$  линейна (прямая на рисунке). Было рассмотрено шесть пар параметров при значениях, обеспечивающих приемлемое согласие с экспериментом по основным характеристикам

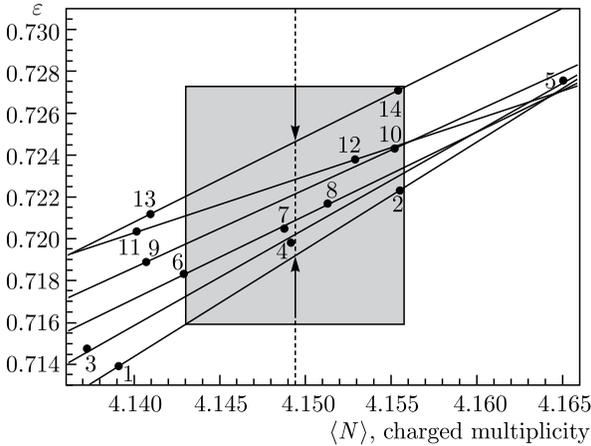


Рис. 21. Эффективность регистрации в зависимости от заряженной множественности для различных вариантов моделирования распадов  $\psi(2S)$ . См. пояснение в тексте

событий. Для идеального моделирования и эксперимента все шесть прямых на рисунке должны пересекаться в одной точке, соответствующей наблюдаемой множественности. На практике при экспериментальном значении множественности  $\langle N_{\text{exp}} \rangle = 4,1494 \pm 0,0054$ , изображенном вертикальной прерывистой линией, наблюдается отмеченный стрелками «доверительный интервал»  $\varepsilon = 0,7219 \pm 0,0014$ . С учетом статистической ошибки в экспериментальном значении множественности интервал требуется переопределить по углам заштрихованной области, что дает  $\varepsilon = 0,7216 \pm 0,0057$  (0,8%). С учетом погрешностей экспериментальных вероятностей распадов, используемых в JETSET 7.4, и некоторых других факторов неопределенность моделирования эффективности регистрации распадов была оценена в 1%.

Основные вклады в систематическую погрешность измерения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$  представлены в табл.7. С учетом корреляций систематических ошибок в трех сканированиях средневзвешенный результат измерений составил

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = (2,233 \pm 0,015_{\text{стат}} \pm 0,037_{\text{сист}} \pm 0,020_{\text{мод}}) \text{кЭВ.}$$

Третья ошибка связана с оценкой модельной зависимости результата из-за интерференционных эффектов в сечении однофотонной аннигиляции в адроны. Ее подробное обсуждение можно найти в разд. 8 работы [35].

Полученное значение массы  $\psi(2S)$

$$M = (3686,114 \pm 0,007_{\text{стат}} \pm 0,011_{\text{сист}} \pm_{-0,012}^{+0,002}_{\text{мод.}}) \text{МэВ}$$

позднее было замещено результатом работы [23], представленным в разд. 4.

Таблица 7. Основные систематические неопределенности (в %) величины  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$  для трех сканирований и общие их части для первых двух и всех трех сканирований. Работа [35]

Источник	Скан.	Скан.	Скан.	Общее	Общее
	1	2	3	1, 2	1, 2, 3
Абсолютное измерение светимости	1,6	1,7	1,2	1,6	0,5
Моделирование распадов $\psi(2S)$	1,0	1,0	1,1	1,0	1,0
Отклик детектора:					
эффективность триггера	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
ядерное взаимодействие	0,2	0,2	0,3	0,2	0,2
наводка в электронике ВД	0,1	0,17	0,1	0,1	0,1
вариация условий отбора	0,5	0,3	0,6	0,3	0,3
Ускорительные эффекты:					
определение энергии пучка	0,15	0,18	0,6	0,15	0,15
негауссово распределение энергии	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
остаточный фон	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1
Другие неопределенности	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3
Квадратичная сумма	$\approx 2,0$	$\approx 2,1$	$\approx 1,9$	$\approx 2,0$	$\approx 1,3$

Используя представленные выше результаты и среднемировые значения электронной и адронной вероятностей, мы получили электронную ширину

$$\Gamma_{ee} = (2,282 \pm 0,015_{\text{стат}} \pm 0,038_{\text{сист}} \pm 0,021_{\text{мод}}) \text{ кэВ},$$

которая была позднее замещена более точным результатом работы [40], и полную ширину  $\psi(2S)$

$$\Gamma = (296 \pm 2_{\text{стат}} \pm 8_{\text{сист}} \pm 3_{\text{мод}}) \text{ кэВ}.$$

**6.2. Измерение  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и  $\Gamma_{ee}$ .** Для обсуждаемого анализа [40], завершено в 2018 г., был использован интеграл светимости более  $6,5 \text{ пб}^{-1}$ , набранный в 2005–2010 гг. и содержащий около 4 млн распадов  $\psi(2S)$ . Данные были получены в режиме сканирования (4 набора данных) и в режиме «пик/подложка» (5 наборов), когда события записывались в двух точках по энергии: в пике резонанса и на 5–10 МэВ ниже него. В режиме «пик/подложка» для определения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$  дополнительно требуется знание энергетического разброса пучков.

При обработке экспериментальной статистики и моделирования отбирались события  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и необходимые для определения светимости события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Требовалось наличие двух почти коллинеарных треков с противоположными зарядами и полярным углом  $45^\circ < \theta < 135^\circ$ . Электроны и мюоны разделялись по данным LКг-калориметра, для  $\mu^+\mu^-$ -событий дополнительно требовалось подтверждение треков в мюонной системе, космический фон подавлялся по времени пролета.

Совместная подгонка данных мюонного и электронного каналов проводилась аналогично подгонке адронного и электронного каналов, описанной в предыдущем пункте. Дополнительно данные в  $e^+e^-$ -канале разбивались на четыре интервала по полярному углу, что давало возможность определить светимость в режиме «пик/подложка». Ожидаемое число мюонных событий записывалось с учетом фона от адронных каналов распада резонанса,  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi\pi$  и др. Свободными параметрами подгонки оставались  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ , значение энергетического разброса пучков бралось по результатам подгонки адронного канала в ближайшем сканировании, а значения массы и ширины резонанса фиксировались по табличным данным [61].

Эффективность детектора по отношению к процессам  $e^+e^-$ -рассеяния, нерезонансного рождения  $\mu^+\mu^-$ , процессам  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$ , а также к различным фоновым процессам определялась по моделированию. Для моделирования процесса  $e^+e^-$ -рассеяния использовались генераторы BNWIDE [41], MCGPJ [42] и BABAYAGA [60]. Использование различных генераторов имеет целью их перекрестную проверку и оценку соответствующей систематики. Для учета излучения фотонов в конечном состоянии при моделировании событий распада резонанса применялся пакет PHOTOS [46].

Было проанализировано 19 вкладов в систематическую погрешность измерения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и  $\Gamma_{ee}$  от основных источников при наборе в режиме «пик/подложка» и «сканирование».

Систематическая погрешность измерения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и  $\Gamma_{ee}$  в разных наборах данных составила от 3,7 до 8,7%.

Результат измерения величины  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  для  $\psi(2S)$ -мезона по разным наборам данных показан на рис. 22 (отметки для диапазона ошибок в точке соответствуют статистической и полной ошибкам).

Взвешиванием результатов по 9 наборам данных с учетом корреляции систематических ошибок были получены следующие значения:

$$\begin{aligned}\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} &= (19,3 \pm 0,3_{\text{стат}} \pm 0,5_{\text{сист}}) \text{ ЭВ}, \\ \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} &= (21,2 \pm 0,7_{\text{стат}} \pm 1,2_{\text{сист}}) \text{ ЭВ}.\end{aligned}$$

Второй результат имеет вспомогательный характер, поскольку из-за мало превышения резонанса над подложкой в электронном канале статистическая и систематическая неопределенности велики.

Мы также получили двумя способами электронную ширину  $\psi(2S)$ , используя результат  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ , описанный в предыдущем пункте. В первом варианте суммарный лептонный вклад определялся по  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  с использованием лептонной универсальности, во втором проводилось суммирование измеренных произведений  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_l$  по адронному, мюонному, электронному и тау-каналам (п. 6.3). Оба измерения имеют одинаковую точность и согласуются в пределах ошибок (рис. 23). Ниже приведен результат, в котором не используется предположение о лептон-

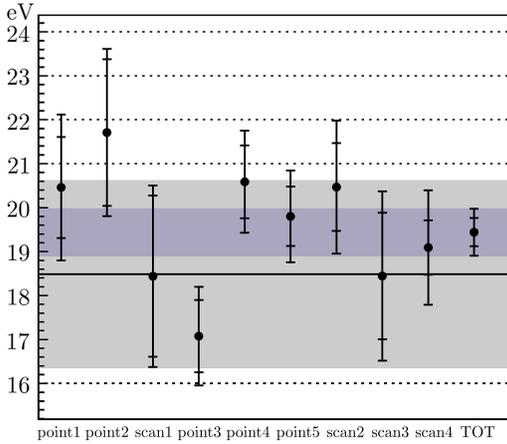


Рис. 22. Результат измерения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  для  $\psi(2S)$  для каждого набора данных и усредненный результат с полной ошибкой (темно-серая полоса). Горизонтальная линия и светло-серая полоса показывают среднее значение в таблицах PDG за 2016 г. [61] и его ошибку.  $\chi^2/\text{ndf} = 9,40/8$ . Рисунок из работы [40]

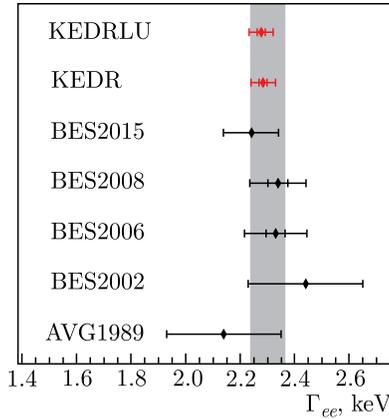


Рис. 23. Сравнение измерений  $\Gamma_{ee}(\psi(2S))$ . Серая полоса соответствует текущему среднему [61]. Показаны наш результат с учетом лептонной универсальности (KEDRLU) и результат без ее учета (KEDR). Приведены полная ошибка и, где это возможно, статистическая ошибка

ной универсальности:

$$\Gamma_{ee} = (2,282 \pm 0,015_{\text{стат}} \pm 0,042_{\text{сист}}) \text{ эВ.}$$

**6.3. Измерение  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\tau\tau}$ .** Величина  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\tau\tau}$  в распаде  $\psi(2S) \rightarrow \tau\tau$  была получена в ходе эксперимента по измерению массы  $\tau$ -лептона [28], сделанного в 2007 г. Интеграл светимости, набранный в пике

резонанса, составил  $0,8 \text{ пб}^{-1}$ . Было получено

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\tau\tau} = (9,0 \pm 2,6) \text{ эВ.}$$

Систематическая погрешность результата пренебрежима по сравнению со статистической. Величина согласуется с произведением среднемировых значений сомножителей (по таблицам PDG за 2020 г. [12]), входящих в вышеприведенную величину:

$$\langle \Gamma_{ee} \rangle \times \langle \mathcal{B}_{\tau\tau} \rangle = (7,1 \pm 0,9) \text{ эВ.}$$

## 7. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ $\psi(3770)$

Данные КЕДР, использованные для определения параметров  $\psi(3770)$ , были набраны в ходе трех сканирований области энергии  $\psi(2S)\text{--}\psi(3770)$  с суммарной светимостью около  $2,6 \text{ пб}^{-1}$  и обсуждались в начале разд. 6.

Ко времени выхода работы коллаборации КЕДР [62] в 2012 г. опубликованные значения массы  $\psi(3770)$  распадались на три пересекающихся кластера с центрами в районе 3772,5, 3775,6 и 3777,3 МэВ. Первый кластер образуют результаты работ [63], унаследовавшие подход, примененный при открытии  $\psi(3770)$  в эксперименте MARK-I [64]: использовалась форма резонанса в виде  $P$ -волновой функции Брейта–Вигнера, нерезонансное  $D\bar{D}$ -сечение считалось пропорциональным кубу импульса  $D$ -мезона, интерференция между резонансом и подложкой не рассматривалась. Второй кластер формировали работы [65] по исследованию  $\psi(3770)$  в распадах  $B$ -мезона на  $B$ -фабриках, в третий входили работы коллабораций BaBar [66] и КЕДР [67], учитывающие интерференцию между резонансным и нерезонансным рождением  $D\bar{D}$ -пар.

В работе [62] был применен общий подход к описанию сечения выше порога рождения  $D$ -мезонов.  $D$ -мезоны не идентифицировались. В отсутствие радиационных поправок сечение рождения  $D\bar{D}$  в зависимости от энергии столкновения  $W$  можно представить в виде

$$\sigma_{D\bar{D}}(W) = \frac{\pi\alpha^2}{3W^2} \beta_D^3 |F_D(W)|^2, \quad \beta_D = \sqrt{1 - 4m_D^2/W^2}, \quad (34)$$

где  $\beta_D$  — скорость  $D$ -мезона в с. с. м. и  $F_D$  — формфактор  $D$ -мезона. Для определения параметров  $\psi(3770)$  в формфакторе  $F_D(W)$  нужно выделить его вклад:

$$F_D(W) = F^{\psi(3770)}(W) e^{i\varphi} + F^{\text{NR}}(W), \quad (35)$$

где  $F^{\psi}$  —  $P$ -волновая амплитуда Брейта–Вигнера с зависящей от энергии полной шириной  $\Gamma(W)$ ;  $F^{\text{NR}}(W)$  — нерезонансная относительно  $\psi(3770)$  часть формфактора и  $\varphi$  — относительный сдвиг фазы.

