

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Прецизионное измерение масс элементарных частиц на коллайдере ВЭПП-4М с детектором "Кедр"

Е.Б. Левичев, А.Н. Скринский, Ю.А. Тихонов, К.Ю. Тодышев

Представлен обзор экспериментов по прецизионному измерению масс элементарных частиц, выполненных с детектором "Кедр" на ускорительном комплексе ВЭПП-4М. В описанных экспериментах метод измерения энергии пучков в коллайдере по резонансной деполяризации, предложенный в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН в 1975 г., получил дальнейшее развитие — была достигнута беспрецедентная точность, $\sim 5 \times 10^{-7}$, определения энергии. Применение метода резонансной деполяризации, а также измерение энергии по обратному комптоновскому рассеянию позволило провести серию экспериментов по прецизионному измерению масс J/ψ -, $\psi(2S)$ -, $\psi(3770)$ - и D^\pm -мезонов и τ -лептона с лучшей в мире точностью.

PACS numbers: 13.25.Gv, 13.66.Bc, 13.66.Jn, 14.40.Lb, 14.60.Fg

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201401c.0075

Содержание

1. Введение (75).
2. Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-4 (76).
3. Детектор "Кедр" (77).
4. Измерение энергии коллайдера ВЭПП-4М (77).
 - 4.1. Измерение энергии и энергетического разброса методом резонансной деполяризации.
 - 4.2. Измерение энергии и энергетического разброса методом обратного комптоновского рассеяния.
5. Прецизионное измерение масс узких резонансов (80).
 - 5.1. Сечение аннигиляции в адроны в экспериментах по измерению масс узких резонансов.
 - 5.2. Определение средней энергии столкновения пучков.
 - 5.3. Определение энергии пучка в течение набора статистики.
 - 5.4. Систематические неопределённости расчёта сечения.
 - 5.5. Результаты измерения масс узких резонансов.
6. Измерение массы τ -лептона (82).
 - 6.1. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.
 - 6.2. Постановка эксперимента по определению массы τ -лептона.
 - 6.3. Результат измерения массы τ -лептона.
7. Измерение массы D-мезонов (85).
 - 7.1. Метод измерения масс D-мезонов.
 - 7.2. Эксперимент "Кедр" по измерению массы D-мезонов.

8. Измерение массы $\psi(3770)$ (86).
 - 8.1. Эксперимент по измерению параметров $\psi(3770)$.
 9. Заключение (87).
- Список литературы (87).

1. Введение

Эксперименты по прецизионному измерению параметров элементарных частиц были и остаются важной составляющей современной физики высоких энергий. В связи с этим становится понятной высокая актуальность прецизионных экспериментов по спектроскопии кваркония, результаты которых дают информацию о системе кварка и антикварка, что является стимулом для дальнейшего развития как теории сильного взаимодействия, так и теории поля в целом. И если в случае кваркония измерения масс прокладывают путь в ещё не освоенную область и служат ориентиром для теории, то точное определение массы τ -лептона необходимо для непосредственной проверки одного из принципов Стандартной модели — μ - τ -универсальности теории электрослабых взаимодействий.

В последнее десятилетие в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (ИЯФ СО РАН) проведён ряд экспериментов по прецизионному измерению масс элементарных частиц, при этом массы узких резонансов J/ψ и $\psi(2S)$ определены с беспрецедентно высокой точностью. Ключевую роль в этих экспериментах играет метод резонансной деполяризации (РД), разработанный и развитый в ИЯФ СО РАН [1, 2]. Работы, выполненные с детектором "Кедр" на ускорительном комплексе ВЭПП-4М¹, продолжают серию измерений масс связанных состояний тяжёлых кварков, начавшуюся более 30 лет назад в экспериментах с детекторами "Оля" [3] и МД-1 (МД — магнитный детектор) [4].

Е.Б. Левичев. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация;
Новосибирский государственный технический университет, просп. Маркса 20, 630092 Новосибирск, Российская Федерация
А.Н. Скринский. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
Ю.А. Тихонов, К.Ю. Тодышев. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация;
Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: todyshev@inp.nsk.su

Статья поступила 10 июля 2013 г.

¹ ВЭПП — аббревиатура от "встречные электрон-позитронные пучки".

Большинство успехов в исследовании процессов e^+e^- -аннигиляции достигнуто благодаря статистике, набранной на В-фабриках, обеспечивающих высокую светимость. В то же время существуют вопросы, ответы на которые могут быть получены только при применении уникальных экспериментальных методик, используемых в экспериментах на ВЭПП-4М. Совместное применение метода РД для абсолютной калибровки энергии ускорителя с рекордно высокой точностью и метода обратного комптоновского рассеяния (ОКР) для непрерывного контроля за энергией пучка электронов обеспечивает возможность проведения на ВЭПП-4М прецизионных измерений масс элементарных частиц.

В данной статье представлены результаты экспериментов по измерению масс мезонов J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$, D и τ -лептона, полученные коллаборацией "Кедр" в период 2002–2012 гг.

2. Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-4

Одним из основных инструментов исследования элементарных частиц в современной физике высоких энергий являются встречные пучки. Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-4 [5, 6] со встречными электрон-позитронными пучками, имеющий энергию от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс, позволяет решать обширный круг задач по физике высоких энергий, проводить исследования ядерных процессов на внутренней мишени, а также эксперименты с синхротронным излучением (СИ) и выведенным пучком тормозных меченых гамма-квантов. Ограничением возможностей комплекса является недостаточно высокая светимость, по величине которой ВЭПП-4М значительно уступает многим другим коллайдерам. В связи с этим экспериментальная программа детектора "Кедр" ориентирована на проведение прецизионных экспериментов по измерению масс элементарных частиц. Кроме того, благодаря уникальной системе регистрации рассеянных электронов возможны исследования двухфотонных процессов.

ВЭПП-4 был введен в эксплуатацию в 1979 г. С 1981 по 1985 гг. на ВЭПП-4 с детектором МД-1 [4] были проведены многочисленные исследования по физике ипсилон-мезонов, измерению R — отношения полного сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны к борновскому сечению e^+e^- -аннигиляции в пару мюонов — и двухфотонной физике [7–17]. В 1986–1994 гг. была проведена модернизация кольца для установки детектора "Кедр" и повышения светимости. Обновление комплекса позволило понизить минимальную рабочую энергию ускорителя до 1 ГэВ и сделало возможным проведение экспериментов по измерению R в более широкой области энергии.

Комплекс ВЭПП-4М (рис. 1) включает в себя коллайдер ВЭПП-4М, бустер-накопитель ВЭПП-3 и инжекционный комплекс, состоящий из линейного ускорителя электронов, системы конверсии, синхротрона Б-4 и каналов транспортировки пучков [18–21]. Основные параметры ВЭПП-4М приведены в табл. 1.

ВЭПП-4М имеет периметр 366 м и состоит из двух полуколец и двух прямолинейных промежутков, в одном из которых размещены ускоряющие резонаторы и система инжекции, а в другом — детектор "Кедр" и прочее экспериментальное оборудование. Для работы в режиме

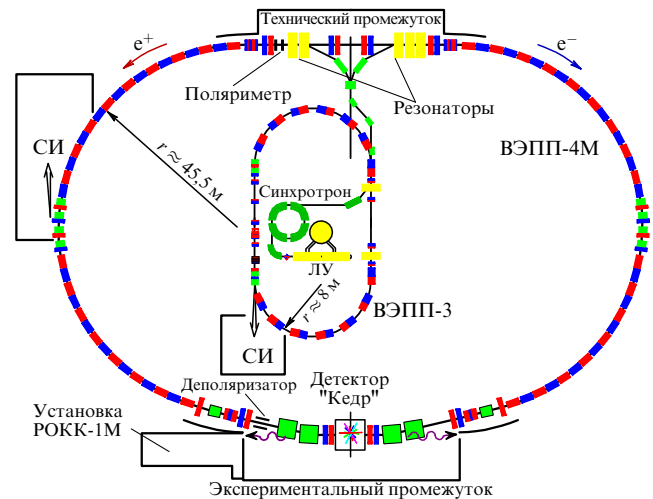


Рис. 1. Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-4. РОКК — аббревиатура от "рассеянные обратно комптоновские кванты", ЛУ — линейный ускоритель.

Таблица 1. Параметры ВЭПП-4М

Параметр	Значение
Периметр	366 м
Радиус поворота	34,5 м
Максимальная энергия	5,5 ГэВ
Коэффициент уплотнения орбит	0,017
Число сгустков	2×2
Бетатронные частоты, горизонтальная/вертикальная	8,54/7,58
Частота высокочастотной (ВЧ) системы	181,8 МГц
ВЧ-гармоника	222
Максимальное ВЧ-напряжение	5 МВ
Структурные функции в месте встречи	
Вертикальная бета-функция	0,05 м
Горизонтальная бета-функция	0,75 м
Горизонтальная дисперсия в месте встречи	0,80 м

встречи 2×2 сгустка в полукольцах установлены пластины электростатического разведения пучков. Две пары дипольных магнитов, расположенных в экспериментальном промежутке, и квадрупольные линзы финального фокуса представляют собой жёсткофокусирующий спектрометр для системы рассеянных электронов детектора "Кедр". Два дипольных и два градиентных вигглера позволяют управлять размерами пучка и декрементами затухания.

При работе ВЭПП-4М в режиме 2×2 сгустка при энергии пучка 2 ГэВ пиковая светимость составляет $3 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При энергии пучка выше 4 ГэВ светимость при существующей системе инжекции достигает примерно $2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Ввод в эксплуатацию нового инжекционного комплекса [22] позволит достигнуть при энергии пучка 5 ГэВ пиковой светимости до $8 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При этом, как показывает эксперимент, системы поперечной и продольной обратной связи, установленные на ВЭПП-4М, позволяют получить ток в одном сгустке до 40 мА. Существующий инжекционный комплекс, предназначенный для инжекции e^+ - и e^- -пучков в накопитель ВЭПП-3, работает с частотой повторения 1,5 Гц и включает в себя двухсекционный линейный ускоритель (ЛУ) (энергия до 50 МэВ) и синхротрон Б-4 (энергия до 350 МэВ). В режиме инжек-

ции электронов последние ускоряются в первой секции ЛУ, замедляются до энергии 7 МэВ в его второй секции и транспортируются в синхротрон Б-4 для дальнейшего ускорения и выпуска. В режиме инжекции позитронов электроны, ускоренные ЛУ до максимальной энергии 50 МэВ, попадают на вольфрамовую мишень-конвертер, рождающую электрон-позитронные пары. Позитроны с энергией 7 МэВ с помощью фокусирующей линзы-соленоида направляются в Б-4, где ускоряются до энергии 350 МэВ. После выпуска из синхротрона пучок инжектируется в бустерный накопитель ВЭПП-3 с параметрами: максимальная энергия 2 ГэВ, ток электронов до 150 мА, ток позитронов до 50 мА, периметр 75 м. Характерная скорость накопления электронов в ВЭПП-3 составляет $2-3 \text{ мА с}^{-1}$, скорость накопления позитронов — $30-50 \text{ мкА с}^{-1}$. Поскольку в ВЭПП-3 электронный и позитронный пучки движутся в одном направлении, чередование режимов накопления электронов и позитронов осуществляется переполюсованием магнитной системы.

