

*На правах рукописи*

**СУХАРЕВ Андрей Михайлович**

**ИЗМЕРЕНИЕ ПРОИЗВЕДЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОННОЙ ШИРИНЫ  
НА ВЕРОЯТНОСТЬ РАСПАДА  
В ПАРУ МЮОНОВ  $\psi(2S)$ -МЕЗОНА**

**01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц**

**АВТОРЕФЕРАТ**

**диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

**Новосибирск–2018**

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

#### НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

Тихонов — доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск.  
Юрий  
Анатольевич

#### ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

Арбузов — доктор физико-математических наук, профессор РАН, Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, начальник сектора №5 Научного отдела теории фундаментальных взаимодействий Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова.  
Андрей  
Борисович

Мизюк — доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, главный научный сотрудник.  
Роман  
Владимирович

#### ВЕДУЩАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ:

Федеральное государственное бюджетное учреждение Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», г. Протвино.

Защита диссертации состоится «05» октября 2018 г. в «15:00» часов на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Адрес: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан «02» августа 2018 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
д.ф.-м.н., профессор, чл.-корр. РАН

В. С. Фадин

# ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Свойства узкого  $\psi(2S)$ -резонанса, в частности, полная и лептонная ширины, определяются главным образом сильным взаимодействием, что делает его сравнительно простым и удобным объектом для изучения в рамках квантовой хромодинамики (КХД). Теоретические предсказания его параметров могут основываться на различных потенциальных моделях или вычисляться в рамках КХД на решётках, и для их проверки необходимы экспериментальные измерения. Значения электронной ширины узких резонансов требуются при использовании правила сумм для определения массы  $c$ -кварка. Используя лептонную ширину и соответствующую вероятность распада, можно получить полную ширину резонанса наиболее точно. На сегодняшний день не существует актуальных измерений  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  для  $\psi(2S)$ -мезона. В данной работе проводится такое измерение, и с его использованием получается самое точное на сегодня значение электронной ширины  $\psi(2S)$ .

**Цель работы** состояла в обеспечении возможности эффективного использования мюонной системы детектора КЕДР в физическом анализе, измерении с детектором КЕДР параметра  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$   $\psi(2S)$ -мезона и получении электронной ширины  $\psi(2S)$ .

**Личный вклад автора.** Приведенные результаты получены автором лично или при его определяющем вкладе.

**Научная новизна.** В опубликованных Particle Data Group (PDG) таблицах свойств  $\psi(2S)$  отсутствуют упоминания об измерениях параметров  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ . Таким образом, проведённое в данной работе измерение  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  является единственным актуальным на сегодня.

Значение электронной ширины  $\Gamma_{ee} [\psi(2S)]$ , полученное в работе, согласуется с результатами предыдущих измерений и является в настоящее время самым точным.

Эти и многие другие обладающие научной новизной результаты детектора КЕДР получены с использованием мюонной системы, которой посвящена часть данной работы.

**Научная и практическая ценность работы.** Результаты измерений могут быть использованы при проведении экспериментов по физике элементарных частиц и обработке их результатов, при разработке и проверке различных теоретических гипотез и моделей, а также для вычисления других параметров частиц.

Опыт, полученный при создании и эксплуатации мюонной системы детектора КЕДР, может быть полезен при проектировании как мюонных

систем новых детекторов для экспериментов по физике элементарных частиц, так и регистрирующих систем других экспериментов.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

- Разработка программного обеспечения мюонной системы детектора КЕДР, включающего процедуры калибровки и определения статусов каналов системы, а также моделирование и реконструкцию событий в системе. Обеспечение эксплуатации мюонной системы детектора КЕДР на протяжении более десяти экспериментальных сезонов, достижение ожидаемых параметров системы, ввод в эксплуатацию торцевой части мюонной системы.
- Измерение произведения электронной ширины на вероятность распада в пару мюонов  $\psi(2S)$ -мезона.
- Получение с лучшей на данный момент точностью электронной ширины  $\psi(2S)$ .

**Апробация работы.** Материалы диссертации были представлены в ноябре 2007 года, декабре 2008 года, ноябре 2011 года на сессиях-конференциях Секции ядерной физики Отделения физических наук Российской академии наук, а также на международных конференциях International Workshop on  $e^+e^-$  Collisions From Phi to Psi (Frascati, Italy, 2008), International Workshop on  $e^+e^-$  Collisions From Phi to Psi (Rome, Italy, 2013), Instrumentation for Colliding Beam Physics (Новосибирск, Россия, 2014), International Workshop on  $e^+e^-$  Collisions From Phi to Psi (Schloss Waldthausen, Germany, 2017), The 9th International Workshop on Charm Physics (Новосибирск, Россия, 2018).