В духе модели векторной доминантности (VDM) можно предположить, что нерезонансный формфактор насыщается ближайшими векторными мезонами. При энергии ниже 3,9 ГэВ это сводится к

$$F^{\text{NR}}(W) = F^{\psi(2S)}(W) + F_0, \quad (36)$$

где  $F^{\psi(2S)}(W)$  — вклад  $\psi(2S)$  в формфактор  $D\bar{D}$ ;  $F_0$  — константа, описывающая вклад  $\psi(4040)$  и более тяжелых  $c\bar{c}$ -мезонов. Поскольку  $\psi(2S)$  располагается недалеко от порога рождения  $D\bar{D}$ , его вклад может быть велик. Для исследования модельной зависимости параметров  $\psi(3770)$  дополнительно рассматривалось несколько моделей нерезонансного формфактора, не предполагающих векторной доминантности.

В диапазоне энергий от подножия пика  $\psi(2S)$  до значения немногим выше порога  $D\bar{D}\pi$  изменением вклада легких кварков  $R_{uds}$  в полную величину  $R$  можно пренебречь, поэтому многоадронное сечение параметризовалось в виде

$$\sigma_{mh}^{\text{obs}} = \varepsilon_{\psi(2S)}\sigma_{\psi(2S)}^{RC} + \varepsilon_{J/\psi}\sigma_{J/\psi}^{RC} + \varepsilon_{\tau\tau}\sigma_{\tau\tau}^{RC} + \sigma_{uds}^{\text{emp}} + \\ + \varepsilon_{D^+D^-}\sigma_{D^+D^-}^{RC} + \varepsilon_{D^0\bar{D}^0}\sigma_{D^0\bar{D}^0}^{RC} + \varepsilon_{nD\bar{D}}\mathcal{B}_{nD\bar{D}}\sigma_{\psi(3770)}^{RC} + \sigma_{D\bar{D}\pi}^{\text{emp}}. \quad (37)$$

Используемые в формуле (37) нижние индексы самоочевидны. Верхний индекс  $RC$  обозначает теоретические сечения с учетом радиационных поправок, свернутые с распределением пучков по энергии, индекс  $\text{emp}$  помечает эмпирические слагаемые, см. [62]. Последние четыре члена в формуле (37) — это вклад  $\psi(3770)$ . Слагаемое с  $\mathcal{B}_{nD\bar{D}}$  в этой формуле связано с распадом  $\psi(3770)$  в не- $D\bar{D}$ -состояния.

Эффективности регистрации процессов  $\varepsilon$  в заданной области в первом приближении можно считать постоянными. Следует отметить, что использование взвешенной по всем событиям эффективности, принятое во многих работах, потребовало бы итераций, поскольку соотношение между отдельными процессами заранее неизвестно.

Предполагалось, что разницу в сечениях  $\sigma_{D^+D^-}^{RC}$  и  $\sigma_{D^0\bar{D}^0}^{RC}$  можно учесть с помощью фактора Зоммерфельда–Сахарова [68], описывающего кулоновское взаимодействие точечных частиц. Новые исследования опровергают это предположение [69, 70], однако оно слабо сказывается на параметрах  $\psi(3770)$  [69].

На рис. 24 показано наблюдаемое многоадронное сечение для трех сканирований. Кривые являются результатами подгонки в модели векторной доминантности. Эффективность регистрации и энергетический разброс пучков в сканированиях различны.

Результаты совместной подгонки трех сканирований для вклада, ассоциированного с распадом  $\psi(3770)$  и нерезонансным рождением  $DD$ -пар, приведены на рис. 25. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют двум возможным решениям. Эффект неоднозначности амплитуды резонанса при учете его интерференции с близким резонансом или подложкой подробно обсуждается в работе [71].

Итоговые значения массы и полной ширины  $\psi(3770)$ -резонанса, полученные в нашем измерении [62], следующие:

$$M = (3779,2^{+1,8}_{-1,7}(\text{стат.})^{+0,5}_{-0,7}(\text{сист.})^{+0,3}_{-0,3}(\text{мод.})) \text{ МэВ}, \\ \Gamma = (24,9^{+4,6}_{-4,0}(\text{стат.})^{+0,5}_{-0,6}(\text{сист.})^{+0,2}_{-0,9}(\text{мод.})) \text{ МэВ}.$$

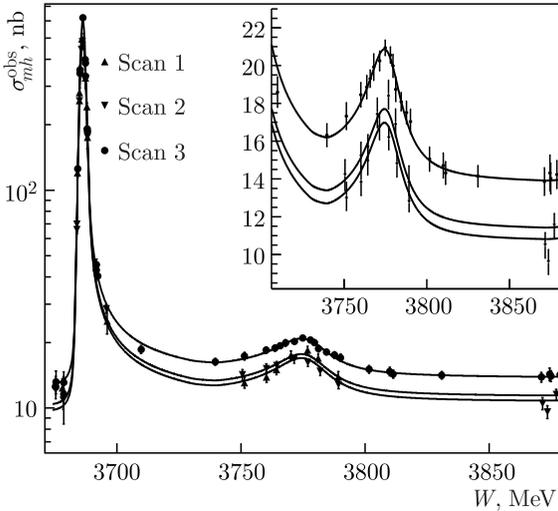


Рис. 24. Наблюдаемое многоадронное сечение для трех сканирований. Рисунок из работы [62]

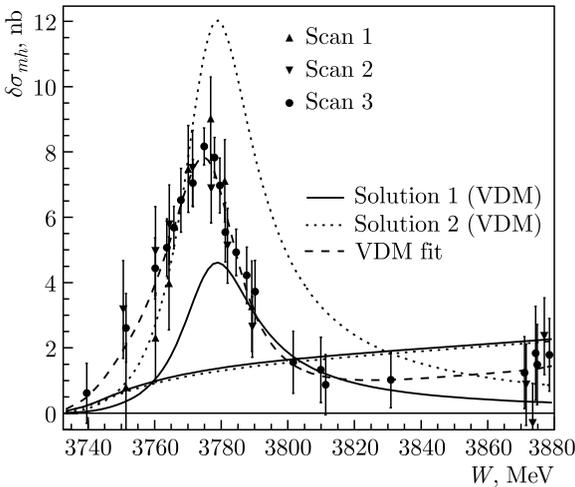


Рис. 25. Разложение вклада в сечение  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, ассоциированное с распадами  $\psi(3770)$  и нерезонансным рождением  $D\bar{D}$ -пар [62]

Модельная зависимость результата относительно невелика при том, что игнорирование интерференции смещает наш результат вниз на 6 МэВ и существенно уменьшает качество подгонки: вероятность  $P(\chi^2)$  падает с 35,7 до 7,5 %. В экспериментах на В-фабриках [65] игнорирование интерференции при анализе спектра масс  $D\bar{D}$  сказалось меньше, что может

объясняться как особенностями процесса распада, так и относительно большой погрешностью измерений.

Интерференция  $\psi(3770)$  с нерезонансным рождением  $D\bar{D}$  приводит к двум возможным комбинациям фазы и лептонной ширины при неизменной массе. Наиболее вероятное с точки зрения потенциальных моделей значение лептонной ширины следующее:

$$\Gamma_{ee} = (154_{-58}^{+79}(\text{стат.})_{-9}^{+17}(\text{сист.})_{-25}^{+13}(\text{мод.})) \text{ эВ.}$$

Точность результатов детектора КЕДР невелика в силу ограниченной статистики. Существенно повысить точность определения параметров  $\psi(3770)$  позволила совместная обработка данных экспериментов КЕДР, BaBar, Belle, BES-II и CLEO в области  $\psi(3770)$ , опубликованная в работе [72] в 2017 г.

Результаты подгонки представлены в табл. 8. Приведены два возможных решения при двух значениях относительной фазы  $\varphi$ . Соображения унитарности дают некоторые аргументы в пользу того, что фаза интерференции  $\varphi$  должна быть близка к нулю или к  $180^\circ$ , и по этой причине первое решение выглядит более предпочтительным. На рис. 26 показана подгонка данных в трех каналах в рамках VDM.

Одной из целей работы [72] было получение вероятности распада  $\psi(3770)$  на не- $D\bar{D}$ -состояния в надежде разрешить противоречие между результатом эксперимента CLEO, в котором указания на такие распады отсутствуют [73], и результатом BES [74]

$$\mathcal{B}_{nD\bar{D}} = (15,1 \pm 5,6 \pm 1,8) \%.$$

Совместная обработка данных пяти экспериментов подтверждает результат BES даже при исключении из обработки данных BES в канале  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ .

В работе [72] было выполнено сравнение формы линии  $\psi(3770)$ , полученной в результате обработки всего набора экспериментальных данных пяти экспериментов, с предсказаниями VDM и трех других теоретических моделей [75–77]. Формы линии резонанса сравниваются на рис. 27. Рассмотренные модели не улучшают описание доступных  $D\bar{D}$ -данных, однако все они, в отличие от VDM, предсказывают нулевое сечение при  $W \approx 3,8$  ГэВ, совпадение может быть не случайным.

**Таблица 8. Параметры  $\psi(3770)$  по данным пяти экспериментов [72],  $\mathcal{B}_{nD\bar{D}}$  — вероятность распада на не- $D\bar{D}$ -состояния. Приведена полная ошибка с учетом систематических эффектов**

Решение	$M$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$\mathcal{B}_{nD\bar{D}}$	$\Gamma_{ee}$ , эВ	$\varphi$ , $^\circ$
1	$3779,8 \pm 0,6$	$25,8 \pm 1,3$	$0,164 \pm 0,049$	$196 \pm 18$	$187 \pm 5$
2	$3779,9 \pm 0,6$	$25,9 \pm 1,3$	$0,099 \pm 0,030$	$328 \pm 18$	$227 \pm 3$

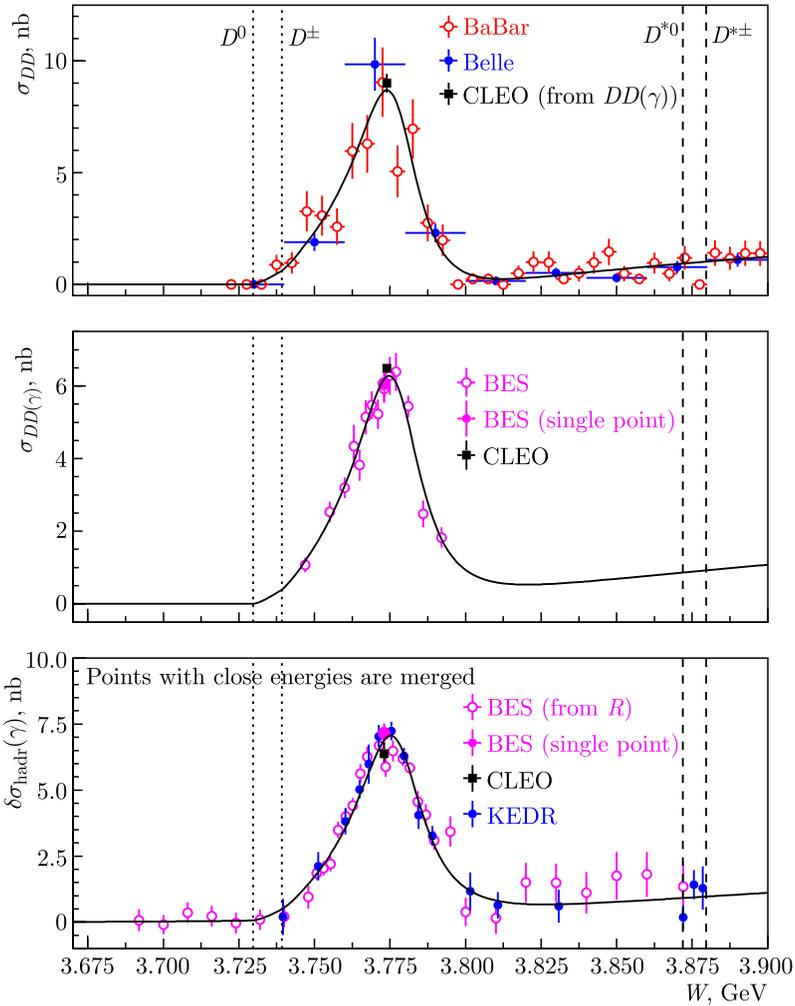


Рис. 26. Подгонка данных в каналах  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ ,  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}(\gamma)$  и  $e^+e^- \rightarrow$  адроны( $\gamma$ ) детекторов BaBar, Belle, CLEO, BES-II и КЕДР. Для канала  $e^+e^- \rightarrow$  адроны( $\gamma$ ) показан только избыток сечения, ассоциированный с  $D\bar{D}$ -порогом. Пунктирными и штриховыми линиями показаны пороги рождения  $D^0$ -,  $D^\pm$ - и  $D^*$ -мезонов. Рисунок из работы [72]

Для прояснения ситуации с не- $D\bar{D}$ -распадами  $\psi(3770)$ , для вероятности которых теоретические ожидания не превышают 1–2%, и уточнения формы линии резонанса крайне важны данные эксперимента BES-III. К сожалению, официальные публикации на эту тему до сих пор от-

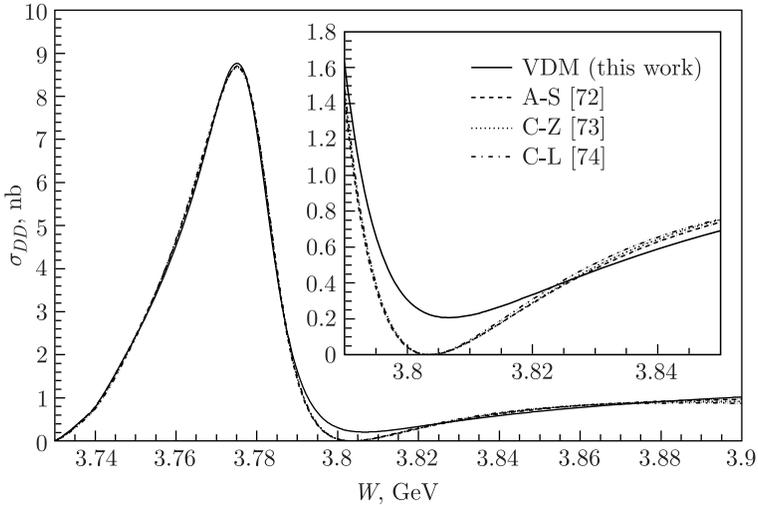


Рис. 27. Сравнение формы линии  $\psi(3770)$  в различных моделях. Рисунок из работы [72] с поправленными ссылками

сутствуют. Вместе с тем на сайте [inspirehep.net](http://inspirehep.net) доступны диссертации [69, 78], в которых результаты КЕДР [62, 72] подтверждаются.