3. Детектор "Кедр"

Универсальный детектор "Кедр" [23–25] с продольным магнитным полем разработан в ИЯФ СО РАН для проведения экспериментов на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М. Схема детектора представлена на рис. 2.

Детектор состоит из координатной системы, времяпролётной системы на основе сцинтилляционных счётчиков, электромагнитного калориметра, системы пороговых аэрогелевых счётчиков и мюонной системы на основе стриммерных трубок. Продольное магнитное поле величиной до 0,6 Тл, необходимое для определения знака заряда и импульса заряженных частиц, создаётся сверхпроводящим соленоидом. В координатную систему входят вершинный детектор и дрейфовая камера. Импульс-

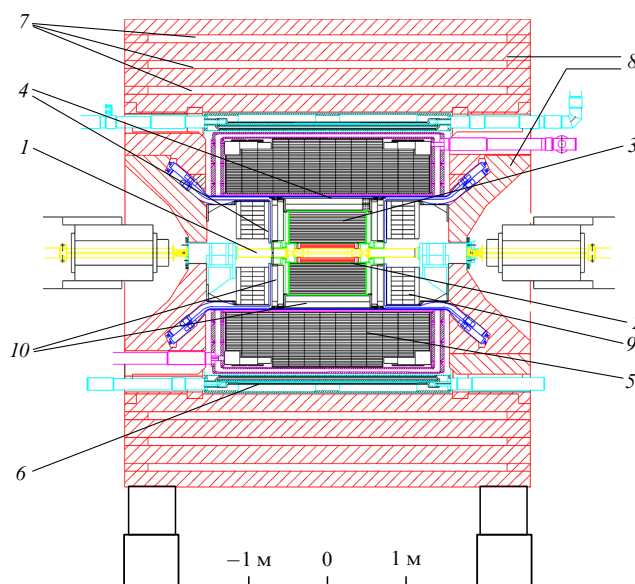


Рис. 2. Схема детектора "Кедр" (продольный разрез): 1 — вакуумная камера, 2 — вершинный детектор, 3 — дрейфовая камера, 4 — времяпролётная система, 5 — цилиндрический калориметр на основе жидкого криптона (LKr), 6 — обмотка магнита, 7 — мюонная система, 8 — ядро магнита, 9 — торцевой калориметр на основе кристаллов CsI, 10 — аэрогелевые черенковские счётчики.

ное разрешение трековой системы в поле величиной 0,6 Тл составляет $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp} = [0,03^2 + (0,02p_{\perp})^2]^{1/2}$, где поперечный импульс p_{\perp} выражен в единицах ГэВ/с. Электромагнитный калориметр состоит из цилиндрического LKr-калориметра (толщиной $14,8 X_0$, где X_0 — радиационная единица длины) массой 27 т и торцевого CsI-калориметра (толщиной $16,1 X_0$). Первый слой цилиндрического электромагнитного калориметра, используемый для определения координат фотонов и заряженных частиц, имеет структуру электродов, состоящую из чередующихся продольных и поперечных полос. Энергетическое разрешение криптонового калориметра при энергии 1,8 ГэВ составляет 3,0 %, при этом характерная величина пространственного разрешения равняется 1 мм. Для исследования двухфотонных процессов в состав детектора включены симметрично расположенные относительно места встречи пучков системы регистрации рассеянных электронов и позитронов, которые регистрируют частицы в диапазоне углов $0-0,01$ рад с энергиями, составляющими от 45 % до 98 % от энергии пучка.

Более подробное описание детектора "Кедр" представлено в работе [25].

4. Измерение энергии коллайдера ВЭПП-4М

Точность задания и измерения энергии коллайдера является ключевым вопросом при проведении прецизионного измерения масс элементарных частиц. При задании энергии эксперимента система управления вычисляет необходимые токи питания магнитов и линз ускорителя. Процедура вычисления осложнена тем, что большая часть магнитов ВЭПП-4М имеет совмещённые функции, т.е. их магнитное поле содержит дипольную, квадрупольную и секступольную компоненты. При изменении тока магнита могут изменяться орбита пучка, бетатронные частоты, хроматизм, поэтому алгоритм вычисления тока по заданной так называемой энергии установки основывается на результатах магнитных измерений и изучения поведения пучка при вариации токов магнитных элементов. Тем не менее отклонение энергии установки от истинной может достигать 2–5 МэВ в диапазоне энергии пучка 1–5 ГэВ. Воспроизводимость энергии ВЭПП-4М при гистерезисных циклах перемагничивания магнитной системы не превышает 0,2 МэВ в области J/ψ , стабильность энергии пучков во времени при неизменной энергии установки находится на уровне 0,1 МэВ, если не происходит существенного изменения других параметров коллайдера, в последнем случае наблюдаются "скачки" энергии величиной до 2 МэВ. Приведённые значения точности явно недостаточны для изучения узких резонансов, таких как J/ψ и $\psi(2S)$, и измерения массы рождающихся частиц, включая $\psi(3770)$ с полной шириной около 27 МэВ. Для обеспечения таких экспериментов на ВЭПП-4М реализованы прецизионная калибровка энергии пучков методом РД [1, 2, 26] и проведение менее точного, но более оперативного и не требующего предварительной поляризации пучка мониторинга энергии с помощью метода обратного комптоновского рассеяния (ОКР) [27–29].

4.1. Измерение энергии и энергетического разброса методом резонансной деполаризации

Метод РД, который был предложен [1] в ИЯФ в 1975 г., использовался в экспериментах по прецизионному изме-

рению масс мезонов: Φ [30], K^+ , K^- [31], K^0 [32], ω [33], J/ψ , ψ' [34, 35], Υ , Υ' , Υ'' [36–40] и Z -бозона [41]. Относительная точность измерения масс в этих экспериментах составила 10^{-4} – 10^{-5} [42]. Вопросы развития метода РД и опыта его применения в экспериментах с детектором "Кедр" на коллайдере ВЭПП-4М рассмотрены в работах [43–45].

Явление резонансной деполяризации родственно явлениям электронного и ядерного магнитных резонансов. Электроны и позитроны в накопительных кольцах могут спонтанно поляризоваться под действием синхротронного излучения (эффект Соколова–Тернова) [46], вектор поляризации при этом будет перпендикулярен плоскости орбиты. При движении электрона в магнитном поле спин прецессирует вокруг направления магнитного поля. В приближении плоской орбиты частота прецессии спина Ω зависит только от ларморовской частоты обращения частицы ω и релятивистского фактора γ :

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

где μ'/μ — отношение аномальной и нормальной компонент магнитного момента электрона, известное с точностью $2,7 \times 10^{-13}$ [47]. Частота обращения частиц в накопительных кольцах ω определяется частотой ускоряющего напряжения, и она может быть задана и измерена с высокой точностью. Поэтому определение энергии частицы сводится к измерению частоты прецессии спина Ω . Для этого на поляризованный пучок воздействуют внешним высокочастотным электромагнитным полем с частотой $\Omega_{\text{деп}}$, медленно изменяющейся со временем. При выполнении условия

$$\Omega \pm \Omega_{\text{деп}} = \omega n, \quad (2)$$

с любым целым n происходит деполяризация пучка. Измеряя частоту $\Omega_{\text{деп}}$ в момент деполяризации, можно измерить частоту прецессии спина и тем самым провести абсолютную калибровку энергии накопителя. Исчезновение поляризации регистрируется поляриметром — прибором, показания которого зависят от наличия поляризации пучка. На ВЭПП-4М для этого используется зависимость частоты внутрисгусткового рассеяния в пучке [48–50] от степени поляризации пучка.

Принципиальное ограничение точности измерения абсолютной энергии методом РД много меньше энергетического разброса в пучке. Теоретически достижимый предел точности, который определяется шириной распределения по частотам спиновых колебаний, находится на уровне менее 1 кэВ. Практическое ограничение на точность 1–2 кэВ связано с искажением замкнутой орбиты пучка, наличием продольного магнитного поля в области детектора и другими факторами, рассмотренными в работе [51].

При работе в области энергии чармония характерное время спонтанной поляризации значительно больше времени жизни пучка в ускорителе ВЭПП-4М, поэтому поляризация пучка проводится в накопителе ВЭПП-3, после чего пучок инжектируется в ВЭПП-4М без существенной потери степени поляризации.

Время такой радиационной поляризации, зависящее от куба среднего радиуса накопителя, в ВЭПП-4М очень велико, порядка 100 ч для энергии 1,8 ГэВ, однако наличие в составе комплекса бустерного накопителя

ВЭПП-3 с существенно меньшим радиусом позволяет за время, меньшее 1 ч, получать пучки с высокой степенью поляризации. Деполяризатор и поляриметр расположены в техническом промежутке ВЭПП-4М; для деполяризации используется поперечное высокочастотное электромагнитное поле. Частицы, покидающие пучок в результате внутрисгусткового рассеяния, регистрируются поляриметром, состоящим из двух пар сцинтилляционных счётчиков, вдвигаемых в медианной плоскости в вакуумную камеру накопителя. Для калибровки энергии используются два движущихся последовательно сгустка, один из которых поляризован, а другой — нет. Отношение $\delta \equiv f_1/f_2 - 1$, где f_1 и f_2 — скорости счёта потерь поляризованного и неполяризованного сгустков соответственно, возрастает скачком в момент деполяризации. Скорость счёта рассеянных частиц составляет 100–400 кГц при токе пучка 2–4 мА. В процессе измерения энергии производится сканирование по частоте деполяризатора с шагом 0,06 Гц с помощью синтезатора с собственной шириной линии около 10^{-4} Гц, управляемого компьютером. Скорость изменения частоты 0,6 Гц s^{-1} .