Основные результаты опубликованы в статьях [1,3–5], входящих в список ВАК по направлению «Физика».

**Структура работы.** Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения, списка использованной литературы, списка иллюстраций, списка таблиц и двух приложений. Общий объем диссертации 117 страниц, включая 42 рисунка и 23 таблицы. Список литературы содержит 117 наименований.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** обоснована актуальность работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, представлены выносимые на защиту результаты.

**В первой главе** даётся исторический обзор экспериментов, в которых были обнаружены первые резонансы семейства  $\psi$  и измерены их ос-

новые параметры. Обсуждаются современные теоретические подходы к предсказанию параметров чармония (потенциальные модели, вычисления КХД на решётках).

Актуальные на сегодня экспериментальные измерения электронной ширины  $\psi(2S)$  сделаны в работах BES2 2002, 2006 и 2008 годов и BES3 2015 года. В работах BES2 применялся не вполне корректный метод определения радиационных поправок и учёта эффектов интерференции, приводящий к некоторому сдвигу полученных результатов. В отличие от  $J/\psi$ , таблицы PDG не содержат результатов измерений  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\ell\ell}$  для  $\psi(2S)$  ни в мюонном, ни в электронном канале.

Аналитическое выражение для сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  вблизи резонанса с учётом радиационных поправок в мягкофотонном приближении можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee\rightarrow\mu\mu} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{КЭД}}^{ee\rightarrow\mu\mu} + \frac{3}{4W^2} (1 + \delta_{\text{sf}}) (1 + \cos^2 \theta) \times \\ &\quad \left\{ \frac{3\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma M} \text{Im } \mathcal{F} - \frac{2\alpha\sqrt{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}}{M} \text{Re} \frac{\mathcal{F}}{1 - \Pi_0} \right\}, \\ \mathcal{F} &= \frac{\pi\beta}{\sin \pi\beta} \left( \frac{M/2}{-W + M - i\Gamma/2} \right)^{1-\beta}, \quad \beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $W$  — энергия в системе центра масс,  $M$ ,  $\Gamma$ ,  $\Gamma_{ee}$  и  $\Gamma_{\mu\mu}$  — масса резонанса и его полная, электронная и мюонная ширина соответственно,  $\theta$  — полярный угол разлетающихся частиц,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $m_e$  — масса электрона,  $\delta_{\text{sf}}$  — поправка с точностью до  $\beta^2$ . Оператор вакуумной поляризации  $\Pi_0$  не включает вклад собственно резонанса. В формуле (1) члены, пропорциональные  $\text{Im } \mathcal{F}$  и  $\text{Re } \mathcal{F}$ , описывают вклад резонансного и интерференционного эффектов соответственно; эти вклады имеют общую угловую зависимость  $d\sigma/d\theta \sim 1 + \cos^2 \theta$ . Точность формулы (1) составляет около 0.1%. В аналогичной формуле для  $e^+e^-$ -сечения резонансная и s-интерференционная части имеют одинаковую угловую зависимость  $d\sigma/d\theta \sim 1 + \cos^2 \theta$ , не совпадающую с угловой зависимостью интерференции в t-канале  $d\sigma/d\theta \sim (1 + \cos \theta)^2/(1 - \cos \theta)$ .

С экспериментальной точки зрения процесс  $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$  существенно отличается от похожего процесса  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  наличием дополнительных фоновых распадов резонанса. Вклад в наблюдаемое  $\ell^+\ell^-$ -сечение от фоновой моды  $t$  с бранчингом  $\mathcal{B}_m = \Gamma_m/\Gamma$ :

$$\sigma_m(W) = \mathcal{B}_m \times \sigma_0(W), \quad \sigma_0(W) = \frac{4\pi}{W^2} (1 + \delta_{\text{sf}}) \frac{3\Gamma_{ee}}{M} \text{Im } \mathcal{F}. \quad (2)$$

Для учёта энергетического разброса пучков коллайдера теоретические сечения сворачиваются с распределением энергии частиц в пучках.

**Во второй главе** дано общее описание экспериментального комплекса ВЭПП-4М/КЕДР.

Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4М способен работать в диапазоне энергии пучка от 1 до 5.5 ГэВ. На энергии  $\psi(2S)$  его максимальная светимость составляет  $2 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Коллайдер обладает уникальными возможностями прецизионного измерения энергии пучков.