Следует отметить, что в  $D\bar{D}$ -сечении [69] есть указание на провал, предсказываемый в работах [75–77], расположенный, однако, на 0,1–0,15 ГэВ выше по энергии.

Недавно масса  $\psi(3770)$  была измерена в эксперименте ЛНСб в процессе прямого рождения  $D\bar{D}$ -пар в  $p\bar{p}$ -столкновениях. Полученное значение массы [79]

$$M = (3778,1 \pm 0,7(\text{стат.}) \pm 0,6(\text{сист.})) \text{ МэВ}$$

хорошо согласуется с результатами, полученными на встречных  $e^+e^-$ -пучках (табл. 9).

**Таблица 9. Параметры  $\psi(3770)$  из работы [72] по данным пяти экспериментов и диссертации [69] по данным BES-III в сравнении со значениями PDG, полученными усреднением прямых измерений и подгонкой данных [12]. Приведены полные ошибки с учетом систематических эффектов**

Публикация	$M$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	$\mathcal{B}_{nD\bar{D}}$	$\Gamma_{ee}$ , эВ	$\varphi$ , °
[72]	$3779,8 \pm 0,6$	$25,8 \pm 1,3$	$0,164 \pm 0,049$	$196 \pm 18$	$187 \pm 5$
[69]	$3780,8 \pm 0,6$	$24,1 \pm 0,8$	$0,120 \pm 0,028$	$216 \pm 14$	$207 \pm 4$
Среднее [12]	$3778,1 \pm 0,7$	$27,5 \pm 0,9$	$0,07 \pm 0,08$	$256 \pm 16$	
Подгонка [12]	$3773,7 \pm 0,4$	$27,2 \pm 1,0$	$0,07 \pm 0,08$	$262 \pm 19$	

После публикации КЕДР [62] Particle Data Group исключила из рассмотрения результаты по массе  $\psi(3770)$ , полученные по данным  $e^+e^- \rightarrow$  адроны без учета интерференции резонансного и нерезонансного процессов. Однако по-прежнему используются полученные без учета интерференции данные по разнице масс  $\psi(3770)$  и  $\psi(2S)$ . Из-за этого подгонка PDG для массы  $\psi(3770)$  имеет плохой хи-квадрат (скейл-фактор  $SF = 1,4$ ), а ее результат на 4,7 МэВ ниже, чем результат усреднения прямых измерений. Использование данных по разности масс при подгонке массы  $\psi(2S)$  практически не влияет на значение массы, но приводит к скейл-фактору 5,9!

Без учета интерференции нерезонансное сечение  $D\bar{D}$  мало отличается от нуля [80]. Как видно из рис. 25, учет интерференции приводит к увеличению сечения  $D\bar{D}$  в подложке, что уменьшает или увеличивает значение лептонной ширины резонанса, в зависимости от того, какое из двух возможных решений выбрано. При выборе решения с фазой интерференции, близкой к  $180^\circ$ , лептонная ширина  $\psi(3770)$  в работах [69, 72] ниже данных PDG. Можно предположить, что среднемировое значение завышено на 25 % за счет использования данных, игнорирующих интерференцию.

Отметим, что новые результаты не устранили загадку не- $D\bar{D}$ -распадов  $\psi(3770)$ , отошедшую на второй план на фоне открытия новых состояний чармония.

## 8. ИЗМЕРЕНИЕ МАСС $D$ -МЕЗОНОВ

В эксперименте КЕДР [81] (2010 г.) массы  $D^{+}$ - и  $D^0$ -мезонов были измерены в процессе  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$  с эксклюзивной реконструкцией одного из  $D$ -мезонов по каналам  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  и  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  и зарядово-сопряженным каналам. События набирались в пике  $\psi(3770)$ . Использовался интеграл светимости  $0,9 \text{ пб}^{-1}$ . При этой энергии сечения рождения пар  $D\bar{D}$  составляют (CLEO):  $\sigma(D^0\bar{D}^0) = (3,66 \pm 0,03 \pm 0,06) \text{ нб}$  и  $\sigma(D^+D^-) = (2,91 \pm 0,03 \pm 0,05) \text{ нб}$  [82].

В качестве основного инструмента анализа квазидвухчастичного распада использовалась так называемая приведенная к энергии пучка масса (*beam-constrained mass*):

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - \left(\sum \mathbf{p}_i\right)^2}, \quad (38)$$

где  $\mathbf{p}_i$  — импульсы продуктов распада частицы, а  $E_{\text{beam}}$  — энергия пучка, которая в ходе эксперимента определялась с точностью порядка 10 кэВ с помощью метода резонансной деполяризации, что намного меньше энергетического разброса пучка. В этом случае точность измерения  $\sigma_{M_D}$

в одном событии составляет

$$\sigma_{M_D}^2 \simeq \frac{\sigma_W^2}{4} + \left( \frac{p_D}{M_D} \right)^2 \sigma_p^2 = \frac{\sigma_W^2}{4} + 0,02\sigma_p^2. \quad (39)$$

Вклад импульсного разрешения в точность измерения массы значительно подавлен из-за малости импульса  $D$ -мезона по сравнению с его массой. Вблизи максимума резонанса  $\psi(3770)$  импульс  $D$ -мезонов от распада  $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$  составляет  $p_D \simeq 260$  МэВ.

Для выделения  $D$ -мезонов из комбинаторного фона в многоадронных событиях использовалась разница реконструированной энергии  $D$ -кандидата и энергии пучка

$$\Delta E = \sum_i \sqrt{(m_i^2 + p_i^2)} - E_{\text{beam}}, \quad (40)$$

где  $p_i$  и  $m_i$  — импульсы и энергии продуктов распада  $D$ -кандидата.

Отбирались события в области  $1700 \text{ МэВ} < M_{bc} < 1900 \text{ МэВ}$  и  $|\Delta E| < 300 \text{ МэВ}$ , после чего проводилась подгонка данных с помощью метода максимального правдоподобия. Форма функций распределения вероятности для сигнала и фона определялась из моделирования. И в заряженной, и в нейтральной модах подгонка дала около 100 сигнальных событий.

Точность реконструкции импульса дает непосредственный вклад в точность измерения массы  $D$ -мезона. Абсолютная калибровка шкалы импульсов осуществлялась по тому же набору событий, который использовался в анализе, требованием зануления среднего значения  $\Delta E$ . Для проверки использовались альтернативные способы калибровки импульса, основанные на реконструкции распадов  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$ .

Систематические ошибки в измерении масс  $D^0$ - и  $D^\pm$ -мезонов приведены в табл. 10.

Таблица 10. Систематические ошибки в измерении масс  $D^0$ - и  $D^\pm$ -мезонов

Источник систематической ошибки	$\delta M_{D^0}$ , МэВ	$\delta M_{D^\pm}$ , МэВ
Абсолютная калибровка импульса	0,04	0,04
Описание энергетических потерь в веществе	0,01	0,03
Импульсное разрешение	0,13	0,10
Учет излучения в начальном состоянии	0,16	0,11
Форма распределения сигнала	0,07	0,05
Форма распределения фона континуума	0,04	0,09
Форма распределения фона $D\bar{D}$	0,03	0,06
Калибровка энергии пучков	0,01	0,01
Квадратичная сумма	0,23	0,20

В результате эксперимента КЕДР были получены следующие значения масс  $D$ -мезонов:

$$\begin{aligned} M_{D^0} &= (1865,30 \pm 0,33_{\text{стат}} \pm 0,23_{\text{сист}}) \text{ МэВ}, \\ M_{D^+} &= (1869,53 \pm 0,49_{\text{стат}} \pm 0,20_{\text{сист}}) \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (41)$$

Результат КЕДР по прямому измерению массы заряженного  $D$ -мезона остается наиболее точным до настоящего времени.

На момент публикации данных КЕДР в эксперименте CLEO по каналу  $D^0 \rightarrow K_S \varphi$  был получен результат [83]

$$M_{D^0} = (1864,847 \pm 0,150_{\text{стат}} \pm 0,095_{\text{сист}}) \text{ МэВ}.$$

К 2021 г. точность среднемирового значения массы  $D^0$ -мезона достигла 0,05 МэВ [12]. Такая же точность достигнута для заряженного  $D$ -мезона с использованием измерений разности масс  $M_{D^+} - M_{D^0}$ .

В настоящее время ведется обработка дополнительной статистики 4 пб<sup>-1</sup>, набранной детектором КЕДР. При обработке используются более точные, чем в работе [82], сечения  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ , измеренные детектором BES-III [84].

Ожидается, что точность измерения масс  $D$ -мезонов будет улучшена на 30% по сравнению с точностью, полученной в эксперименте КЕДР [81].

## 9. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ $\tau$ -ЛЕПТОНА

Одним из постулатов Стандартной модели является принцип лептонной универсальности, согласно которому имеет место равенство констант взаимодействия  $g_e \equiv g_\mu \equiv g_\tau$ . Точное знание массы  $\tau$ -лептона при известных значениях его времени жизни и вероятности распада на электрон, нейтрино и антинейтрино позволяет провести проверку равенства  $g_\mu \equiv g_\tau$ . Соотношение, в которое входят эти параметры, может быть представлено в виде

$$\left(\frac{g_\tau}{g_\mu}\right)^2 = 0,9996 \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \mathcal{B}(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau) \frac{m_\tau^5}{m_\mu^5}. \quad (42)$$

В 2004 г., когда планировался эксперимент с детектором КЕДР по прецизионному измерению массы  $\tau$ -лептона, значение массы в таблицах PDG практически полностью определялось измерением детектора BES 1996 г. [85], к анализу данных в котором имеется ряд вопросов [86], при том, что до появления результата [85] имелись указания на нарушение  $\mu/\tau$ -универсальности с достоверностью на уровне 2,5 $\sigma$ .

Независимые измерения массы  $\tau$ -лептона, выполненные в работах коллабораций КЕДР, Belle, BaBar и BES-III в течение последних лет, позволили снять остроту проблемы массы  $\tau$ -лептона. Вместе с тем уточ-

нение этой массы по-прежнему представляет интерес, и недавно BES-III провел еще одно сканирование порога рождения  $\tau$ -лептона.

Далее мы остановимся на особенностях эксперимента КЕДР [5, 28].

**9.1. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ .** Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  при энергии  $W$  в системе центра масс имеет вид

$$\sigma(W) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_W} \int dW' \exp\left(-\frac{(W-W')^2}{2\sigma_W^2}\right) \int dx F(x, W') \sigma(W' \sqrt{1-x}). \quad (43)$$

Здесь первый интеграл учитывает разброс энергии в системе центра масс  $\sigma_W$ , а второй — потери энергии на излучение в начальном состоянии [36];

$$\sigma(W) = \frac{4\pi\alpha^2}{3W^2} \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} \frac{F_C(\beta)F_R(\beta)}{|1-\Pi(W)|^2}, \quad \beta = \sqrt{1-(2m_\tau/W)^2}. \quad (44)$$

Величина  $\sigma(W)$  включает [87]: поправку на кулоновское взаимодействие  $\tau$ -лептонов в конечном состоянии  $F_C(\beta) = (\pi\alpha/\beta)/(1 - \exp(-\pi\alpha/\beta))$ , радиационную поправку  $F_R(\beta)$  и эффект поляризации вакуума  $|1 - \Pi(W)|^2$ . Из-за кулоновского взаимодействия  $\tau$ -лептонов в конечном состоянии сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  (44) имеет ступеньку при  $W = 2m_\tau$ , как показано на рис. 28.

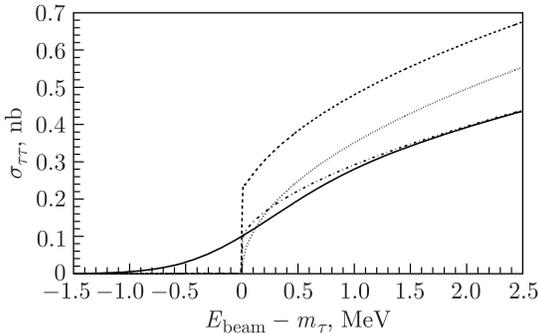


Рис. 28. Расчетное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  вблизи порога. Изменение борновского сечения (пунктирная линия) при последовательном включении поправки на кулоновское взаимодействие, радиационной поправки к конечному состоянию и поляризации вакуума (штриховая линия), излучения в начальном состоянии (штрихпунктирная линия), разброса энергии в пучках (сплошная линия). Рисунок из работы [28]

**9.2. Эксперимент КЕДР по измерению массы  $\tau$ -лептона.** Благодаря точному измерению энергии пучков на ВЭПП-4М основными источниками систематической погрешности измерения массы  $\tau$ -лептона стали стабильность эффективности регистрации, системы измерения светимости и вклада фоновых событий.