Характерный скачок относительной скорости счёта рассеянных электронов в момент резонансной деполяризации при энергии, равной массе $\psi(2S)$, и степени поляризации пучка более 70–80 % составляет примерно 1,5 % при статистической достоверности, лучшей 10 стандартных отклонений.

Типичная зависимость отношения скорости счёта ("деполяризационный скачок") показана на рис. 3. Линейное возрастание перед РД наблюдается из-за того, что для поляризованного и неполяризованного сгустков сечения внутрисгусткового рассеяния (а следовательно, потери частиц) различны.

Процесс РД является медленным по отношению к периоду синхротронных колебаний энергии частиц, что позволяет определить среднюю частоту прецессии спина и, соответственно, среднюю энергию частиц $\langle E \rangle$ точнее энергетического разброса пучка ($\sim 10^{-3}$). Усреднение происходит как по частицам пучка, так и по времени оборота.

Первоначальная схема регистрации тушековских пар электронов, обычно используемая в подобных экспериментах, требовала совпадения сигналов пар сцинтилляционных счётчиков. В 2004 г. был реализован режим прямого счёта, в котором таких совпадений не требова-

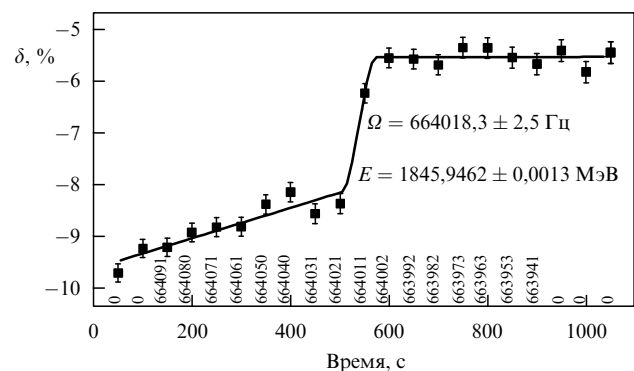


Рис. 3. Отношение δ скоростей счёта для поляризованного и неполяризованного пучков при проведении калибровки с помощью метода РД (2002 г.).

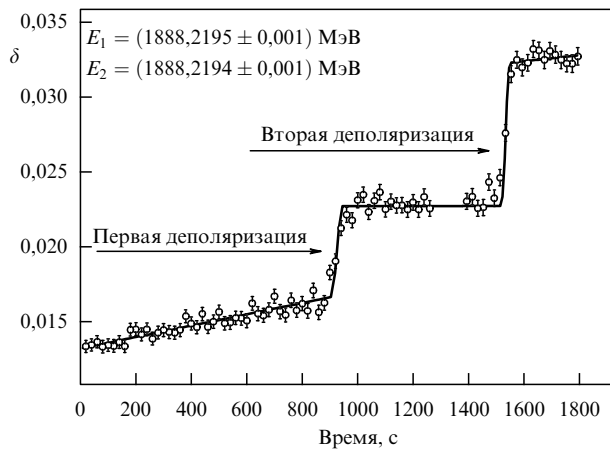


Рис. 4. Частичная деполяризация позволяет производить двукратное измерение энергии на одних пучках. Первое измерение проводится при сканировании вниз по энергии, а второе — при сканировании вверх по энергии (2004 г.).

лось, что значительно повысило эффективность регистрации событий внутрисгусткового рассеяния. В этом режиме скорость счёта тушековских электронов возросла более чем на порядок исходной величины, что сократило время, необходимое для калибровки энергии до приемлемого уровня. Кроме того, несмотря на повышение фоновой загрузки по сравнению с таковой в применявшейся ранее схеме, новая методика позволила проводить по два и даже по три измерения энергии на одних пучках со сканированием вверх и вниз по частоте деполяризатора. Для этого амплитуда деполяризатора подбиралась так, чтобы при каждом сканировании происходила лишь частичная деполяризация пучка (рис. 4). Такая методика исключает возникновение опасного источника неопределённости в измерении энергии, обусловленного возможностью деполяризации пучка на боковых гармониках из-за малых пульсаций тока магнитов с частотой 50 Гц. Следствием пульсаций может быть ошибка в определении энергии, кратная примерно 25 кэВ.

Вклад в неопределённость массы узких резонансов, связанный с точностью однократной калибровки, не превышает 2 кэВ, поскольку при определении энергии использовалось несколько калибровок РД с противоположным направлением изменения частоты деполяризатора.

Частичная деполяризация позволяет проводить двукратное измерение энергии с одними и теми же сгустками. Первое измерение проводится при сканировании вниз по энергии, а второе — при сканировании вверх.

4.2. Измерение энергии и энергетического разброса методом обратного комптоновского рассеяния

Достоинством метода РД является рекордно высокая точность определения энергии ($\sim 10^{-6}$), недостатком — долгая и сложная процедура получения поляризованных пучков, а также необходимость прерывать набор статистики для калибровки энергии. Для непрерывного контроля энергии реализован метод, основанный на обратном комптоновском рассеянии. Этот метод позволяет, хотя и с невысокой точностью (7–10%), измерять энергетический разброс пучка, что является также важным для изучения узких резонансов.

Метод ОКР был предложен на источниках синхротронного излучения BESSY-I ($E = 600$ МэВ) и BESSY-II² ($E = 1,7$ ГэВ) [27, 28]. В этих работах в нескольких совместных измерениях энергии методами ОКР и РД была продемонстрирована возможность определения энергии методом ОКР с точностью 4×10^{-5} . В измерениях с детектором "Кедр" на ВЭПП-4М метод ОКР впервые был применён для измерения энергии и энергетического разброса в пучке в экспериментах по физике элементарных частиц на встречных пучках [43–45]. Позднее специалисты ИЯФ установили оборудование, позволяющее реализовать метод ОКР для калибровки энергии на электрон-позитронном коллайдере BEPC-II³ в Китае [52]. В настоящее время ОКР используется для мониторинга энергии пучка и на втором коллайдере ИЯФ — ВЭПП-2000 [53].

Измеренная на краю спектра ОКР энергия гамма-квантов ω_{\max} позволяет определить энергию электрона в соответствии с

$$\varepsilon = \frac{\omega_{\max}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{m^2}{\omega_0 \omega_{\max}}} \right). \quad (3)$$

Установка по измерению энергии пучка методом ОКР состоит из двух основных частей: одночастотного CO₂-лазера промышленного изготовления с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм и энергией фотона $\omega_0 = 0,117$ эВ и детектора фотонов из высокочистого германия объёмом 120 мл (CANBERRA Analytical Instruments), охлаждённого до температуры жидкого азота, с энергетическим разрешением 0,04% при энергии ~ 5 МэВ. Для энергетической калибровки германиевого детектора используются радиоактивные источники: ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs, ²⁴Na. Энергии калибровочных пиков, лежащие в интервале от 0,6 до 2,7 МэВ, известны с точностью, лучшей, чем 4×10^{-6} .

Лазер мощностью 30 Вт имеет стабильность энергии излучаемых фотонов на уровне $\Delta\omega_0/\omega_0 \simeq 10^{-8}$. Излучение лазера с помощью системы зеркал и линз вводится в вакуумную камеру ВЭПП-4М через входное окно, изготовленное из кристалла ZnSe. При энергии электронного пучка 1,5–2,0 ГэВ край комптоновского спектра лежит в области 4–7 МэВ. Средняя скорость счёта комптоновских фотонов во время проведения эксперимента находилась на уровне 10 кГц, а загрузка от калибровочных изотопов составляла 1 кГц. Характерный спектр обратного рассеянных комптоновских фотонов и калибровочных линий от изотопов, набираемых во время измерения энергии, представлен на рис. 5. Край спектра, дающий информацию об энергии и разбросе энергий в пучке, показан на рис. 6.

Систематическая ошибка метода, найденная посредством сравнения с результатами измерения энергии методом РД, составила 60–70 кэВ. В рабочем режиме коллайдера для набора спектра и достижения статистической точности измерения энергии 100 кэВ требуется около 40 мин.

Одним из параметров, влияющих на наблюдаемое сечение, является энергетический разброс в пучке. При

² BESSY — от нем. Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung — Берлинское сообщество электронного накопительного кольца для синхротронного излучения.

³ BEPC — Beijing Electron-Positron Collider.

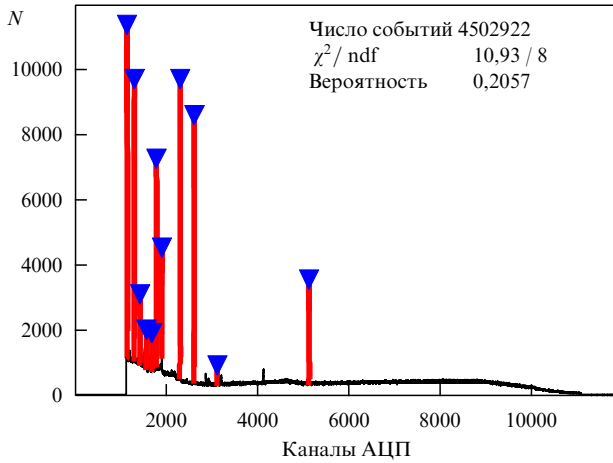


Рис. 5. Измеренный на ВЭПП-4М спектр ОКР. Вертикальные отрезки над гистограммой соответствуют энергии калибровочных изотопов. N — число событий в одном бине гистограммы. АЦП — аналого-цифровой преобразователь.

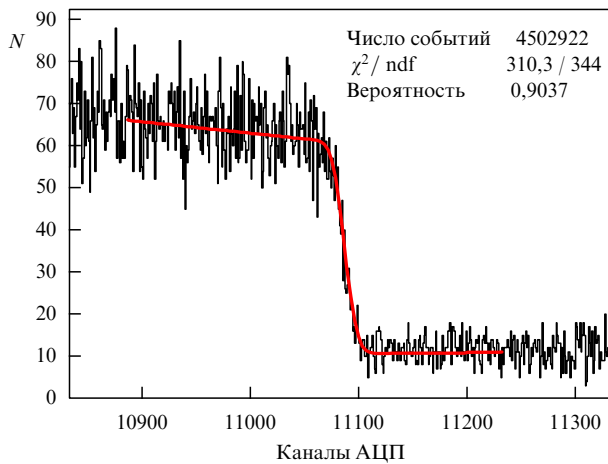


Рис. 6. Фрагмент края спектра вблизи ω_{\max} .