КЕДР — универсальный магнитный детектор. Его основными системами, использованными в данной работе, являются вершинный детектор (ВД), дрейфовая камера (ДК), время-пролётная система (ВПС), цилиндрический э/м калориметр на основе жидкого криптона (LKr), торцевой э/м кристаллический (CsI[Na]) калориметр и мюонная система. Триггер детектора построен по двухуровневой схеме, решение триггера принимается на основании информации от ВД, ДК, ВПС, калориметров.

В главе также дано краткое описание магнитной системы детектора, системы сбора данных, программного обеспечения и вычислительной среды детектора.

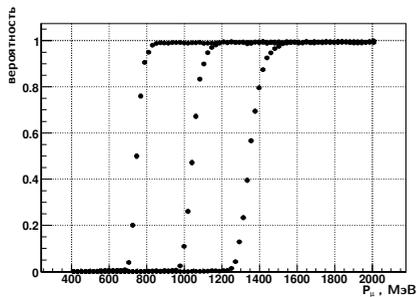
**Третья глава** посвящена мюонной системе детектора КЕДР.

Мюонная система детектора КЕДР состоит из 2208 однопроволочных газовых камер, работающих в самогасящемся стримерном режиме — т. н. стримерных трубок. Блоки системы располагаются в трёх зазорах магнитного ярма детектора, железо которого служит поглотителем сильновзаимодействующих частиц. Толщина железа перед каждым слоем мюонной системы — 23 см (около 1.4 ядерной длины). Телесный угол, покрываемый средним слоем системы, составляет около  $0.7 \times 4\pi$ , диапазон полярных углов —  $46^\circ \div 134^\circ$ .

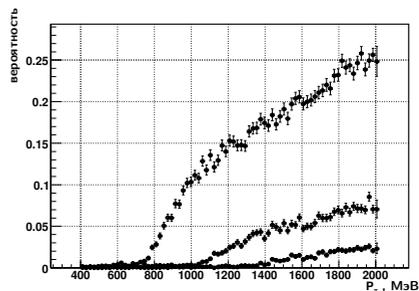
Мюоны начинают уверенно проходить в первый слой системы при импульсе около 800 МэВ, а для пионов с таким импульсом вероятность выхода составляет 2–3 процента (рис. 1).

Мюонная система продувается взрывобезопасной газовой смесью аргона + углекислый газ + н-пентан (60–68:25–32:7–8), приготовляемой в установке барботерного типа.

Камерная электроника сконструирована таким образом, чтобы определять координату срабатывания вдоль анодной проволоочки по разности времён прихода сигналов на концы цепочки трубок. Поперечная координата не измеряется. Сигналы с концов проволоочек поступают на дискриминаторы «старт» и «стоп», а с них — на экспандер, который формирует логический сигнал длительностью в несколько десятков раз больше интервала между фронтами «старта» и «стопа». С выхода экспандера сигнал



а) мюоны



б) пионы

Рис. 1. Вероятность выхода частиц в (слева направо) первый, второй и третий слой мюонной системы в зависимости от импульса (моделирование). Частицы направлялись из центра детектора перпендикулярно оси пучков.

передаётся на время-цифровой преобразователь, производящий измерение его длительности методом прямого счёта с дискретностью 2–2.5 нс.

Реконструкцию событий в мюонной системе можно разделить на несколько подзадач: восстановление координатной информации для каждого отдельного срабатывания, поиск и подгонка прямолинейных треков в мюонной системе без учёта других систем, установление соответствия между срабатываниями мюонной системы и треками, обнаруженными другими системами детектора. Для их решения автором диссертации написан набор программных библиотек, интегрированный в общую среду обработки данных детектора КЕДР.

Калибровка мюонной системы заключается в установлении уникальных для каждого канала наборов калибровочных констант  $\{T_{\text{нач}}; T_{\text{кон}}\}$  — измеренных ВЦП времён, соответствующих концам каждой трубки. Реализованы генераторная калибровка и калибровка по временным спектрам от реальных частиц.

Разработана программа программа-монитор, осуществляющая уточнение калибровочных констант и определение координатного разрешения и эффективности регистрации мюонной системы по мере набора экспериментальных данных. Достигнуты разрешение по продольной координате  $\sim 4$  см (на уровне многократного рассеяния) и эффективность регистрации  $\gtrsim 99\%$ .