Для уменьшения систематической ошибки при отборе событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  были выбраны максимально мягкие условия отбора, обеспечивающие, однако, подавление ускорительного фона и фона от других физических процессов до пренебрежимого уровня. Отбирались двухтрековые события от процессов

$$e^+e^- \rightarrow (\tau \rightarrow e\nu_\tau\bar{\nu}_e), (\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\bar{\nu}_\mu, \pi\nu_\tau, K\nu_\tau) + \text{зарядово-сопряженные.}$$

При наложении выбранных условий отбора остаточный фон, в основном обусловленный двухфотонными событиями, практически не зависел от энергии. Эффективность регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  вблизи порога составила приблизительно 2,5%. Для моделирования распадов  $\tau$  использовалась программа KORALB [88]. Вносилась небольшая поправка на увеличение эффективности с ростом энергии пучка.

На пороге рождения производная сечения по энергии имеет максимум, и, как следствие, статистика, набранная в этой области, определяет ошибку измерения массы  $\tau$ -лептона. В эксперименте BES использовался алгоритм постепенного приближения к порогу, неоптимальный с точки зрения статистической ошибки и определения уровня фона. В эксперименте КЕДР был выбран следующий сценарий набора статистики: 70% интеграла светимости  $\mathcal{L}$  набирались в трех точках по энергии пучка ( $E_b = m_\tau - 0,5$  МэВ,  $m_\tau$ ,  $m_\tau + 0,5$  МэВ). При этом величина  $m_\tau$  была выбрана равной значению массы  $\tau$ -лептона в таблицах PDG за 2006 г. [89]. Интервал между пороговыми точками, равный  $\pm 0,5$  МэВ, гарантировал нахождение измеряемой массы  $\tau$ -лептона в этом диапазоне.

Для измерения уровня фона 15% интеграла светимости были набраны при энергии пучка ниже порога рождения, а оставшиеся 15% статистики — существенно выше порога рождения  $\tau$ -лептона для фиксации эффективности регистрации. Статистика, набранная выше порога, была распределена по нескольким точкам для повышения устойчивости подгонки.

Эксперимент по измерению массы  $\tau$ -лептона состоял из двух сканирований пороговой области с набором интеграла светимости  $15,2 \text{ пб}^{-1}$  при энергии пучка в диапазоне 1772–1889 МэВ. В первом сканировании был набран интеграл светимости  $6,7 \text{ пб}^{-1}$ , а во втором —  $8,5 \text{ пб}^{-1}$ . Зависимость измеренного сечения  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  от энергии показана на рис. 29.

Энергия пучков ВЭПП-4М калибровалась методом резонансной деполяризации раз в 1–2 дня и затем контролировалась методом ОКР (п. 1.2). Из-за близости целого спинового резонанса точность калибровки не превышала 20 кэВ.

Для получения массы  $\tau$ -лептона выполнялась совместная подгонка методом максимального правдоподобия измеренного числа событий  $N_{\tau^+\tau^-}$  в 9 точках по энергии в первом сканировании и в 11 точках — во втором. Свободными параметрами являлись уровень фона  $\sigma_0$ , эффек-

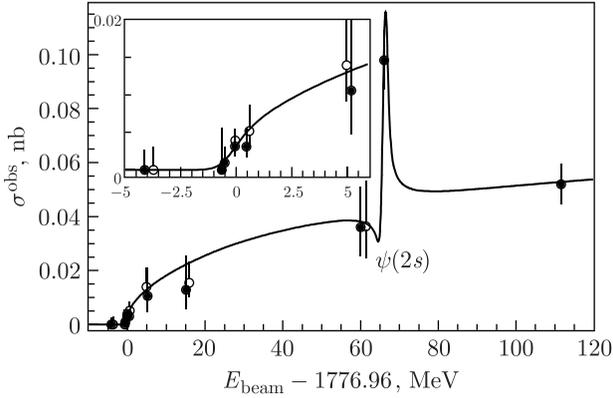


Рис. 29. Наблюдаемое в эксперименте КЕДР сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  в зависимости от энергии. На вставке — область вблизи порога. Темные и светлые кружки соответствуют двум сканированиям. Рисунок из работы [28]

тивности регистрации событий вблизи порога в двух сканированиях  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  и масса  $m_\tau$ . По результатам подгонки уровень фона согласовался с нулем.

**9.3. Результаты измерения массы  $\tau$ -лептона.** В эксперименте КЕДР получен следующий результат [5, 28]:

$$m_\tau = (1776,69_{-0,19}^{+0,17}(\text{стат.}) \pm 0,15(\text{сист.})) \text{ МэВ.}$$

Оценки систематических ошибок в массе  $\tau$ -лептона от различных источников приведены в табл. 11.

Результат КЕДР превзошел по точности результат эксперимента BES 1996 г. и менее точный результат Belle [90], полученный к тому времени методом псевдомасс. В 2014 г. был опубликован результат эксперимента

Таблица 11. Систематические ошибки при измерении массы  $\tau$ -лептона в эксперименте КЕДР. Работа [28]

Источник систематической ошибки	$\delta m_\tau$ , кэВ
Изменение эффективности регистрации	120
Стабильность измерения светимости	80
Измерение энергии пучка	35
Вычисление сечения (рад. поправки, учет интерференции $\psi(2S)$ )	30
Измерение энергетического разброса	20
Зависимость фона от энергии	20
Нестабильность энергетического разброса	10
Квадратичная сумма	150

BES-III [91]:

$$m_\tau = (1776,91 \pm 0,12(\text{стат.})_{-0,13}^{+0,10}(\text{сист})) \text{ МэВ},$$

в котором точность измерения массы составила 0,17 МэВ. Измерение энергии в этом эксперименте велось методом ОКР и было реализовано участниками эксперимента на ВЭПП-4М [92], сценарий эксперимента был разработан с учетом опыта коллаборации КЕДР [93].

В настоящее время (2022 г.) табличное значение массы  $\tau$ -лептона равно [12]

$$m_\tau = (1776,86 \pm 0,12) \text{ МэВ}.$$

В будущих экспериментах для повышения точности проверки  $\mu/\tau$ -универсальности необходимо прежде всего улучшить точность измерения времени жизни  $\tau$ -лептона и вероятности распада  $\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\nu_\tau\bar{\nu}_e)$ , неопределенности которых в настоящее время вносят основной вклад в погрешность проверки лептонной универсальности по соотношению (42).

## 10. ПОИСК УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ В ОБЛАСТИ $\sqrt{s} = 1,85\text{--}3,1$ ГэВ

Эксперимент КЕДР по измерению отношения адронного и мюонного сечений  $R$  в области энергий 1,84–3,72 ГэВ, завершившийся публикацией [94], был начат в 2009 г. поиском узких резонансов в области от порога рождения протон-антипротонных пар до подножия  $J/\psi$ -мезона. Предполагалось, что набранная в режиме поиска узких резонансов статистика 300 пб<sup>-1</sup>, разделенная на интервалы по 50 МэВ, будет использована затем для измерения  $R$ , как в эксперименте МД-1 на ВЭПП-4 [95, 96]. Предел на электронную ширину узких резонансов  $\Gamma_{ee}^R$  в этой области энергий, полученный еще на коллайдере ADONE в 1978 г., составлял примерно 500 эВ [97].

В нашем эксперименте [98] в автоматическом режиме проводилось сканирование вниз от начальной энергии чуть выше массы  $J/\psi$ -мезона с тем, чтобы отладить процедуру обработки на мощном резонансе. Сканирование проводилось с шагом, определяемым разбросом энергии пучков  $\Delta W = 2\sigma_W$ . Энергия пучка и энергетический разброс определялись в ходе набора данных методом ОКР (п. 1.2) и уточнялись при обработке данных пересчетом из размера области встречи пучков  $\sigma_z \propto \sigma_W/\sqrt{U_{RF}}$  с учетом зависимости от напряжения ВЧ  $U_{RF}$  и тока пучков. Оптимизация работы ВЭПП-4М на низкой энергии при переходе из точки в точку приводила к скачкообразному изменению энергетического разброса [98].

Переход из точки в следующую происходил при достижении в ней заданного интеграла светимости (от 0,3 нб<sup>-1</sup> в верхней части энергетического интервала энергии до 0,12 нб<sup>-1</sup> в нижней) при условии, что набрана необходимая статистика ОКР для определения энергетического разброса пучков. Светимость во время набора определялась по монитору

тормозного излучения. Предварительный отбор многоадронных событий происходил параллельно набору статистики. При обнаружении большого превышения числа событий над ожидаемым требующий интеграл светимости удваивался для подавления флуктуаций в сечении.

При окончательном отборе событий требовалось не менее двух треков из области взаимодействия с дополнительными требованиями на энерговыделение в калориметре и форму событий. Фон от двухфотонных событий подавлялся требованием баланса импульсов вдоль оси пучков. Для уменьшения фона космических частиц использовалось veto мюонных камер. Величина интеграла светимости уточнялась по процессу  $e^+e^-$ -рассеяния в CsI-калориметр.

Вычисление сечения проводилось по формулам разд. 3 в приближении нулевой ширины резонанса. В этом случае наблюдаемое сечение в пике составляет [99]

$$\sigma_{\text{hadr}}^{\text{obs}}(M) \approx \frac{6\pi^2}{M^2} \left( \frac{2\sigma_W}{M} \right)^\beta \frac{\varepsilon \Gamma_{ee}^R \mathcal{B}_h}{\sqrt{2\pi} \sigma_W} + \sigma_0 \quad (45)$$

с учетом наблюдаемого сечения подложки  $\sigma_0$ .

Обработка наблюдаемого сечения проводилась методом максимального правдоподобия в предположении, что при  $W = M$  имеется узкий резонанс, величина  $M$  изменялась с шагом 0,1 МэВ. Чтобы иметь достаточно событий подложки для измерения  $\sigma_0$ , при подгонках использовались интервалы по энергии  $M = \pm 13$  МэВ. Имелось два свободных параметра, входящих в выражение для  $\sigma_{\text{hadr}}^{\text{obs}}(M)$  (45):  $\sigma_0$  и величина  $\varepsilon \Gamma_{ee}^R \mathcal{B}_h$ . Статистически значимых узких резонансов, за исключением  $J/\psi$ , не было обнаружено.

Для определения верхнего предела на величину  $\Gamma_{ee}^R \mathcal{B}_h$  требуется знать эффективность регистрации событий распада резонанса  $\varepsilon$ . Для распадов  $J/\psi$  она была определена с использованием результата подгонки и табличного значения  $\Gamma_{ee} \mathcal{B}_h$  и составила 62%. Для гипотетического резонанса она может быть другой, возможный масштаб отличия был оценен в 10% по разнице эффективностей для распадов  $J/\psi$  и событий подложки. В предположении, что зависимость  $\varepsilon$  от энергии такая же, как у подложечных событий, используя результат BES [100] по измерению адронного сечения, мы оценили ее вариацию в  $(22 \pm 7)\%$ . При консервативном учете всех факторов величина  $\varepsilon(W)$  получалась линейной интерполяцией между 56% при  $W = 3,1$  и 40% при  $W = 1,85$  ГэВ.

Полученный в результате подгонки верхний предел на величину  $\Gamma_{ee}^R \mathcal{B}_h$  с уровнем достоверности 90% представлен на рис. 30. Максимальное значение предела составляет около 105 эВ. Изменение  $\sigma_W$  в пределах 10% систематической неопределенности может увеличить предел до 120 эВ.

Таким образом, детальное изучение области энергий  $\sqrt{s} = 1,85 - 3,1$  ГэВ на коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР не выявило новых

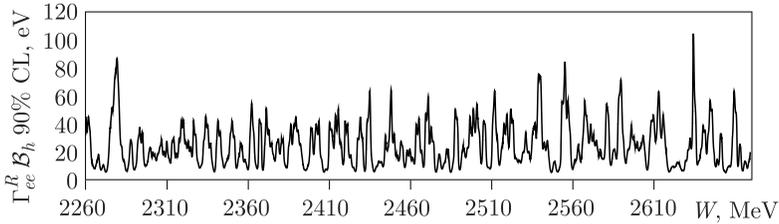


Рис. 30. Верхний предел на величину  $\Gamma_{ee}^R B_h$  с 90%-м уровнем достоверности в зависимости от энергии в области  $W = 2,26\text{--}2,67$  ГэВ, полученный в эксперименте с детектором КЕДР на ВЭПП-4М. Представлена область с наиболее высоким значением верхнего предела, взятая из рисунка работы [98]

узких резонансов в реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. Был получен верхний предел

$$\Gamma_{ee}^R B_h < 120 \text{ эВ (90 \% CL)}.$$

Он в 4–5 раз ниже предела, установленного в эксперименте ADONE [97], и в 40 раз меньше соответствующей величины для  $J/\psi$ .

## 11. ИЗМЕРЕНИЕ $R$ В ОБЛАСТИ $\sqrt{s} = 1,84\text{--}3,72$ ГэВ

Величина  $R$  определяется отношением

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (46)$$

где  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$  — экспериментальное сечение однофотонной аннигиляции в адроны с учетом всех радиационных поправок, а  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  — борновское сечение рождения мюонных пар. В пренебрежении поправками, связанными с превращением рожденных кварков в адроны, она равна сумме квадратов зарядов кварков трех цветов. В рамках пертурбативной КХД с учетом поправок на сильное взаимодействие

$$R(s) = 3 \sum_f q_f^2 \left( 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + \dots \right), \quad (47)$$

так что измерение  $R(s)$  позволяет определить бегущую константу сильного взаимодействия  $\alpha_s$  как функцию инварианта  $s = W^2$ . В настоящее время известны поправки до четвертого порядка по  $\alpha_s$  [101].