вычисления масс узких резонансов этот параметр находился непосредственно из подгонки формы резонанса, в других экспериментах стабильность разброса энергии в пучке контролировалась с помощью метода ОКР. Так, в эксперименте по измерению массы τ -лептона в 2004–2006 гг. было проведено три сканирования $\psi(2S)$ -мезона и одно сканирование J/ψ -мезона. Во время эксперимента стабильность разброса энергии в пучке контролировалась с помощью метода ОКР с точностью около 7%.

5. Прецизионное измерение масс узких резонансов

Мы рассматриваем вопрос об измерении масс узких резонансов J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов в отдельном разделе, поскольку в этом случае при достижении предельно возможной точности на первый план при анализе результатов измерений выходят систематические неопределённости, связанные с работой ускорительного комплекса.

5.1. Сечение аннигиляции в адроны

в экспериментах по измерению масс узких резонансов

Согласно работе [54], сечение однофотонной аннигиляции e^+e^- -пары в заданное конечное состояние с учётом

радиационных поправок может быть представлено в виде

$$\sigma(s) = \int dx \frac{\sigma_0((1-x)s)}{|1 - \Pi((1-x)s)|^2} \mathcal{F}(s, x), \quad (4)$$

где инвариант s соответствует квадрату энергии e^+e^- -пары в системе центра масс W , $\Pi(s)$ — полный оператор поляризации вакуума, $\sigma_0(s)$ — сечение процесса в борновском приближении. Ядро радиационных поправок $\mathcal{F}(s, x)$ вычислено в работе [54] с точностью около 0,1%, переменная x определяет долю s , потерянную в результате излучения начальными частицами фотонов и мягких e^+e^- -пар.

В маякофотонном приближении с учётом интерференции резонансного процесса с нерезонансным рождением адронов в однофотонном канале выражение (4) можно привести к виду [55]

$$\sigma(W) = \frac{12\pi}{W^2} (1 + \delta) \left[\frac{\Gamma_{ee}\Gamma_h}{\Gamma M} \text{Im} f(W) - \frac{2\alpha\sqrt{R}\Gamma_{ee}\Gamma_h}{3W} \lambda \text{Re} \frac{f^*(W)}{1 - \Pi_0} \right]. \quad (5)$$

Здесь Γ , Γ_{ee} и Γ_h — полная, электронная и адронная ширина соответственно; M — масса резонанса; α — постоянная тонкой структуры, $R = \sigma^h/\sigma^{\mu\mu}$; параметр λ характеризует силу интерференции в адронном сечении, $\lambda = 1$ для рождения мюонной пары, в партонной модели $\lambda \approx 0,38$ для J/ψ и $\lambda \approx 0,13$ для $\psi(2S)$; функция $f(W)$ определена ниже, а $f^*(W)$ — комплексно-сопряжённая к f функция.

Формула (5) восходит к работе [56], в которой впервые была рассмотрена интерференция в адронном сечении в области энергии узкого резонанса. Поправка δ получена в работе [54] в подходе структурных функций:

$$\delta = \frac{3}{4} \beta + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \beta^2 \left(\frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{1}{36} \ln \frac{W}{m_e} \right), \quad (6)$$

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right), \quad (7)$$

где m_e — масса электрона, а функция f определена как [57, 58]

$$f(W) = \frac{\pi\beta}{\sin \pi\beta} \left(\frac{W^2}{M^2 - W^2 - iM\Gamma} \right)^{1-\beta}. \quad (8)$$

Для подгонки резонанса используется свёртка сечения с квазигaussianовым распределением полной энергии столкновения, имеющего разброс по энергии в пучке σ_W :

$$G(W, W') = \frac{g(W - W')}{\sqrt{2\pi} \sigma_W} \exp \left[-\frac{(W - W')^2}{2\sigma_W^2} \right]. \quad (9)$$

Предэкспоненциальный фактор $g(W - W')$, зависящий от энергии столкновения, приближённо может быть записан в виде

$$g(W - W') = \frac{1 + a(W - W') + b(W - W')^2}{1 + b\sigma_W^2}. \quad (10)$$

Параметры a и b зависят от хроматизма бетатронной и дисперсионной функций в месте встречи пучков. Вторые

производные бетатронной и дисперсионной функций определить точно и надёжно не представляется возможным, поэтому коэффициент b в (10) освобождается при подгонке. Освободить параметр a при определении массы невозможно из-за резкого увеличения статистической ошибки. Неопределённость измерения массы, вызванная отличием предэкспоненциального фактора от единицы, обсуждается в разделе 5.2.

5.2. Определение средней энергии столкновения пучков

Выход резонансов с массой M при данной энергии коллайдера E определяется вероятностью e^+e^- -столкновений с инвариантной массой W , близкой к M . Не предполагая равенства энергий электронов и позитронов с учётом радиального углового θ_x и вертикального θ_y разбросов, а также энергетического разброса σ_E , после усреднения по импульсам частиц получаем [51]

$$\langle W \rangle_p \approx \langle E_+ + E_- \rangle - \frac{1}{2}(\theta_x^2 + \theta_y^2)E - \frac{\sigma_E^2}{2E} - \frac{(\langle E_+ \rangle - \langle E_- \rangle)^2}{4E}, \quad (11)$$

где E_+ и E_- — соответственно энергии позитронов и электронов. При работе ВЭПП-4М в области энергии ψ -мезонов можно принять, что $W = E_+ + E_-$; систематическая неопределённость такого приближения не превышает 0,3 кэВ [51].

Так как в течение эксперимента энергия электронов калибровалась методом РД, а в анализе использовалось предположение о равенстве энергий электронов и позитронов, $E_+ = E_-$, одной из существенных систематических погрешностей при измерении массы $\psi(2S)$ является возможная разница между энергиями электронов и позитронов.

Поскольку электроны и позитроны движутся в одном кольце ускорителя, различие их энергий определяется в основном слабым радиальным электрическим полем в ускоряющих резонаторах из-за смещения орбиты пучка относительно оси резонатора. Другим источником различия энергии электронов и позитронов, который приходилось учитывать, является скью-секступольная линза⁴, установленная на азимуте вертикального разведения пучков в области паразитного места встречи, так что магнитное поле для электронов и позитронов оказывается различным. Прямые измерения (более 20 экспериментов), в которых одновременно или поочерёдно измерялись энергии электронов и позитронов методом РД [59], позволили заключить, что разница между энергиями двух пучков не превышает 2–3 кэВ.

Ряд эффектов приводит к отличию среднего значения энергии W , полученного усреднением по распределению светимости, от суммы средних значений энергий электронов и позитронов. Основными из таких эффектов являются наличие малой (0,8 мм) вертикальной дисперсионной функции ψ_y в месте встречи, вызванной электростатическим разведением пучков в противоположном промежутке, и неточность сведения пучков Δ_y .

Дифференциальная светимость может быть представлена в виде

$$\frac{dL(E, W)}{dW} = \frac{f_r N_+ N_-}{4\pi\sigma_x(W/2)\sigma_y(W/2)} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{W - 2E}{\sigma_W} - \frac{\sigma_W \psi_y \Delta_y}{2E\sigma_y^2} \right)^2 - \frac{\Delta_y^2}{4\sigma_y^2} \right], \quad (12)$$

где f_r — частота обращения, N_+ и N_- — числа частиц в сгустках, Δ_y — прицельный параметр пучков, σ_x , σ_y — эффективные поперечные размеры пучка в месте встречи. Как видно из (12), вертикальное смещение пучков Δ_y в месте встречи, вызванное остаточным возмущением орбиты, связанным с разведением пучков, приводит к неравенству $\langle W \rangle_L = \int W dL(E, W) \neq 2E$. Одновременно из-за неточности нацеливания уменьшается светимость. До 2006 г. сведение пучков оператор производил вручную таким образом, чтобы отклонение светимости от максимальной оценивалось в $\sim 3\%$, что соответствует $\Delta_y \approx 2,5$ мкм при размере $\sigma_y \approx 7$ мкм и приводит к изменению энергии столкновения приблизительно на 20 кэВ. Вносимая рассматриваемым эффектом ошибка в массе, статистически подавленная большим числом независимых инжекций, в проведённых экспериментах не превышала 5 кэВ. Дальнейшее уменьшение этой ошибки было достигнуто в 2006 г. благодаря введению автоматической системы подстройки сведения пучков по максимальной светимости.

Как отмечалось, предэкспоненциальный фактор в (12) зависит от энергии столкновения из-за хроматизма бетатронной и дисперсионной функций в точке встречи пучков. Логарифмические производные по энергии бетатронных функций β_x и β_y определяются экспериментально. Производная ψ -функции оценивается посредством моделирования оптических функций ускорителя. Разложение предэкспоненциального фактора приводит к формуле (10). Коэффициент a определяется по формуле

$$a = \frac{1}{2} \frac{\beta_y'}{\beta_y} + \frac{1}{2} \frac{\beta_x'}{\beta_x} \frac{\sigma_{x,\beta}^2}{\sigma_{x,\beta}^2 + \sigma_{x,s}^2} + \frac{\psi'}{\psi} \frac{\sigma_{x,s}^2}{\sigma_{x,\beta}^2 + \sigma_{x,s}^2}. \quad (13)$$

Изменение массы, обусловленное влиянием квадратичной добавки, определённой формулой (10), при свободном параметре b не превышает 0,5 кэВ.

Такие эффекты, как изменение энергетического разброса, учёт потенциала встречного сгустка, вертикальное искажение орбиты, приводящее к нарушению соотношения (1), подробно рассмотрены в [51]. Вносимая ими систематическая неопределённость оценивается величиной от 1 до 2 кэВ.

5.3. Определение энергии пучка в течение набора статистики

Вследствие того что детектор "Кедр" работал на более низкой энергии, последовательность проведения калибровки энергии и набора статистики в экспериментах с детектором "Кедр" отличалась от таковой в экспериментах с МД-1 в области энергии Υ -мезонов, где калибровка энергии производилась на "рабочих пучках" непосредственно до или после набора статистики. В эксперименте "Кедр" энергия при наборе статистики рассчитывалась посредством интерполяции результатов калибровок.