Правила сумм КХД позволяют по данным  $R(s)$  определить адронный вклад в аномальный магнитный момент мюона  $(g-2)_\mu$ , величину постоянной тонкой структуры  $\alpha$  в пике  $Z^0$  [102, 103] и массу  $c$ - и  $b$ -кварков  $m_c$  и  $m_b$  [104].

Вклад разных областей энергии в перечисленные величины различен. Область нашего эксперимента 1,84–3,72 ГэВ малосущественна для

Таблица 12. Измерения  $R$  детектором КЕДР

Данные	$\sqrt{s}$ , ГэВ	Число точек	$\int L dt$ , пб $^{-1}$	Публикация
2010 г.	1,84–3,05	13	0,66	[52] 2017 г.
2011 г.	3,12–3,72	7 (скан 1+2)	0,52 + 0,49	[108] 2016 г.
2014 г.	3,08–3,72	8	1,00	[94] 2019 г.

$(g - 2)_\mu$ , но важна для вычисления  $\alpha(M_Z^2)$  и  $m_c$ . Важным дополнением к измерению  $R$  в этой области является измерение лептонных ширин  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов, описанное в разд. 5 и 6, поскольку в правила сумм входят аналитически вычисленные интегралы их сечений.

К началу набора статистики детектором КЕДР в рассматриваемой области энергий было выполнено более 10 измерений  $R(s)$ . Наилучшие результаты были получены детектором BES-II [105]. Они имеют точность 3,5–4% в трех точках при 2,6, 3,07 и 3,65 ГэВ и около 6–8% в остальных 19 точках [106, 107].

Хронология набора данных в экспериментах по измерению  $R$  представлена в табл. 12. В 2010–2011 гг. было проведено сканирование области ниже  $J/\psi$  и два коротких сканирования области от подножия  $J/\psi$  до порога рождения  $D$ -мезонов, при этом не работало несколько слоев дрейфовой камеры. В 2014 г. после остановки КЕДР на модернизацию и ремонт было проведено еще одно сканирование этой области энергий, чтобы подтвердить независимость результатов от состояния детектора.

**11.1. Процедура определения величины  $R$ .** Наблюдаемое сечение  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны в точке определялось как

$$\sigma_{\text{obs}}(s) = \frac{N_{\text{hadr}} - N_{\text{res.bg}}}{\int L dt}, \quad (48)$$

где  $N_{\text{hadr}}$  — число событий, удовлетворяющих критериям отбора адронов;  $N_{\text{res.bg}}$  — остаточный машинный фон, который оценивался по данным, набранным в специальных заходах с разведенными пучками;  $\int L dt$  — интегральная светимость.

Наблюдаемое сечение, измеренное в области 3,08–3,72 ГэВ в 2014 г., представлено на рис. 31. В этой области существен вклад  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов. В области ниже 3,08 ГэВ наблюдается лишь небольшой интерференционный вклад  $J/\psi$ .

Величина  $R$  при энергии выше  $J/\psi$  вычислялась следующим образом:

$$R = \frac{\sigma_{\text{obs}}(s) - \sum \varepsilon_{\text{bg}}(s) \sigma_{\text{bg}}(s) - \sum \varepsilon_{\psi}(s) \sigma_{\psi}(s)}{\varepsilon(s) (1 + \delta(s)) \sigma_{\mu\mu}^0(s)}, \quad (49)$$

с борновским сечением  $\sigma_{\mu\mu}^0(s) = 4\pi\alpha^2/3s$ . Второе слагаемое в числителе (49) учитывает вклады фонов от рождения лептонных пар и двухфотонных процессов, вычислявшиеся моделированием по Монте-Карло. Третье слагаемое представляет вклады резонансов  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$ , кото-

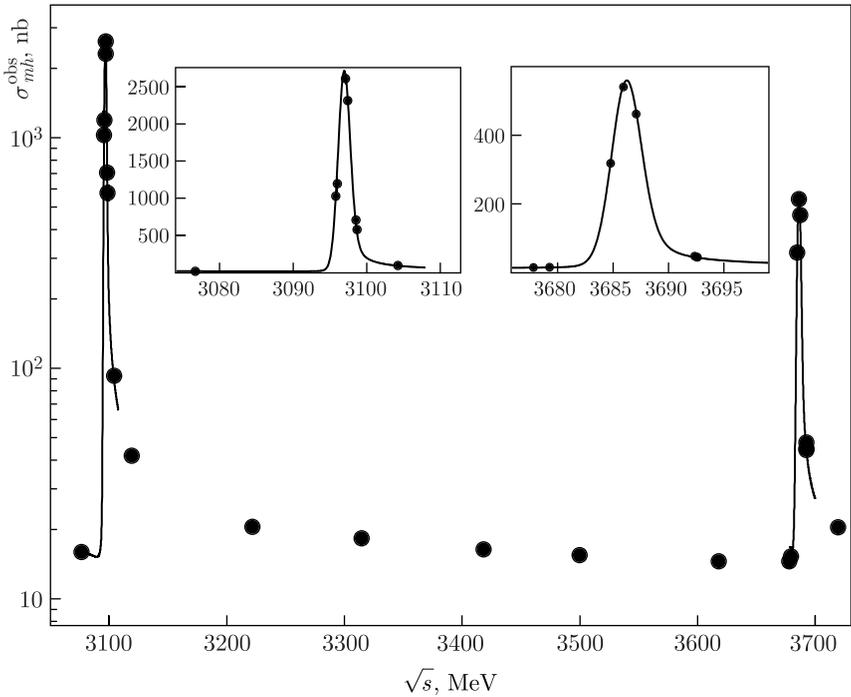


Рис. 31. Наблюдаемое многоадронное сечение как функция энергии  $e^+e^-$ -столкновения. Кривые — результаты подгонок узких резонансов. На вставках показаны области вблизи  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов. Рисунок из работы [94]

рые определялись по результатам подгонки данных, набранных в ходе эксперимента при сканировании окрестностей резонансов, как показано на рис. 31. Форма резонанса при полученном подгонкой значении  $\varepsilon_\psi \Gamma_{ee} \mathcal{B}_h$  рассчитывалась по уравнению (14) разд. 3 с учетом малой поправки к эффективности регистрации за счет излучения фотона при возврате на резонанс. Поправка определялась моделированием методом Монте-Карло.

Фактор  $1 + \delta(s)$  в знаменателе (49) находился численным интегрированием:

$$1 + \delta(s) = \int \frac{dx}{1-x} \frac{\mathcal{F}(s, x)}{|1 - \tilde{\Pi}((1-x)s)|^2} \frac{\tilde{R}((1-x)s) \varepsilon((1-x)s)}{R(s) \varepsilon(s)}, \quad (50)$$

где  $\mathcal{F}(s, x)$  — ядро радиационных поправок [36];  $x$  — доля  $s$ , теряемая в результате излучения в начальном состоянии; оператор поляризации вакуума  $\tilde{\Pi}$  и величина  $\tilde{R}$  не включают уже учтенные вклады  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$ . В области энергий эксперимента в качестве  $R(s)$  итеративно использовались результаты коллаборации КЕДР, вне ее использовалась

компиляция данных по поляризации вакуума группы КМД-2 [109], позволяющая определить  $R(s)$  по адронной части поляризации вакуума

$$R(s) = -\frac{3}{\alpha} \text{Im} \Pi_{\text{hadr}}(s). \quad (51)$$

Эффективность регистрации событий  $\varepsilon((1-x)s)$  под интегралом (50) вычислялась методом Монте-Карло, как описано в следующем пункте, с шагом по  $x$  от 0,05 до 0,2. Между точками проводилась линейная и квадратичная интерполяция, что позволяло оценить соответствующий вклад в систематическую ошибку.

Поскольку единственный в рассматриваемой области вклад  $s$ -кварка при обработке вычитался, непосредственно измерялась величина  $R_{uds}$ , соответствующая вкладу трех легких кварков; для получения собственно величины  $R$  добавлялся вклад  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$ , вычисленный с использованием «голых» параметров резонансов (см. разд. 3).

**11.2. Отбор и эффективность регистрации событий.** Для отбора адронных событий использовались только общие характеристики событий, такие как положение вершины, число треков из места встречи с условием на минимальный поперечный импульс, полное число заряженных и нейтральных частиц и их зарегистрированная энергия, энерговыделения в цилиндрическом и торцевом калориметрах, моменты Фокса–Вольфрама [110], характеризующие форму события. Для подавления двухфотонных событий требовался баланс энергии вдоль оси пучков, космический фон подавлялся условиями на срабатывание мюонных камер и привязкой события к моменту пролета пучков по времяпролетным счетчикам.

Для уменьшения вклада радиационных поправок за счет излучения в начальном состоянии и связанных с ними систематических ошибок накладывались условия на максимальную энергию фотона в событии и ограничение снизу на зарегистрированную энергию, по возможности близкое к суммарной энергии пучков.

Эффективность регистрации событий  $uds$ -континуума, определенная по моделированию, менялась от 81 % при энергии 3,7 ГэВ до 42–46 % при энергии ниже 2 ГэВ. Остаточный машинный фон составлял 1,5–3,5 % при возможности его учета с точностью лучше 1 % по данным с разведенными пучками. Вклад легких лептонов в видимое сечение убывал с энергией от 5 до 2 % для  $e^+e^-$  и от 1,5 до 0,5 % для  $\mu^+\mu^-$ . В двух последних точках  $\tau$ -лептон добавлял 3–4 % от видимого сечения. Физический фон, включая двухфотонные процессы, вносил неопределенность в  $R$  на уровне 0,5 %. Вклады двухфотонных процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$  моделировались с помощью монте-карловских генераторов [111–114].

Основной программой, использовавшейся для моделирования однофотонной аннигиляции в адроны, была LUEEVT из пакета JETSET 7.4 [54] с выключенным излучением в начальном состоянии. Фотоны с нужным угловым распределением моделировались принудительно, чтобы

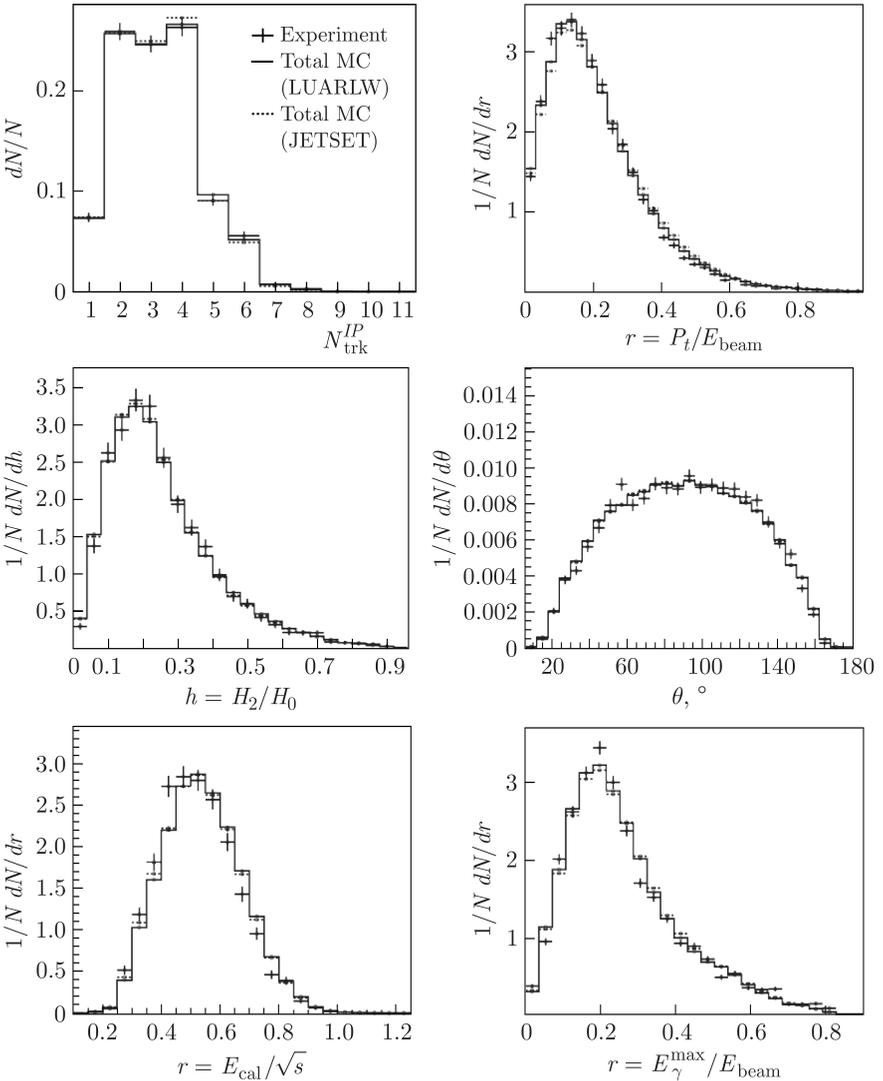


Рис. 32. Характеристики адронных событий, образованных в  $uds$ -континууме при 3,12 ГэВ в эксперименте и моделировании. Моделирование выполнено на основе программ LUARLW и JETSET 7.4.  $N$  — число событий;  $N_{\text{trk}}^{IP}$  — число треков, выходящих из области взаимодействия;  $P_t$  — поперечный импульс трека;  $H_2$  и  $H_0$  — моменты Фокса-Вольфрама [110];  $\theta$  — полярный угол трека;  $E_{\text{cal}}$  — выделяющаяся в калориметре энергия;  $E_\gamma^{\text{max}}$  — максимальная энергия фотона в событии. Все распределения нормированы на 1. Рисунок из работы [94]

обеспечить потерю энергии, соответствующую переменной  $x$  в интеграле (50), при этом производилась лоренцевская трансформация адронного события. Параметры пакета настраивались в каждой точке по энергии аналогично тому, как это делалось для моделирования распадов  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  (п. 5.3 и 6.1). Альтернативно использовался генератор LUARLW [115], разработанный для моделирования  $uds$ -континуума в экспериментах BES. Некоторые характеристики адронных событий при энергии 3,12 ГэВ, полученные с помощью двух генераторов, сравниваются на рис. 32.

Основным способом оценки неопределенности в эффективности регистрации событий было сравнение результатов, полученных с помощью LUARLW и LUEEVT, с подстроенными параметрами JETSET. Способы генерации событий при этом кардинально отличаются: в LUARLW заранее задана зависимость исходной множественности частиц от энергии, в JETSET множественность события определяется превращением исходной пары кварк-антикварк в адроны через партонные ливни (при достаточной энергии) и фрагментацию струн. Систематические ошибки во всех точках, кроме трех точек с наименьшей энергией, оценены в 1–1,2%. Неопределенности в последних составляют 6,6, 2,5 и 2,5%. Оценки были подтверждены вариацией условий отбора и процедурой поправки эффективности путем развертки (unfolding) распределения по множественности, предложенной в эксперименте MARK-I [116]. Кроме того, в работе [52] для проверки систематических ошибок использовался генератор адронных событий MNG2000 [117, 118], включающий моделирование около 30 различных эксклюзивных каналов при энергии в с. д. м. ниже 2 ГэВ.

**11.3. Результаты КЕДР по измерению  $R$  в области  $\sqrt{s} = 1,84\text{--}3,72$  ГэВ.** Итоговые результаты по  $R_{uds}$  и  $R$  представлены в табл. 13. В области энергий 3,12–3,72 ГэВ было проведено три сканирования, их результаты согласуются друг с другом в пределах статистических неопределенностей. В таблице приведены средневзвешенные значения. В каждой точке взвешивание проводилось с учетом частичной корреляции систематических ошибок, как описано в разд. 4.

В интервале энергий  $\sqrt{s} = 1,84\text{--}3,05$  ГэВ для большинства точек достигнута точность не хуже 3,9% при систематической ошибке 2,4%, в то время как в интервале  $\sqrt{s} = 3,12\text{--}3,72$  ГэВ точность измерения в большинстве точек 3,3% или лучше при систематической ошибке 2,1%. Вклад измерения светимости в неопределенность  $R$  составил 0,9%. Интегральная светимость определялась по событиям  $e^+e^-$ -рассеяния, зарегистрированным в LКг-калориметре в диапазоне полярных углов  $44^\circ < \theta < 136^\circ$ . Среди других не обсуждавшихся ранее источников систематических ошибок следует отметить радиационные поправки, вклад которых уменьшался с ростом энергии от 2 до 0,5%. Он связан с неопределенностью привлеченных данных по  $R$  ниже области эксперимента и

Таблица 13. Итоговая таблица измерений  $R$  в эксперименте КЕДР. В точках 1–14 ниже  $J/\psi$   $R$  совпадает с  $R_{uds}$

Точка	Энергия, МэВ	$R_{uds}(s)\{R(s)\}$
1	1841,0 ± 2	2,226 ± 0,139 ± 0,158
2	1937,0 ± 2	2,141 ± 0,081 ± 0,073
3	2037,3 ± 2	2,238 ± 0,068 ± 0,072
4	2135,7 ± 2	2,275 ± 0,072 ± 0,055
5	2239,2 ± 2	2,208 ± 0,069 ± 0,053
6	2339,5 ± 2	2,194 ± 0,064 ± 0,048
7	2444,1 ± 2	2,175 ± 0,067 ± 0,048
8	2542,6 ± 2	2,222 ± 0,070 ± 0,047
9	2644,8 ± 2	2,220 ± 0,069 ± 0,049
10	2744,6 ± 2	2,269 ± 0,065 ± 0,050
11	2849,7 ± 2	2,223 ± 0,065 ± 0,047
12	2948,9 ± 2	2,234 ± 0,064 ± 0,051
13	3048,1 ± 2	2,278 ± 0,075 ± 0,048
14	3076,7 ± 0,2	2,188 ± 0,056 ± 0,042
15	3119,6 ± 0,4	2,212{2,235} ± 0,042 ± 0,049
16	3222,5 ± 0,8	2,194{2,195} ± 0,040 ± 0,035
17	3314,7 ± 0,6	2,219{2,219} ± 0,035 ± 0,035
18	3418,3 ± 0,3	2,185{2,185} ± 0,032 ± 0,035
19	3499,6 ± 0,4	2,224{2,224} ± 0,054 ± 0,040
20	3520,8 ± 0,4	2,200{2,201} ± 0,050 ± 0,044
21	3618,2 ± 1,0	2,212{2,218} ± 0,038 ± 0,035
22	3719,4 ± 0,7	2,204{2,228} ± 0,039 ± 0,042

неточностью моделирования эффективности регистрации при больших  $x$  в интеграле (50).

Сравнение с другими измерениями в этой области энергий иллюстрируется рис. 33. В настоящее время данные КЕДР являются наиболее точными и подробными. Особый интерес представляет область 1,8–2 ГэВ, где происходит стыковка двух методов измерения отношения  $R$ . На низких энергиях полное адронное сечение определяется суммированием отдельных адронных каналов. С ростом энергии метод становится неприменимым из-за роста числа каналов и уменьшения сечения каждого канала. На высоких энергиях приходится применять инклюзивный подход, в котором моделируется и отбирается совокупность адронных событий в целом. Метод перестает работать при низкой энергии из-за роста систематических неопределенностей, связанных с эффективностью регистрации событий. В левой части рисунка представлен результат, полученный суммированием отдельных каналов. Можно говорить о стыковке двух методов на уровне точности 5% при энергии в районе 1,9–2 ГэВ.

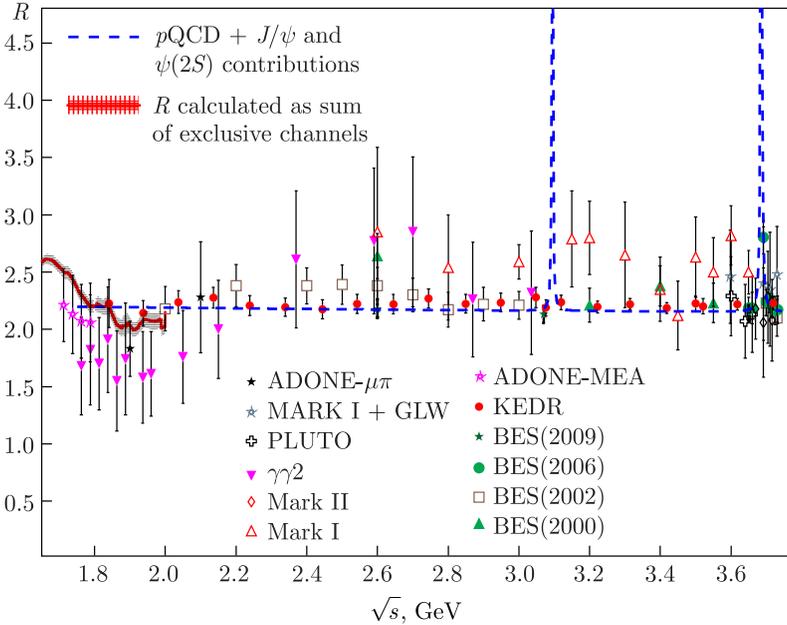


Рис. 33. Результаты измерения  $R$  в области энергии  $\sqrt{s} = 1,84\text{--}3,05$  ГэВ. Плотная область точек ниже 2 ГэВ — интерполяция данных, полученных суммированием эксклюзивных каналов. Штриховая линия — сумма предсказания теории возмущений КХД и вклада узких резонансов. Рисунок из обзора [119]

Таблица 14. Средняя величина  $R$  по измерениям детектора КЕДР

$\sqrt{s}$	$\langle R \rangle$	$R_{p\text{QCD}}$
1,84–3,05 ГэВ	$\langle R \rangle = 2,225 \pm 0,020 \pm 0,047$	$2,18 \pm 0,02$
3,08–3,72 ГэВ	$\langle R_{uds} \rangle = 2,204 \pm 0,014 \pm 0,026$	$2,16 \pm 0,01$

Средняя величина  $R$  в двух интервалах  $\sqrt{s}$  представлена в табл. 14. Измеренная величина  $R$  несколько превышает результаты расчета в рамках теории возмущений КХД, но превышение не является статистически достоверным.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре приведены основные физические результаты, полученные в экспериментах с детектором КЕДР на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-4М в области значений энергии  $\sqrt{s} = 1,84\text{--}3,88$  ГэВ, кратко описаны проведенные измерения. Ряд результатов (согласно таблицам PDG за 2021 г.) имеет лучшую в мире точность. Сюда относятся измерения масс  $J/\psi$ - и  $\psi(2S)$ -мезонов, сравнимые по точности с измерениями масс

$\pi$ -мезонов, измерения ширины  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$ , измерение величины  $R$  и поиск узких резонансов. Список результатов КЕДР с указанием публикаций приведен в приложении. Наиболее точные измерения помечены звездочками.

Начиная с 2018 г. эксперименты с детектором КЕДР на ВЭПП-4М проводятся в области значений энергии  $\sqrt{s}$  от 4 до 8 ГэВ. Набранная статистика позволит уточнить сечение аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны в этой области энергий. Одновременно ведется набор статистики для изучения двухфотонной физики. Далее планируется выполнить с высокой точностью измерение масс и лептонных ширины  $\Upsilon$ -мезонов.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность сотрудникам ускорительного комплекса ВЭПП-4М, экспериментальных лабораторий, других подразделений ИЯФ, сделавшим возможным проведение уникальных экспериментов с детектором КЕДР и получение значимых результатов по физике элементарных частиц.

## Приложение

### СПИСОК ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ДЕТЕКТОРОМ КЕДР НА КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-4М

#### 1. Параметры $J/\psi$ -мезона

- |   |      |
|---|------|
| 1*. Масса = $(3096,900 \pm 0,002 \pm 0,006)$ МэВ                          | [23] |
| 2. $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = (331,8 \pm 5,2 \pm 6,3)$ эВ | [45] |
| 3*. $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = (333,1 \pm 6,6 \pm 4,0)$ эВ    | [39] |
| 4*. $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = (4,884 \pm 0,048 \pm 0,078)$ кэВ  | [39] |
| 5*. $\Gamma_{ee} = (5,550 \pm 0,056 \pm 0,089)$ кэВ                       | [39] |
| 6*. $\Gamma = (92,45 \pm 1,40 \pm 1,48)$ кэВ                              | [51] |
| 7*. $\Gamma_h = (81,37 \pm 1,36 \pm 1,30)$ кэВ                            | [51] |
| 8. $\Gamma_{\gamma\eta_c}^0 = (2,98 \pm 0,18_{-0,33}^{+0,15})$ кэВ        | [57] |
| 9*. $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu} = 1,0022 \pm 0,0044 \pm 0,0048$          | [48] |

#### 2. Параметры $\eta_c$ -мезона

- |   |      |
|---|------|
| 1. Масса = $(2983,5 \pm 1,4_{-3,6}^{+1,6})$ МэВ | [57] |
| 2. $\Gamma = (27,2 \pm 3,1_{-2,6}^{+5,4})$ МэВ  | [57] |

#### 3. Параметры $\psi(2S)$ -мезона

- |  |      |
|--|------|
| 1*. Масса = $(3686,099 \pm 0,004 \pm 0,009)$ МэВ                                   | [23] |
| 2. $\Gamma_{ee} = (2,282 \pm 0,015 \pm 0,042)$ кэВ                                 | [40] |
| 3. $\Gamma = (296 \pm 2 \pm 8 \pm 3)$ кэВ  | [35] |
| 4*. $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = (2,233 \pm 0,015 \pm 0,037 \pm 0,020)$ кэВ | [35] |
| 5*. $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = (21,2 \pm 0,7 \pm 1,2)$ эВ              | [40] |
| 6*. $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = (19,3 \pm 0,3 \pm 0,5)$ эВ          | [40] |
| 7*. $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\tau\tau} = (9,0 \pm 2,6)$ эВ                 | [28] |

#### 4. Параметры $\psi(3770)$ -мезона по совместной обработке данных пяти экспериментов

1. Масса =  $(3779,8 \pm 0,6)$  МэВ [72]
2.  $\Gamma_{ee} = (196 \pm 18)$  эВ [72]
3.  $\Gamma = (25,8 \pm 1,3)$  МэВ [72]

#### 5. Масса $\tau$ -лептона

1.  $M_\tau = (1776,69^{+0,17}_{-0,19} \pm 0,15)$  МэВ [5]

#### 6. Массы $D$ -мезонов

- 1\*.  $M_{D^\pm} = (1869,53 \pm 0,49 \pm 0,20)$  МэВ [81]
2.  $M_{D^0} = (1865,30 \pm 0,33 \pm 0,23)$  МэВ [81]

#### 7. Поиск узких резонансов в интервале $\sqrt{s} = 1,85-3,1$ ГэВ

- 1\*.  $\Gamma_{ee}^R \times \mathcal{B}_h < 120$  эВ, с 90% ур. дост. [98]