⁴ Скью-секступольная (skew sextupole) линза — секступольная линза, повёрнутая относительно своей оси на некоторый угол, что приводит к появлению дополнительных мультипольных моментов и позволяет проводить более точную настройку бетатронных частот электронов и позитронов.

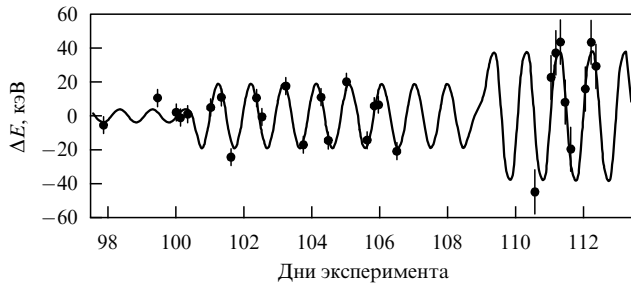


Рис. 7. Изменение энергии пучка ВЭПП-4М во времени, связанное с суточными колебаниями температуры.

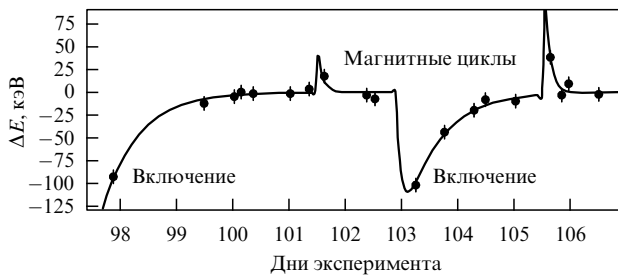


Рис. 8. Изменение энергии ускорителя ВЭПП-4М после включения и в течение магнитных циклов.

Процедура интерполяции данных метода РД учитывает изменение параметров ускорителя, таких как величина поля поворотных магнитов, измеренная датчиком ядерного магнитного резонанса, температура магнитов и т.д. Поскольку изменение энергии сгустков в значительной степени связано с температурными вариациями периметра коллайдера, существенную роль в точности интерполяции играет стабильность температуры всего ускорителя. В начале эксперимента, в 2002 г., использовалась воздушная система охлаждения кольца ускорителя. Характерные изменения энергии при заданной энергии установки в течение набора статистики представлены на рис. 7 и 8. На рисунке 7 показано регулярное изменение энергии ускорителя, связанное с суточными колебаниями температуры. Амплитуда колебаний возрастает от 4 кэВ в марте до 45 кэВ в мае. Рисунок 8 демонстрирует нерегулярное изменение энергии пучка при включении и во время перемагничивания элементов кольца ускорителя.

В 2004 г. была введена в эксплуатацию система водяного охлаждения коллайдера, работающая в режиме термостабилизации, что позволило существенно упростить процедуру определения энергии ускорителя.

Погрешность интерполяции энергии оценивалась по разнице между энергиями в различных вариантах интерполяции, использующих разные наборы параметров. Подробно процедура интерполяции и параметры, описывающие состояние ВЭПП-4, обсуждались в работах [51, 59]. Точность определения энергии при интерполяции составляет 7–20 кэВ [26], в зависимости от режима работы комплекса. В большинстве проведённых сканирований J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов систематическая неопределённость интерполяции не превышала 5 кэВ. При рассмотрении нескольких экспериментов, проведённых в разное время при различных условиях, ошибка, связанная с интерполяцией, уменьшается.

5.4. Систематические неопределённости расчёта сечения

Неопределённости масс узких резонансов, обусловленные погрешностью вычислений сечения по формуле (5) при заданном значении λ , не превышают 1 кэВ [55]. Однако, как можно заметить, при вычислении сечения существенную роль играет неопределённость самого параметра интерференции λ , задающего величину интерференции распадов резонанса и электромагнитного нерезонансного рождения адронов.

Оценки систематических неопределённостей масс узких резонансов, связанных со значением λ , основываются на изменениях значения масс при подгонке со свободным параметром λ . Альтернативный способ оценки заключается в сравнении видимых значений масс в адронном и мюонном каналах.

5.5. Результаты измерения масс узких резонансов

Во время сканирования данные набирались в нескольких точках кривой возбуждения резонанса. Сечение в области $\psi(2S)$ -резонанса показано на рис. 9, где приведены результаты трёх сканирований, выполненных в 2004–2006 гг.

Приведём значения масс J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов, полученные коллаборацией "Кедр" [51, 55]:

$$M_{J/\psi} = 3096,917 \pm 0,010 \pm 0,007 \text{ МэВ},$$

$$M_{\psi(2S)} = 3686,114 \pm 0,007 \pm 0,011_{-0,012}^{+0,002} \text{ МэВ}.$$

Указанная модельная неопределённость массы $\psi(2S)$, связанная с рассмотренными в разделе 5.4 предположениями об интерференции, получена в работе [55]. До проведения эксперимента "Кедр" точность измерения узких резонансов не превосходила 30 и 90 кэВ соответственно для J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов.

6. Измерение массы τ -лептона

Если точно известны масса τ -лептона, его время жизни и вероятность его распада на электрон, нейтрино и анти-

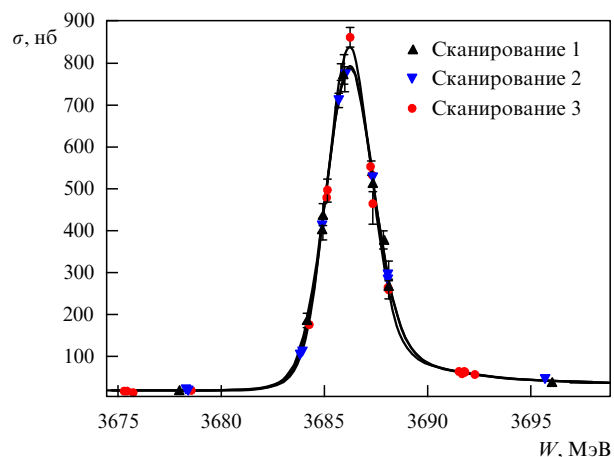


Рис. 9. Адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии для трёх сканирований $\psi(2S)$. Экспериментальные данные приведены с поправкой на эффективность восстановления событий, полученной из моделирования. Кривые — результаты подгонки. Разница между результатами трёх сканирований связана с различной в этих сканированиях величиной энергетического разброса: $\sigma_W = 1,08 \pm 0,02$, $\sigma_W = 1,06 \pm 0,01$ и $\sigma_W = 0,98 \pm 0,01$ МэВ соответственно.

нейтрино, то можно провести проверку принципа лептонной универсальности — одного из постулатов Стандартной модели, согласно которому константы взаимодействия равны между собой: $g_e \equiv g_\mu \equiv g_\tau$. Соотношения, в которые входят перечисленные параметры, могут быть представлены в виде

$$\left(\frac{g_\mu}{g_e}\right)^2 = 1,028 \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_\tau)}, \quad (14)$$

$$\left(\frac{g_\tau}{g_\mu}\right)^2 = 0,9996 \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \mathcal{B}(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau) \frac{m_\tau^5}{m_\mu^5}, \quad (15)$$

где Γ, \mathcal{B} — вероятности распадов.

В то время, когда планировался эксперимент с детектором "Кедр" по прецизионному измерению массы τ -лептона, значение массы τ -лептона, согласно данным Particle Data Group (PDG), составляло $M_\tau = 1776,99_{-0,26}^{+0,29}$ МэВ [60]. Из пяти результатов, которые были выбраны для вычисления PDG-значения массы τ -лептона, два — с детекторами DELCO (Direct Electron Counter) и BES (BEijing Spectrometer) — основывались на сканировании области порога рождения $\tau\bar{\tau}$ -пар, а остальные три — на использовании метода псевдомасс, впервые применённого в эксперименте Argus [61]. Несмотря на достаточно большое число измерений, PDG-значение массы τ -лептона практически полностью определялось одним измерением 1992 г. с детектора BES ($M_\tau = 1776,9_{-0,21}^{+0,18} {}_{-0,17}^{+0,25}$ МэВ) [62], поскольку другие измерения существенно уступали ему по точности. При этом анализ опубликованных данных детектора BES показал, что заявленная в эксперименте ошибка измерения массы τ -лептона может быть занижена в 1,5–2,0 раза [63].

Независимые измерения массы τ -лептона, выполненные коллаборациями "Кедр", Belle и BaBar в течение последних 10 лет, позволили полностью снять остроту указанных проблем. В настоящей статье мы остановимся на особенностях эксперимента "Кедр", что представляется интересным в контексте нового эксперимента по измерению массы τ -лептона, начатого в 2012 г. коллаборацией BES-III [64].

6.1. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ для энергии в системе центра масс W можно записать в виде

$$\sigma_{\text{th}}(W) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_W} \int dW' \exp\left[-\frac{(W-W')^2}{2\sigma_W^2}\right] \times \int dx F(x, W') \sigma(W' \sqrt{1-x}). \quad (16)$$

Здесь первый интеграл учитывает разброс энергии в системе центра масс σ_W , а второй — потери энергии на излучение в начальном состоянии [54], где

$$\sigma(W) = \frac{4\pi\alpha^2}{3W^2} \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} \frac{F(\beta)F_{\text{fsr}}(\beta)}{|1-P(W)|^2}. \quad (17)$$

Величина $\sigma(W)$ включает в себя поправку на кулоновское взаимодействие, имеющую вид

$$F(\beta) = \frac{\pi\alpha/\beta}{1 - \exp(-\pi\alpha/\beta)}, \quad (18)$$

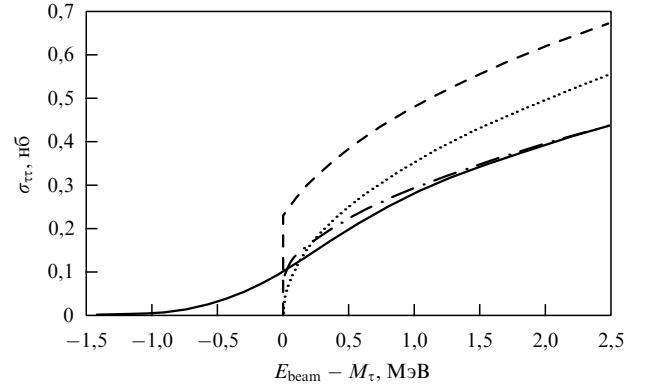


Рис. 10. Сечение $\sigma_{\tau\tau}$ процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ вблизи порога как функция энергии. Пунктирная кривая — борновское приближение, штриховая кривая получена с учётом поправок на кулоновское взаимодействие, излучение в конечном состоянии и поляризацию вакуума, штрихпунктирная кривая — с учётом поправок в начальном состоянии, сплошная кривая — с учётом разброса энергии в пучках.