#### 8. Измерение $R$ в области $\sqrt{s}$ между 1,84 и 3,72 ГэВ

- 1\*.  $\sqrt{s} = 1,84-3,05$  ГэВ:  $\langle R \rangle = 2,225 \pm 0,020 \pm 0,047$  [94]
- 2\*.  $\sqrt{s} = 3,08-3,72$  ГэВ:  $\langle R_{uds} \rangle = 2,204 \pm 0,014 \pm 0,026$  [94]

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Petrov V. (for the VEPP-4 Team)*. Status of the VEPP-4M Electron-Positron Collider // Proc. of the 4th Asian Part. Accel. Conf., Indore, India, 2007. P. 112–114; <http://cern.ch/AccelConf/a07/PAPERS/TUPMA008.pdf>.
2. *Smaluk V. (for the VEPP-4 Team)*. Status of VEPP-4M Collider at BINP // Proc. of XXI Russ. Part. Accel. Conf., Zvenigorod, Russia, 2008. P. 79–81; <http://cern.ch/AccelConf/r08/papers/МОВАU03.pdf>.
3. *Алешаев А. Н. и др.* Ускорительный комплекс ВЭПП-4. Препринт ИЯФ 2011-20. Новосибирск, 2011. 137 с.
4. *Rezanova O. L., Shamov A. G., Zhilich V. N.* Calibration of the KEDR Detector Tagging System with Two-Photon Lepton Pair Production // J. Instrum. 2017. V. 12, No. 07. P. C07034.
5. *Левичев Е. Б., Скринский А. Н., Тихонов Ю. А., Тодышев К. Ю.* Прецизионное измерение масс элементарных частиц на коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР // УФН. 2014. Т. 184. С. 75–88.
6. *Tomaradze A. et al.* High Precision Measurements of the Masses of the  $D^0$  and  $K_s$  Mesons // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 031501.
7. *Maltseva Yu. I. et al.* VEPP-5 Injection Complex Performance Improvement for Two Collider Operation. doi:10.18429/JACoW-RuPAC2018-TUZMН02.
8. *Соколов А. А., Тернов И. М.* О поляризационных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения // Докл. АН СССР. 1963. Т. 153. С. 1052–1054.
9. *Bukin A. D. et al.* Absolute Calibration of Beam Energy in the Storage Ring. Phi-Meson Mass Measurement // Proc. of V Intern. Symp. on High Energy Physics and Elementary Particle Physics, Warsaw, 1975. P. 138–162.

10. *Derbenev Y. S., Kondratenko A. M., Serednyakov S. I., Skrinsky A. N., Tumaikin G. M.* Accurate Calibration of the Beam Energy in a Storage Ring Based on Measurement of Spin Precession Frequency of Polarized Particles // Part. Accel. 1980. V. 10. P. 177–180.
11. *Blinov V. E., Bogomyagkov A. V., Muchnoi N. Yu., Nikitin S. A., Nikolaev I. B., Shamov A. G., Zhilich V. N.* Review of Beam Energy Measurements at VEPP-4M Collider KEDR/VEPP-4M // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 23–30.
12. *Zyla P. A. et al. (Particle Data Group).* 2020 Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. P. 083C01.
13. *Никитин С. А.* Расчет деполяризатора с поперечным полем для прецизионных экспериментов на ВЭПП-4М. Препринт ИЯФ 2005-54. Новосибирск, 2005. 24 с.
14. *Анчугов О. В. и др.* Применение методов ускорительной физики в экспериментах по прецизионному измерению масс частиц на комплексе ВЭПП-4 с детектором КЕДР // ПТЭ. 2010. Т. 1. С. 20–33.
15. *Aulchenko V. M. et al. (KEDR Collab.).* New Precision Measurement of the  $J/\psi$  and  $\psi'$  Meson Masses // Phys. Lett. B. 2003. V. 573. P. 63–79.
16. *Bondar A. E. et al.* Polarization Measurement in Storage Rings of the Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk) // Proc. of the 12th Intern. Conf. High Energy Accel., 1983. P. 240–243.
17. *Bernardini C. et al.* Lifetime and Beam Size in a Storage Ring // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 407–409.
18. *Скрипский А. Н., Логачев П. В., Кулипанов Г. Н. и др.* Коллайдеры и детекторы в ИЯФ СО РАН. Омск: Золотой тираж (ООО Омскбланкиздат), 2019. 426 с.
19. *Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.* О влиянии поляризации на эффекты внутреннего рассеяния электронов в накопителях // Докл. АН СССР. 1978. Т. 241. С. 797–800.
20. *Никитин С. А., Николаев И. Б.* Расчет интенсивности тушековских электронов в накопителе ВЭПП-4М. Препринт ИЯФ 2010-42. Новосибирск, 2010. 24 с.
21. *Nikitin S., Nikolaev I.* Dependence of the Electron Beam Polarization Effect in the Intra-Beam Scattering Rate on the Vertical Beam Emittance // Proc. of EPAC 2006. 2006. P. 1184–1186.
22. *Зиневич Н. И., Шубин Е. И.* Синтезатор частоты в стандарте КАМАК. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-11. Новосибирск, 1984. 12 с.
23. *Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.).* Final Analysis of KEDR Data on  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Masses // Phys. Lett. B. 2015. V. 749. P. 50–56.
24. *Artamonov A. S. et al.* A High Precision Measurement of the  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  and  $\Upsilon''$  // Phys. Lett. B. 1984. V. 137. P. 272.
25. *Muchnoi N. Yu. et al.* Fast and Precise Beam Energy Monitor Based on the Compton Backscattering at the VEPP-4M Collider // Proc. of the 10th Eur. Part. Acc. Conf. (EPAC 06), Edinburgh, Scotland, 2006. P. 1181–1183.
26. *Klein R. et al.* Beam Diagnostics at the BESSY I Electron Storage Ring with Compton Backscattered Laser Photons: Measurement of the Electron Energy and Related Quantities // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 384. P. 293–298.

27. Klein R. et al. Measurement of the BESSY II Electron Beam Energy by Compton-Backscattering of Laser Photons // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 486. P. 545–551.
28. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Measurements of the  $\tau$  Lepton Mass at KEDR Detector // JETP Lett. 2007. V. 85. P. 429–434.
29. Anashin V. V. et al. Status of the KEDR Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 420–425.
30. Анашин В. В. и др. Детектор КЕДР // ЭЧАЯ. 2013. Т. 44. С. 1263–1345.
31. Brun R. et al. GEANT 3.21, Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013. Geneva: CERN, 1993.
32. Бару С. Е. и др. Триггер детектора КЕДР // ПТЭ. 2011. Т. 3. С. 46–61.
33. Shatov A. G. (KEDR Collab.). Measurement of  $J/\psi$  Leptonic Width with the KEDR Detector // Proc. of Intern. Workshop on  $e^+e^-$  Collision from  $\varphi$  to  $\psi$ , Beijing, 2009; Chin. Phys. C. 2010. V. 84. P. 836–841; arXiv: hep-ex/1110.0328.
34. Brambilla N. et al. Heavy Quarkonium Physics. CERN Yellow Report. CERN-2005-005. Geneva: CERN, 2005. 487 p.; <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0412158v2>.
35. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Measurement of Main Parameters of the  $\psi(2S)$  Resonance // Phys. Lett. B. 2012. V. 711. P. 280–291; arXiv:1109.4215.
36. Кураев Э. А., Фадин В. С. О радиационных поправках к сечению однофотонной аннигиляции  $e^+e^-$ -пары большой энергии // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 733–742.
37. Alexander J. P. et al. Heavy Flavor Resonances and QED Radiative Corrections // Nucl. Phys. B. 1989. V. 320. P. 45.
38. Азимов Я. Л., Вайнштейн А. И., Липатов Л. Н., Хозе В. А. Электромагнитные поправки к рождению узких резонансов на встречных  $e^+e^-$ -пучках // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. С. 378–382.
39. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Measurement of  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$  with KEDR Detector // J. High Energy Phys. 2018. V. 5. P. 119.
40. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Measurement of  $\Gamma_{ee} * B_{\mu\mu}$  for  $\psi(2S)$  Meson with KEDR Detector // Phys. Lett. B. 2018. V. 781. P. 174–181.
41. Jadach S. et al. BHWIDE 1.00:  $O(\alpha)$  YFS Exponentiated Monte Carlo for Bhabha Scattering at Wide Angles for LEP/SLC and LEP2 // Phys. Lett. B. 1997. V. 390. P. 298–308.
42. Arbuzov A. B. et al. Monte-Carlo Generator for  $e^+e^-$  Annihilation into Lepton and Hadron Pairs with Precise Radiative Corrections // Eur. Phys. J. 2006. V. 46. P. 689.
43. Zholents A. A. et al. High Precision Measurement of the  $\psi$  and  $\psi'$  Meson Masses // Phys. Lett. B. 1980. V. 96. P. 214–216.
44. Armstrong T. A. et al. (E760). Measurement of the  $J/\psi$  and  $\psi'$  Resonance Parameters in  $\bar{p}p$  Annihilation // Phys. Rev. D. 1993. V. 47. P. 772–783.
45. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Measurement of  $\Gamma_{ee} * B(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$  and  $\Gamma_{ee} * B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$  // Phys. Lett. B. 2010. V. 685. P. 134–140.
46. Barberio E., Was Z. Photos: A Universal Monte-Carlo for QED Radiative Corrections. Version 2.0 // Comp. Phys. Commun. 1994. V. 79. P. 291.
47. Nakamura N. et al. The Review of Particle Physics // J. Phys. G. 2010. V. 37. P. 075021.

48. *Aulchenko V. M. et al. (KEDR Collab.)*. Measurement of the Ratio of the Lepton Widths  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$  for the  $J/\psi$  Meson // *Phys. Lett. B*. 2014. V. 731. P. 227–231.
49. *Ablikim M. et al. (BESIII Collab.)*. Measurement of the Leptonic Decay Width of  $J/\psi$  Using Initial State Radiation // *Phys. Lett. B*. 2016. V. 761. P. 98–103.
50. *Beringer J. et al. (Particle Data Group)*. The Review of Particle Physics (2012) // *Phys. Rev. D*. 2012. V. 86. P. 010001.
51. *Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.)*. Addendum to: Measurement of  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$  with KEDR Detector // *JHEP*. 2020. V. 7. P. 112; arXiv: 1801.01958.
52. *Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.)*. Measurement of  $R$  between 1.84 and 3.05 GeV at the KEDR Detector // *Phys. Lett. B*. 2017. V. 770. P. 174–182.
53. *Chen J. C. et al.* Event Generator for  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Decay // *Phys. Rev. D*. 2000. V. 62. P. 034003.
54. *Sjostrand T., Bengtsson M.* The Lund Monte-Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$  Physics. Jetset Version 6.3: An Update // *Comp. Phys. Commun.* 1987. V. 43. P. 367;  
*Sjostrand T., Mrenna S., Skands P.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual. LU TP 06-13. 2006. 576 p.; arXiv:hep-ph/0603175.
55. *Bai J. Z. et al. (BES Collab.)*. A Measurement of  $J/\psi$  Decay Widths // *Phys. Lett. B*. 1995. V. 355. P. 374; Erratum // *Ibid.* V. 363. P. 267.
56. *Brambilla N. et al.* Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles and Opportunities. <https://arxiv.org/pdf/1010.5827.pdf>;  
*Brambilla N., Jia Yu., Vairo A.* Model-Independent Study of Magnetic Dipole Transitions in Quarkonium // *Phys. Rev. D*. 2006. V. 73. P. 054005; hep-ph/0512369.
57. *Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.)*. Measurement of  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$  Decay Rate and  $\eta_c$  Parameters at KEDR // *Phys. Lett. B*. 2014. V. 738. P. 391–396.
58. *Aulchenko V. M. et al.* Liquid Krypton Calorimeter for KEDR Detector and Last Prototype Results // *Nucl. Instr. Meth. A*. 1996. V. 379. P. 475–477.
59. *Shifman M. A.*  $\eta_c$  as We Know It // *Z. Phys. C*. 1980. V. 4. P. 345; Erratum // *Ibid.* V. 6. P. 282;  
*Khodjamirian A. Yu.* On the Calculation of  $J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma$  Width in {QCD} // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1984. V. 39. P. 614; *Yad. Fiz.* 1984. V. 39. P. 970–976;  
*Beilin V. A., Radyushkin A. V.* Borelized Sum Rules for the Radiative Decays of Charmonium in QCD // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1987. V. 45. P. 342;  
*Dudek J. J. et al.* Radiative Transitions in Charmonium from Lattice QCD // *Phys. Rev. D*. 2006. V. 73. P. 074507;  
*Donald G. C. et al.* Precision Tests of the  $J/\psi$  from Full Lattice QCD: Mass, Leptonic Width, and Radiative Decay Rate to  $\eta_c$  // *Phys. Rev. D*. 2012. V. 86. P. 094501;  
*Becirevic D., Sanfilippo F.* Lattice QCD Study of the Radiative Decays  $J/\psi \rightarrow \eta_c\gamma h_c \rightarrow \eta_c\gamma$  // *J. High Energy Phys.* 2013. V. 1. P. 28;  
*Pineda A., Segovia J.* Improved Determination of Heavy Quarkonium Magnetic Dipole Transitions in Potential Nonrelativistic QCD // *Phys. Rev. D*. 2013. V. 87. P. 074024.
60. *Carloni Calame C. M. et al.* The BABAYAGA Event Generator // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 2004. V. 131. Suppl. C. P. 48–55;  
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563204000106>.