а также поправку, обусловленную излучением в конечном состоянии $F_{\text{fsr}}(\beta)$ [65] и эффектом поляризации вакуума $|1 - P(W)|^2$. Величина

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{2M_\tau}{W}\right)^2} \quad (19)$$

равна скорости τ -лептона. Вследствие кулоновского взаимодействия τ -лептонов в конечном состоянии сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (17) имеет ступеньку при $W = 2M_\tau$ (рис. 10).

6.2. Постановка эксперимента по определению массы τ -лептона

В отличие от систематической погрешности в экспериментах по измерению масс узких резонансов, которая в значительной степени связана с точностью измерения энергии ускорителя, систематическая погрешность в экспериментах по измерению массы τ -лептона обусловлена в основном неточностью определения эффективности регистрации, измерения светимости и вклада фоновых событий. Для уменьшения систематической ошибки при выделении событий процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ в эксперименте "Кедр" были приняты максимально мягкие условия отбора, но при этом требовалось, чтобы фон был пренебрежимо малым. В этом случае для подгонки сечения σ_{th} в области порога рождения τ -лептона можно использовать функцию

$$\sigma_{\text{fit}}(W) = \sigma_{\text{bg}} + \varepsilon\sigma_{\text{th}}(W, M_\tau), \quad (20)$$

где ε — эффективность регистрации событий распадов τ -лептона, σ_{bg} — сечение фоновых процессов.

Для того чтобы в процессе анализа обеспечить выполнение вышеперечисленных требований, отбирались двутрековые события процессов

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

где с.с. (charge conjugate) означает зарядово-сопряжённые каналы распада. Как показано в работе [66], при наложении указанных условий отбора оставшийся фон, который в основном обусловлен двухфотонными событиями, слабо зависит от энергии.

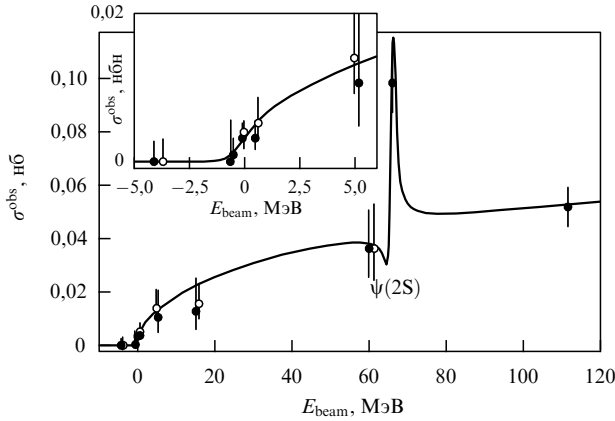


Рис. 11. Наблюдаемое сечение σ^{obs} процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ в зависимости от энергии пучка E_{beam} .

На пороге рождения τ -лептона производная сечения по энергии имеет максимум и, как следствие, статистика, набранная в этой области, определяет ошибку измерения массы τ -лептона. При планировании эксперимента был выбран следующий сценарий набора статистики: 70 % интеграла светимости \mathcal{L} набиралось в трёх точках по энергии: $E_{\text{beam}} = M_\tau - 0,5$ МэВ, M_τ и $M_\tau + 0,5$ МэВ. При этом M_τ принималась равной PDG-значению массы τ -лептона. Выбор интервала между пороговыми точками, равного 0,5 МэВ, с большой вероятностью приводил к нахождению измеряемой массы в этом диапазоне при существовавшей в то время неопределённости массы τ -лептона. Для измерения уровня фона σ_{bg} 15 % интеграла светимости было набрано ниже порога рождения τ -лептона, а оставшиеся 15 % — выше этого порога с целью измерения эффективности регистрации ε . Статистика, набранная выше порога рождения, была распределена по нескольким точкам для повышения устойчивости подгонки.

Эксперимент по измерению массы τ -лептона состоял из двух сканирований пороговой области с набором интеграла светимости $15,2 \text{ пб}^{-1}$ в девяти точках по энергии пучка в диапазоне 1772–1889 МэВ. В первом сканировании был набран интеграл светимости $6,7 \text{ пб}^{-1}$, а во втором — $8,5 \text{ пб}^{-1}$. Распределение интеграла светимости по точкам в каждом сканировании примерно соответствовало описанной ранее схеме. Зависимость измеренного сечения $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ от энергии показана на рис. 11.

Для получения массы τ -лептона измеренное число событий $N_{\tau^+\tau^-}$ в 9 точках по энергии в первом сканировании и в 11 точках во втором подгонялось с использованием метода максимального правдоподобия. Независимая подгонка статистики, набранной в обоих сканированиях пороговой области, показала, что эффективности регистрации, полученные в этих сканированиях, различаются, поэтому для получения массы τ -лептона по полной статистике в подгонку был введён дополнительный параметр, соответствующий эффективности регистрации во втором сканировании. При совместной подгонке статистики двух сканирований получено значение массы τ -лептона

$$M_\tau = 1776,69_{-0,19}^{+0,17} \text{ МэВ}.$$

6.3. Результат измерения массы τ -лептона

Систематические ошибки в измерениях массы τ -лептона, вызванные различными источниками, приведены в табл. 2. В эксперименте с детектором "Кедр" масса τ -лептона измерена с наилучшей в мире точностью. Получено значение массы

$$M_\tau = 1776,69_{-0,19}^{+0,17} \pm 0,15 \text{ МэВ}.$$

Как видно из табл. 2, основные вклады в систематическую ошибку массы связаны с определением эффективности регистрации и измерением светимости. Имеются основания предполагать, что доработка процедуры анализа и переобработка экспериментальных данных детектора "Кедр" позволит значительно уменьшить указанные систематические неопределённости.

Сравнение результатов различных экспериментов, используемых группой PDG, приведено на рис. 12.

В настоящее время основной вклад в табличное значение массы τ -лептона [47]

$$M_\tau = 1776,82 \pm 0,16 \text{ МэВ}$$

дают два пороговых эксперимента с детекторами BES и "Кедр" и два измерения с несколько меньшей точностью с детекторами Belle и BaBar, полученные методом псевдомассы. Все результаты хорошо согласуются между собой.

В будущих экспериментах для повышения точности проверки μ - τ -универсальности необходимо прежде всего улучшить точность измерения времени жизни τ -лептона и вероятности распада $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}_e}$, неопределённости

Таблица 2. Систематические ошибки при измерении массы τ -лептона

Источник систематической ошибки	δM_τ , кэВ
Стабильность эффективности регистрации	120
Стабильность измерения светимости	80
Измерение энергии пучка	35
Вычисление сечения (радиационные поправки, учёт интерференции $\psi(2S)$)	30
Измерение энергетического разброса	20
Зависимость фона от энергии	20
Нестабильность энергетического разброса	10
Квадратичная сумма	150

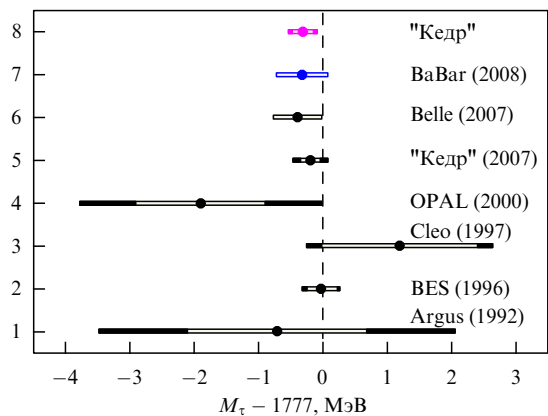


Рис. 12. Значения массы τ -лептона, включённые в таблицу свойств частиц [47] (OPAL — Omni-Purpose Apparatus at LEP (Large Electron-Positron collider)).

которых в настоящий момент вносят основной вклад в погрешность вычисления соотношения (15). Надо отметить, что надежды на существенное повышение точности измерения времени жизни τ -лептона в экспериментах Belle и BaBar не оправдались. Возможно, некоторого прогресса в измерении этой величины можно ожидать в экспериментах ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid) на Большом адронном коллайдере (LHC).

7. Измерение массы D-мезонов

Измерение масс D-мезонов, которое проводилось коллективом эксперимента "Кедр" в 2005 г., основывалось на анализе событий процесса $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$. Измерение массы D-мезонов, так же как и измерение массы τ -лептона, происходит вблизи порога рождения, но методика эксперимента совершенно иная. При анализе восстанавливается не форма сечения процесса, а инвариантная масса регистрируемых частиц. Благодаря точному измерению энергии РД-методом неопределённость калибровки энергии пучков пренебрежимо мала, что позволило провести анализ статистики без идентификации частиц.

7.1. Метод измерения масс D-мезонов

В эксперименте "Кедр" массы D-мезонов измерялись в процессе $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ вблизи порога с эксклюзивной реконструкцией одного из D-мезонов. D-мезоны реконструировались в распадах $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ и зарядово-сопряжённых.

Инвариантная масса D может быть вычислена как

$$M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{W}{2}\right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i\right)^2} \quad (21)$$

(так называемая ограниченная пучком масса (beam-constrained mass)), где W — суммарная энергия электрона и позитрона в системе центра масс, \mathbf{p}_i — импульсы продуктов распада D-мезона. Здесь используется то, что в распаде $\psi(3770)$ рождаются два D-мезона с одинаковой массой и, следовательно, их энергия равна $W/2$ (с точностью до радиационных поправок). Такая замена позволяет значительно улучшить точность реконструкции массы D-мезона по сравнению с точностью вычисления энергии из импульсов продуктов распада. Точность измерения M_D в одном событии выражается в виде

$$\sigma_{M_D}^2 \simeq \frac{\sigma_W^2}{4} + \left(\frac{p_D}{M_D}\right)^2 \sigma_p^2 = \frac{\sigma_W^2}{4} + 0,02\sigma_p^2. \quad (22)$$

Вклад импульсного разрешения в точность измерения массы значительно подавлен вследствие 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 реконструкции D-мезонов необходимо отбирать события с M_{bc} в области массы D. Существует и дополнительная переменная, с помощью которой удобно выделять события распада D, — это разница энергий D-мезона и пучка:

$$\Delta E = \sum_i \sqrt{m_i^2 + p_i^2} - E_{\text{beam}}. \quad (23)$$

Для событий распада D-мезонов должно выполняться условие $\Delta E \approx 0$. В настоящем анализе отбираются события в достаточно широкой области по переменным M_{bc} и ΔE вблизи $M_{bc} \sim M_D$ и $\Delta E \sim 0$, а затем проводится подгонка плотности событий в этих переменных с учётом фона; одним из параметров подгонки является масса D-мезона.

7.2. Эксперимент "Кедр" по измерению массы D-мезонов

Набор статистики в эксперименте "Кедр" по измерению массы D-мезонов проводился в области максимума резонанса $\psi(3770)$; за время эксперимента был набран интеграл светимости $0,9 \text{ пб}^{-1}$.

Сечение $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ в указанной области, измеренное коллаборацией Cleo [67], равно $6,57 \pm 0,04 \pm 0,10$ нб при $E = 3774$ МэВ. Сечение рождения пары нейтральных D-мезонов составляет $\sigma(D^0\bar{D}^0) = 3,66 \pm 0,03 \pm 0,06$ нб, для пары заряженных D-мезонов сечение $\sigma(D^+D^-) = 2,91 \pm 0,03 \pm 0,05$ нб. Было восстановлено около 100 искомым событий в нейтральной моде и 110 событий в заряженной.

Точность реконструкции импульса даёт непосредственный вклад в точность измерения массы D. Абсолютная калибровка шкалы импульсов осуществлялась по тому же набору событий, который использовался в анализе, заданием требования обнуления среднего значения ΔE . 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 неопределённости в измерении масс D^0 - и D^\pm -мезонов приведены в табл. 3. Получены следующие значения масс D-мезонов:

$$M_{D^0} = 1865,30 \pm 0,33 \pm 0,23 \text{ МэВ}, \quad (24)$$

$$M_{D^\pm} = 1869,53 \pm 0,49 \pm 0,20 \text{ МэВ}.$$

В 2007 г. коллаборацией Cleo была измерена масса D^0 в распаде $D^0 \rightarrow \phi K_S^0$ [68]:

$$M(D^0) = 1864,847 \pm 0,150 \pm 0,095 \text{ МэВ}. \quad (25)$$

На настоящий момент измерение Cleo определяет точность в среднем мировом значении массы D^0 [47], кроме того, масса заряженного D-мезона определяется через массу D^0 и разницу масс $M_{D^\pm} - M_{D^0}$ значительно точнее, чем при её непосредственном определении.

Остальные измерения масс D-мезонов, используемые в расчётах PDG, имеют значительно меньшую точность.

Таблица 3. Систематические ошибки в измерении масс D^0 - и D^\pm -мезонов

	δM_{D^0} , МэВ	δM_{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
Учёт 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 $D\bar{D}$ -фона	0,03	0,06
Калибровка энергии пучков	0,01	0,01
Квадратичная сумма	0,23	0,20

Они были выполнены в эксперименте Mark-II на e^+e^- -коллайдере SPEAR (Stanford Positron-Electron Asymmetric Rings) [69] и коллаборацией ACCMOR (Amsterdam – CERN – Cracow – Munich – Oxford – Rutherford) в эксперименте с фиксированной мишенью [70]. В обоих экспериментах доминирует систематическая ошибка, связанная, в частности, в измерении Mark-II с точностью калибровки энергии пучков.

В настоящее время наш результат для массы заряженного D-мезона является наиболее точным измерением. Набранная экспериментальная статистика не позволила эксперименту "Кедр" конкурировать с Cleo по точности измерения массы D^0 , но полученное в эксперименте "Кедр" значение массы D^0 важно для дополнительной проверки, так как измерение было выполнено методом, отличающимся от использовавшегося в Cleo.

8. Измерение массы $\psi(3770)$

Выполненное коллаборацией "Кедр" измерение параметров $\psi(3770)$ -резонанса вызывает интерес прежде всего благодаря демонстрации и анализу проблем, связанных как с интерпретацией данных, которые вовлекаются в анализ экспериментально измеренных сечений в области состояний чармония, так и с теоретическим обоснованием применимости брейт-вигнеровской амплитуды для широких резонансов.

В большинстве экспериментальных работ по измерению параметров $\psi(3770)$ интерференция резонансной и нерезонансной амплитуд процесса рождения $D\bar{D}$ -пар игнорировалась, кроме того, в основном рассматривался простейший вид формфактора в процессе нерезонансного рождения $D\bar{D}$ -пар, что привело к значительному систематическому смещению измеренной массы резонанса. Некоторые из перечисленных вопросов были исследованы при анализе статистики эксперимента, представленного в настоящей статье.

8.1. Эксперимент по измерению параметров $\psi(3770)$

В эксперименте "Кедр" было проведено три совместных сканирования в области энергии $\psi(2S)$ - и $\psi(3770)$ -резонансов; набранный интеграл светимости составил около $2,6 \text{ пб}^{-1}$. Измерение энергии ускорителя в течение сканирований, как и в остальных упомянутых экспериментах, осуществлялось методами РД и ОКР.

Параметры $\psi(3770)$ -резонанса определялись совместной подгонкой трёх сканирований. Процедура подгонки подробно описана в работах [55, 71]. Результаты для вклада, ассоциированного с распадами $\psi(3770)$ и нерезонансным рождением $D\bar{D}$ -пар, приведены на рис. 13.

В предположении векторной доминантности основная часть сечения в области $\psi(3770)$ определяется суммой вкладов векторных резонансов, распадающихся в $D\bar{D}$ -пару. При анализе статистики детектора "Кедр" использовалось упрощение указанной модели, в котором формфактор рождения D-мезона описывается суммой вкладов $\psi(2S)$, $\psi(3770)$ и постоянного слагаемого, соответствующего вкладу более удалённых резонансов. Найдено следующее значение массы резонанса:

$$M_{\psi(3770)} = 3779,2^{+1,8}_{-1,7} \text{ МэВ.}$$

Основные источники систематической неопределённости массы приведены в табл. 4.

Таблица 4. Систематическая неопределённость основных параметров $\psi(3770)$ и нерезонансного сечения $D\bar{D}$ (приведены результаты для двух решений)

Источник	$\delta M_{\psi(3770)}$, МэВ
Неопределённости теоретического характера и "внешних" параметров	
$B_{D\bar{D}}$	+0,0 -0,5
Характерный радиус взаимодействия R_0 в $\Gamma(W)$	0,30
$\Gamma_{D^0\bar{D}^0}/\Gamma_{D^+\bar{D}^-}$	0,10
Массы D , \bar{D}	0,06
Сечение $D\bar{D}\pi$	0,15
Детекторные и ускорительные неопределённости	
Нестабильность эффективности	0,03
Критерии отбора	0,30
Фон	0,06
Измерение светимости	0,10
Определение энергии	0,03
Квадратичная сумма	+0,48 -0,69

Для оценки модельной зависимости параметров $\psi(3770)$ проводилась подгонка с использованием альтернативных моделей поведения нерезонансного формфактора, не основанных на предположении векторной доминантности. Итоговое значение массы $\psi(3770)$ -резонанса, полученное в эксперименте "Кедр":

$$M = 3779,2^{+1,8}_{-1,7} \text{ МэВ.}$$

Сравнение результатов нашего измерения с результатами аналогичных экспериментов [72–76] демонстрирует, что игнорирование интерференции при изучении процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны приводит к занижению реальной массы резонанса. В экспериментах на В-фабриках [77–80] эта тенденция менее выражена и результаты измерения массы $\psi(3770)$ попадают в промежуточную об-

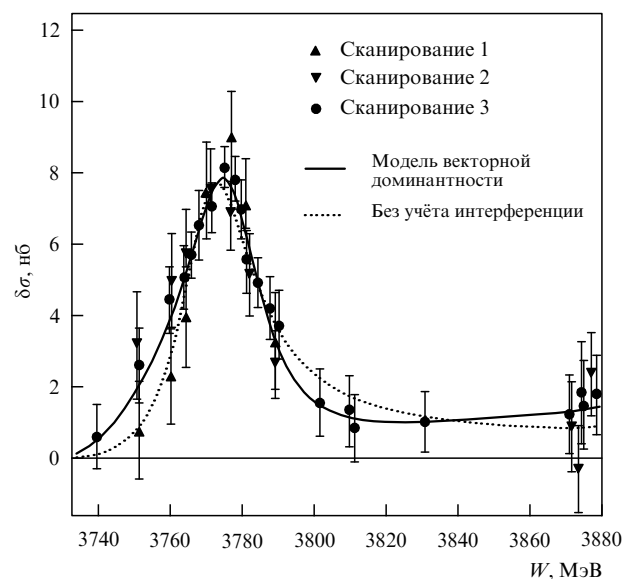


Рис. 13. Вклад $\delta\sigma$ в сечение $e^+e^- \rightarrow$ адроны, ассоциированный с распадами $\psi(3770)$ и нерезонансным рождением $D\bar{D}$ -пар. Кривые соответствуют совместной подгонке трёх сканирований в модели векторной доминантности и без учёта интерференции. При подгонке сечения учитывались радиационные поправки.

ласть, что, возможно, объясняется как особенностями анализа, менее чувствительного к учёту интерференции, так и погрешностями измерений.

Интерференция $\psi(3770)$ с нерезонансным рождением $D\bar{D}$ приводит к двум возможным комбинациям фазы и лептонной ширины при неизменной массе. Рассмотрение этого интересного результата — двузначности решения — выходит за рамки данной статьи. Но хотелось бы отметить, что для определения "истинного" решения требуются как дополнительные теоретические изыскания, так и новые экспериментальные исследования с более точным определением вероятностей нейтральной и заряженной мод процесса $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$ и возможных эксклюзивных распадов $\psi(3770)$ в "не- $D\bar{D}$ -состояние".