61. *Patrignani C. et al. (Particle Data Group)*. The Review of Particle Physics (2016) // *Chin. Phys. C*. 2016. V. 40. P. 100001.
62. *Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.)*. Measurement of  $\psi(3770)$  Parameters // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 711. P. 292–300.
63. *Bacino W. et al.* Observation of a Peak in Hadron and Weak Electron Production in  $e^+e^-$  Annihilation at  $E_{\text{cm}} = 3770$  MeV // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. P. 671;  
*Abrams G. S. et al.* Measurement of the Parameters of the  $\psi''(3770)$  Resonance // *Phys. Rev. D*. 1980. V. 21. P. 2716;  
*Ablikim M. et al. (BES Collab.)*. Precision Measurements of the Mass, the Widths of  $\psi(3770)$  Resonance and the Cross Section  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(3770))$  at  $E_{\text{cm}} = 3.7724$  GeV // *Phys. Lett. B*. 2007. V. 652. P. 238;  
*Ablikim M. et al. (BES Collab.)*. Determination of the  $\psi(3770)$ ,  $\psi(4040)$ ,  $\psi(4160)$  and  $\psi(4415)$  Resonance Parameters // *Phys. Lett. B*. 2008. V. 660. P. 315.
64. *Rapidis P. A. et al.* Observation of a Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation Just above Charm Threshold // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 39. P. 526; Erratum // *Ibid.* P. 974.
65. *Aubert B. et al. (BaBar Collab.)*. Study of Resonances in Exclusive  $B$  Decays to  $\overline{D}^* D^* K$  // *Phys. Rev. D*. 2008. V. 77. P. 011102(R);  
*Brodzicka J. et al. (Belle Collab.)*. Observation of a New  $D_{sJ}$  Meson in  $B^+ \rightarrow \overline{D}^0 D^0 K^+$  Decays // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 092001.
66. *Aubert B. et al.* Study of the Exclusive Initial-State Radiation Production of the  $D\overline{D}$  System // *Phys. Rev. D*. 2007. V. 76. P. 111105(R).
67. *Todyshev K. Y. (KEDR Collab.)*. Measurement of  $\psi(3770)$  Parameters with KEDR Detector at VEPP-4M // ICHEP-2010. PoS. 2010. P. 218.
68. *Sommerfeld A.* *Atombau und Spektrallinien*. 1939. V.II. Vieweg, Braunschweig;  
*Sakharov A. D.* Interaction of an Electron and Positron in Pair Production // *Sov. Phys. JETP*. 1948. V. 18. P. 631–635.
69. *Julin A. J.* Measurement of  $D\overline{D}$  Decays from the  $\psi(3770)$  Resonance. PhD Thesis. Univ. of Minnesota, 2017.
70. *Milstein A. I., Salnikov S. G.* Coulomb Effects in the Decays  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\overline{B}$  // *Phys. Rev. D*. 2021. V. 104, No. 1. P. 014007.
71. *Bukin A. D.* On the Ambiguity of the Interfering Resonances Parameters Determination. arXiv:0710.5627 [physics.data-an].
72. *Shamov A. G., Todyshev K. Yu.* Analysis of BaBar, Belle, BES-II, CLEO and KEDR data on  $\psi(3770)$  Line Shape and Determination of the Resonance Parameters // *Phys. Lett. B*. 2017. V. 769. P. 187–190.
73. *Besson D. et al. (CLEO Collab.)*. Measurement of  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow \text{Hadrons})$  at  $E_{\text{cm}} = 3773$  MeV // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. P. 092002; Erratum // *Ibid.* 2010. V. 104. P. 159901.
74. *Ablikim M. et al. (BES Collab.)*. Direct Measurements of the Cross Sections for  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadrons (Non-D Anti-D)}$  in the Range from 3.65 GeV to 3.87 GeV and the Branching Fraction for  $\psi(3770) \rightarrow D\overline{D}$  // *Phys. Lett. B*. 2008. V. 659. P. 74.
75. *Achasov N. N., Shestakov G. N.* Line Shape of  $\psi(3770)$  in  $e^+e^- \rightarrow D\overline{D}$  // *Phys. Rev. D*. 2012. V. 86. P. 114013.

76. Guo-Ying Chen, Qiang Zhao. Study of the Anomalous Cross Section Lineshape of  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$  at  $\psi(3770)$  with an Effective Field Theory // Phys. Lett. B. 2013. V. 718. P. 1369.
77. Cao X., Lenske H. Charmonium Resonances and Fano Line Shapes. arXiv:1408.5600 [nucl-th].
78. Toth D. Measurement of Non- $D\bar{D}$  Decays of the  $\psi(3770)$  Resonance at BESIII. PhD Thesis. Univ. of Minnesota, 2014.
79. Aaij R. et al. (LHCb Collab.). Near-Threshold  $D\bar{D}$  Spectroscopy and Observation of a New Charmonium State // JHEP. 2019. V. 07. P. 035.
80. Ablikim M. et al. (BES Collab.). Precision Measurements of the Mass, the Widths of  $\psi(3770)$  Resonance and the Cross Section  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(3770))$  at  $E_{\text{cm}} = 3.7724$  GeV // Phys. Lett. B. 2007. V. 652. P. 238.
81. 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.
82. Dobbs S. et al. (CLEO Collab.). 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. 2007. V. 76. P. 112001.
83. Cawlfeld C. et al. (CLEO Collab.). A Precision Determination of the  $D^0$  Mass // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 092002.
84. Ablikim M. et al. (BESIII Collab.). Measurement of  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$  Cross Sections at the  $\psi(3770)$  Resonance // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. P. 083001.
85. Bai J. Z. et al. (BES Collab.). Measurement of the Mass of the  $\tau$  Lepton // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 20.
86. Shamov A. G. (for KEDR Collab.). The Threshold Experiments: Status and Expectations // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2005. V. 144. P. 113.
87. Voloshin M. B. The Onset of  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  at Threshold Revisited // Phys. Lett. B. 2003. V. 556. P. 153–162.
88. Jadach S., Was Z. Koralb: An Upgrade to Version 2.4 // Comp. Phys. Commun. 1995. V. 85. P. 453–462.
89. Yao W.-M. et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics (2006) // J. Phys. G. 2006. V. 33. P. 1.
90. Abe K. et al. (Belle Collab.). Measurement of the Mass of the  $\tau$  Lepton and an Upper Limit on the Mass Difference between  $\tau^+$  and  $\tau^-$  // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 011801.
91. Ablikim M. et al. (BESIII Collab.). Precision Measurement of the Mass of the  $\tau$  Lepton // Phys. Rev. D. 2014. V. 90, No. 1. P. 012001.
92. Abakumova E. V. et al. The Beam Energy Measurement System for the Beijing Electron-Positron Collider // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. V. 659. P. 21–29.
93. Achasov M. N. et al. A Scenario for High Accuracy  $\tau$  Mass Measurement at BEPC-II // Chin. Phys. C. 2012. V. 36. P. 573–577.
94. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Precise Measurement of  $R_{uds}$  and  $R$  between 1.84 and 3.72 GeV at the KEDR Detector // Phys. Lett. B. 2019. V. 788. P. 42–51.
95. Blinov A. E. et al. (MD-1 Collab.). The Search for Narrow Resonances in the Reaction  $e^+e^- \rightarrow$  Hadrons at Center-of-Mass Energy Range between 7.23 and 10.34 GeV // Z. Phys. C. 1991. V. 49. P. 239–243.

96. *Blinov A. E. et al. (MD-1 Collab.)*. The Measurement of  $R$  in  $e^+e^-$  Annihilation at Center-of-Mass Energies between 7.2 and 10.34 GeV // *Z. Phys. C*. 1996. V. 70. P. 31–38.
97. *Esposito B. et al.* Search for Narrow Resonances in  $e^+e^-$  Annihilation into Hadrons at ADONE // *Phys. Lett. B*. 1975. V. 58. P. 478–480;  
*Bacci C. et al.* Search for Narrow Resonances in  $e^+e^-$  Annihilation into Hadrons in the Mass Regions 1910–2545 MeV and 2970–3090 MeV // *Phys. Lett. B*. 1975. V. 58. P. 481–483;  
*Bacci C. et al.* Experimental Results on a Search for Narrow Resonances in  $e^+e^-$  Annihilation into Hadrons in the Mass Region 2520–2990 MeV // *Phys. Lett. B*. 1976. V. 64. P. 356–358;  
*Ambrosio M. et al.* Search for  $J/\psi$  Like Resonance below 3 GeV in  $e^+e^-$  Annihilation // *Ibid.* P. 359–361;  
*Esposito B. et al.* Search for Narrow Resonances in  $e^+e^-$  Annihilation into Hadrons at ADONE in the Mass Region 2.5–3.0 GeV/ $c^2$  // *Ibid.* P. 362–364;  
*Baldini-Celio R. et al.* Search for Narrow Resonances in the Mass Region 1.45–1.92 GeV in  $e^+e^-$  Annihilation into Hadrons // *Phys. Lett. B*. 1978. V. 78. P. 167;  
*Ambrosio M. et al.* A Search for Narrow Resonances Produced by  $e^+e^-$  Annihilation in the Mass Region from 1.4 to 1.75 GeV/ $c^2$  // *Ibid.* V. 80. P. 141–144.
98. *Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.)*. Search for Narrow Resonances in Annihilation between 1.85 and 3.1 GeV with the KEDR Detector // *Phys. Lett. B*. 2011. V. 703. P. 543–546.
99. *Jackson J. D., Scharre D. L.* Initial State Radiative and Resolution Corrections and Resonance Parameters in  $e^+e^-$  Annihilation // *Nucl. Instr. Meth.* 1975. V. 128. P. 13.
100. *Bai J. Z. et al. (BES Collab.)*. Measurements of the Cross Section for  $e^+e^- \rightarrow$  Hadrons at Center-of-Mass Energies from 2 to 5 GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 101802.
101. *Baikov P. A. et al.* Adler Function, Sum Rules and Crewther Relation of Order  $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$ : The Singlet Case // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 714. P. 62–65.
102. *Davier M. et al.* Reevaluation of the Hadronic Contributions to the Muon  $g-2$  and to  $\alpha(M_Z^2)$  // *Eur. Phys. J. C*. 2011. V. 71. P. 1515.
103. *Hagiwara K. et al.*  $(g-2)_\mu$  and  $\alpha(M_Z^2)$  Reevaluated Using New Precise Data // *J. Phys. G*. 2011. V. 38. P. 085003.
104. *Brambilla N. et al.* Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles, and Opportunities // *Eur. Phys. J. C*. 2011. V. 71. P. 1534.
105. *Ablikim M. et al. (BES Collab.)*.  $R$  Value Measurements for  $e^+e^-$  Annihilation at 2.60, 3.07 and 3.65 GeV // *Phys. Lett. B*. 2009. V. 677. P. 239–245.
106. *Bai J. Z. et al. (BES Collab.)*. Measurements of the Cross-Section for  $e^+e^- \rightarrow$  Hadrons at Center-of-Mass Energies from 2 to 5 GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 101802.
107. *Ablikim M. et al.* Measurements of the Continuum  $R_{uds}$  and  $R$  Values in  $e^+e^-$  Annihilation in the Energy Region between 3.650 and 3.872 GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 262001.

108. *Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.)*. Measurement of  $R_{uds}$  and  $R$  between 3.12 and 3.72 GeV at the KEDR Detector // *Phys. Lett. B*. 2016. V. 753. P. 533–541.
109. *Actis S. et al.* Quest for Precision in Hadronic Cross Section at Low Energy Monte-Carlo Tools vs. Experimental Data // *Eur. Phys. J. C*. 2010. V. 66. P. 585.
110. *Fox G. C., Wolfram S.* Event Shapes in  $e^+e^-$  Annihilation // *Nucl. Phys. B*. 1979. V. 149. P. 413; Erratum // *Ibid.* V. 157. P. 543.
111. *Berends F. A. et al.* Monte-Carlo Simulation of Two Photon Processes. 2. Complete Lowest Order Calculations for Four Lepton Production Processes in Electron-Positron Collisions // *Comp. Phys. Commun.* 1986. V. 40. P. 285.
112. *Berends F. A. et al.* Monte-Carlo Simulation of Two Photon Processes. 1. Radiative Corrections to Multiperipheral  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  Production // *Ibid.* P. 271–284.
113. *Тяюрский В. А., Эйдельман С. И.* Монте-карловские генераторы многочастичных событий. Препринт ИЯФ 2000-78. Новосибирск, 2000. 53 с.
114. *Tayursky V. A.* Development of Two-Photon Event Generators for the KEDR Experiment // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. V. 798, No. 1. P. 012153. 5 p.; <http://stacks.iop.org/1742-6596/798/i=1/a=012153>.
115. *Haiming Hu, An Tai.* Production at Intermediate-Energies and Lund Area Law. arXiv:hep-ex/0106017. 2001.
116. *Siegrist J. et al.* Hadron Production by  $e^+e^-$  Annihilation at Center-of-Mass Energies between 2.6 and 7.8 GeV. Part 1. Total Cross-Section, Multiplicities and Inclusive Momentum Distributions // *Phys. Rev. D*. 1982. V. 26. P. 969.
117. *Czyz H. et al.* Mini-Proc. // Proc. of the 14th Meeting of the Working Group on Rad. Corrections and MC Generators for Low Energies. arXiv:1312.0454.
118. *Czyz H. et al.* Mini-Proc. // Proc. of the 15th Meeting of the Working Group on Rad. Corrections and MC Generators for Low Energies. arXiv:1406.4639.
119. *Тодышев К. Ю.* Измерение инклюзивного сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны в предасимптотической области энергий // *УФН*. 2020. Т. 190. С. 995–1005.