9. Заключение

За последнее десятилетие в ИЯФ СО РАН выполнен ряд экспериментов по прецизионному измерению масс элементарных частиц, в которых был достигнут беспрецедентно высокий уровень точности. Представленные в настоящей статье эксперименты, которые направлены на решение различных физических проблем, отличаются друг от друга как постановкой, так и методикой анализа. В то же время достигнутая высокая точность полученных результатов во многом связана с реализованными методами измерения энергии пучка, позволившими на новом уровне осуществлять контроль абсолютной энергии ускорителя.

Следует отметить, что эксперименты по измерению массы τ -лептона и масс D -мезонов имеют перспективы дальнейшего повышения точности в ближайшем будущем. В экспериментах по измерению масс узких резонансов быстрого значительного прогресса ожидать не приходится, и, скорее всего, результаты коллаборации "Кедр" по измерению масс состояний чармония надолго останутся в первых строках таблиц характеристик элементарных частиц. Повышение точности измерения параметров $\psi(3770)$ связано с необходимостью увеличения статистики и развитием теоретических моделей описания состояний чармония, находящихся выше порога рождения D -мезонов. Только прогресс в обоих направлениях позволит достоверно определить характеристики $\psi(3770)$.

Авторы благодарят всех участников экспериментов с детектором "Кедр" на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-4, отмечая при этом особо важную роль в подготовке и проведении обсуждаемых экспериментов В.Е. Блинова, А.В. Богомякова, С.А. Никитина, И.Б. Николаева, А.О. Полуэктова, Г.М. Тумайкина и А.Г. Шамова.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 11-02-00558а, 11-02-01064а, 12-02-01076а), а также гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ НШ-5320.2012.2.

Список литературы

1. Bukin A D et al., in *Vth Intern. Symp. on High Energy Physics and Elementary Particle Physics, Warsaw, 1975*, p. 138
2. Derbenev Y S et al. *Part. Accelerators* **10** 177 (1980)
3. Zholentz A A et al. *Phys. Lett. B* **96** 214 (1980)
4. Baru S E et al. *Phys. Rep.* **267** 71 (1996)
5. Anashin V V et al., in *VEPP-4M Collider: Status and Plans, Proc. of EPAC'98, Stockholm* (1998) p. 400
6. Алешаев А Н и др., Препринт № 2011-20 (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2011)
7. Artamonov A S et al. *Phys. Lett. B* **118** 225 (1982)
8. Artamonov A S et al. *Phys. Lett. B* **137** 272 (1984)
9. Baru S E et al. *Z. Phys. C* **30** 551 (1986)
10. Baru S E et al. *Z. Phys. C* **54** 229 (1992)
11. Baru S E et al. *Z. Phys. C* **42** 505 (1989)
12. Blinov A E et al. *Phys. Lett. B* **245** 311 (1990)
13. Blinov A E et al. *Z. Phys. C* **49** 239 (1991)
14. Baru S E et al. *Z. Phys. C* **48** 581 (1990)
15. Блинов А Е и др. *ЯФ* **44** 626 (1986)
16. Blinov A E et al. *Z. Phys. C* **53** 33 (1992)
17. Baru S E et al. *Z. Phys. C* **53** 219 (1992)
18. Skrinsky A N *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **598** 1 (2009)
19. Anashin V V et al., in *VEPP-4M Collider: Status and Plans, Proc. of EPAC'98, Stockholm* (1998) p. 400
20. Smaluk V V (for the VEPP-4 team), in *Accelerator Physics Issues of the VEPP-4M at Low Energy, Proc. of EPAC 2004, Luzern* (2004) p. 749
21. Blinov V E et al., in *Status of VEPP-4M Collider: Current Activity and Plans, Proc. of the XIX Intern. Workshop on Charged Particle Accelerators, Alushta, Crimea* (2005)
22. Alexandrov A V et al., in *Proc. of the XVIII Intern. Linear Accelerator Conf., 26–30 August 1996, Geneva, Switzerland, 15 November* (CERN 96-07) Vol. 2 (1996) p. 821
23. Anashin V V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **478** 420 (2002)
24. Анашин В В и др., Препринт № 2010-40 (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2010)
25. Анашин В В и др. *ЭЧАЯ* **44** 1264 (2013) [Anashin V V et al. *Phys. Part. Nucl.* **44** 657 (2013)]
26. Blinov V E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **494** 81 (2002)
27. Klein R et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **384** 293 (1997)
28. Klein R et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **486** 545 (2002)
29. Muchnoi N Yu, Nikitin S A, Zhilich V N *Conf. Proc. C060626* 1181 (2006)
30. Букин А Д и др. *ЯФ* **27** 976 (1978) [Bukin A D et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **27** 516 (1978)]
31. Barkov L M et al. *Nucl. Phys. B* **148** 53 (1979)
32. Барков Л М и др. *ЯФ* **46** 1088 (1987) [Barkov L M et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **46** 630 (1987)]
33. Барков Л М и др. *Письма в ЖЭТФ* **46** 132 (1987) [Barkov L M et al. *JETP Lett.* **46** 164 (1987)]
34. Жолентц А А и др. *ЯФ* **34** 1471 (1981)
35. Zholentz A A et al. *Phys. Lett. B* **96** 214 (1980)
36. Artamonov A S et al. *Phys. Lett. B* **118** 225 (1982)
37. Artamonov A S et al. *Phys. Lett. B* **137** 272 (1984)
38. Baru S E et al. *Z. Phys. C* **30** 551 (1986); *Z. Phys. C* **32** 622 (1986)
39. MacKay W W et al. *Phys. Rev. D* **29** 2483 (1984)
40. Barber D P et al. *Phys. Lett. B* **135** 498 (1984)
41. Arnaudon L et al. (The Working Group on LEP Energy, The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL) *Phys. Lett. B* **307** 187 (1993)
42. Скринский А Н, Шатунов Ю М *УФН* **158** 315 (1989) [Skrinskii A N, Shatunov Yu M *Sov. Phys. Usp.* **32** 548 (1989)]
43. Blinov V E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **598** 23 (2009)
44. Bogomyagkov A V et al., in *Proc. of EPAC 2006, Edinburgh, UK*
45. Blinov V E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **494** 81 (2002)
46. Соколов А А, Тернов И М *ДАН СССР* **153** 1052 (1963) [Sokolov A A, Ternov I M *Sov. Phys. Dokl.* **8** 1203 (1964)]
47. Beringer J et al. (Particle Data Group) *Phys. Rev. D* **86** 010001 (2012)
48. Bernardini C et al. *Phys. Rev. Lett.* **10** 407 (1963)
49. Середняков С И и др. *ЖЭТФ* **71** 2025 (1976) [Serednyakov S I et al. *Sov. Phys. JETP* **44** 1063 (1976)]
50. Serednyakov S I et al. *Phys. Lett. B* **66** 102 (1977)
51. Aulchenko V M et al. (KEDR Collab.) *Phys. Lett. B* **573** 63 (2003)
52. Achasov M N et al., arXiv:0804.0159
53. Berkaev D et al., in *Proc. of RUPAC2012*
54. Кураев Е А, Фадин В С *ЯФ* **41** 733 (1985) [Kuraev E A, Fadin V S *Sov. J. Nucl. Phys.* **41** 466 (1985)]
55. Anashin V V et al. (KEDR Collab.) *Phys. Lett. B* **711** 280 (2012)

56. Азимов Я И и др. *Письма в ЖЭТФ* **21** 378 (1975) [Azimov Ya I et al. *JETP Lett.* **21** 172 (1975)]
57. Cahn R N *Phys. Rev. D* **36** 2666 (1987); *Phys. Rev. D* **40** 922 (1989)
58. Todyshev K Yu, arXiv:0902.4100
59. Никитин С А, Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2007)
60. Eidelman S et al. (Partical Data Group) *Phys. Lett. B* **592** 1 (2004)
61. Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Phys. Lett. B* **292** 221 (1992)
62. Bai J Z et al. (BES Collab.) *Phys. Rev. D* **53** 20 (1996)
63. Shamov A G (KEDR Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **144** 113 (2005)
64. Guangshun Huang et al. (BESIII Collab.), arXiv:1209.4813
65. Voloshin M B *Phys. Lett. B* **556** 153 (2003)
66. Anashin V V et al. (KEDR Collab.) *Письма в ЖЭТФ* **85** 429 (2007) [*JETP Lett.* **85** 347 (2007)]
67. Dobbs S et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **76** 112001 (2007)
68. Cawfield C et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **98** 092002 (2007)
69. Schindler R H et al. *Phys. Rev. D* **24** 78 (1981)
70. Barlag S et al. *Z. Phys. C* **46** 563 (1990)
71. Anashin V V et al. (KEDR Collab.) *Phys. Lett. B* **711** 292 (2012)
72. Rapidis P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** 526 (1977)
73. Bacino W et al. *Phys. Rev. Lett.* **40** 671 (1978)
74. Shindler R H et al. *Phys. Rev. D* **21** 2716 (1980)
75. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Lett. B* **652** 238 (2007)
76. Ablikim M et al. (BES Collab.) *Phys. Lett. B* **660** 315 (2008)
77. Chistov R et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 051803 (2004)
78. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **77** 011102(R) (2008)
79. Brodzicka J et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 092001 (2008)
80. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **76** 111105(R) (2007)

High precision particle mass measurements using the KEDR detector at the VEPP-4M collider

E.B. Levichev

G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation; Novosibirsk State Technical University, prosp. Marksa 20, 630092 Novosibirsk, Russian Federation

A.N. Skrinsky

G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

Yu.A. Tikhonov, K.Yu. Todyshev

*G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation; Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: todyshev@inp.nsk.su*

A review is presented of experiments performed with the KEDR detector at the VEPP-4M accelerator complex for precision measurement of particle masses. The resonant depolarization method, proposed in 1975 at the G.I. Budker Institute of Nuclear Physics of the RAS Siberian Branch for measuring the beam energy, has undergone further development in the described experiments — an unprecedented precision of 5×10^{-7} has been achieved. Application of this method together with measurement of the Compton backscattering energy has allowed a series of experiments to be carried out which provided the world's most accurate mass values for the J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$, and D^\pm mesons and for the τ lepton.

PACS numbers: 13.25.Gv, 13.66.Bc, 13.66.Jn, 14.40.Lb, 14.60.Fg

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201401c.0075

Bibliography — 80 references

Received 10 July 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (1) 75–88 (2014)

Physics–Uspekhi **57** (1) (2014)