В общей программе моделирования детектора КЕДР создана часть, отвечающая за моделирование мюонной системы и магнитного ярма детек-

тора. Для обработки событий моделирования реализован учёт реального состояния детектора и наложение событий со случайным запуском.

В первые годы эксплуатации системы существенной проблемой были частые поломки время-цифровых преобразователей. Регулярно во время пауз в наборе статистики проводились проверки всех ВЦП на специально созданном стенде. К 2004 году были разработаны и изготовлены новые ВЦП на современной элементной базе. Это позволило достичь практически стопроцентной надёжности.

В 2014 году было решено, что торцевая мюонная система будет полезной для подавления фона от космических частиц. С осени 2015 года семь торцевых блоков работают в составе детектора.

В конце главы даны выработанные на основании накопленного за время работы мюонной системы опыта рекомендации по построению будущих подобных систем.

**Четвёртая глава** содержит общее описание эксперимента по измерению  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} \psi(2S)$ -мезона.

В работе использовалась статистика четырёх сканирований резонанса (данные набирались не менее чем в пяти точках по энергии) и пяти наборов «пик/подложка» (набор на пике сечения и несколько ниже него). В таблице 1 приведены интегральная светимость для каждого набора данных и разброс суммарной энергии сталкивающихся частиц  $\sigma_W$ , определявшийся в сканированиях по сечению процесса  $\psi(2S) \rightarrow$  адроны. Для наборов «пик/подложка» величина энергетического разброса бралась от наиболее подходящего сканирования. «Сканирование 0» использовалось только для определения энергетического разброса.

Таблица 1. Набор статистики в области  $\psi(2S)$ -резонанса.

Набор	Период	$\int L dt, \text{нб}^{-1}$	$\sigma_W, \text{МэВ}$
сканирование 0	конец 2004	—	1.08
пик/подложка 1	начало 2005	358	1.08
пик/подложка 2	осень 2005	222	0.99
сканирование 1	весна 2006	255	0.99
пик/подложка 3	весна 2006	631	0.99
пик/подложка 4	осень 2006	701	0.99
пик/подложка 5	осень 2007	1081	1.01
сканирование 2	конец 2007	967	1.01
сканирование 3	лето 2010	379	1.00
сканирование 4	конец 2010	2005	0.98

За столь длительное время проведения эксперимента (2004–2010 гг.) условия набора данных, состояние детектора и качество калибровок его систем существенно менялись.

При обработке экспериментальной статистики и моделирования отбирались события  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и необходимые для определения светимости события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Для того, чтобы выровнять вероятности прохождения отборов событиями экспериментальных данных и моделирования, и к тем, и к другим применялся программный триггер, вычисляющий решение на основании оцифрованной информации с детектора с учётом неработающих каналов и с более высокими значениями порогов.

В качестве  $\mu^+\mu^-$  отбирались события, в которых восстановлено ровно два трека с противоположными зарядами, выходящих из области около места встречи пучков. Оба трека должны иметь соответствующее мюонам энерговыделение в калориметре и подтверждение в мюонной системе. Имелось также ограничение на полярный угол треков и их неколлинеарность. Для подавления фонов ограничивалась энергия не привязанных к трекам кластеров в калориметре. Космические мюоны исключались условием на времена пролёта частиц.

Отбор  $e^+e^-$  отличался от отбора  $\mu^+\mu^-$  условиями на энергии привязанных кластерам треков и диапазоном допустимых полярных углов. Требование подтверждения в мюонной системе и условие на время пролёта для отбора  $e^+e^-$  не применялись.

Эффективность детектора по отношению к нерезонансным процессам  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ , процессам  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ , а также к различным фоновым процессам определялась на моделировании.

При обработке моделирования принималось во внимание состояние детектора во время каждого экспериментального захода. Чтобы учесть различные ускорительные фоны, пролёты космических частиц, а также шумы детектора, в заходах специально сохранялись события с т. н. случайным запуском (RND). При обработке на каждое событие моделирования накладывалось очередное событие из сохранённого RND-набора. Излучение фотонов в конечном состоянии учитывалось с помощью пакета PHOTOS, который применялся при моделировании событий как эффекта, так и фона.

События распадов резонанса  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$  моделировались с помощью простых генераторов с угловыми распределениями  $d\sigma/d\theta \sim 1 + \cos^2 \theta$  и  $d\sigma/d\theta \sim (1 + \cos \theta)^2 / (1 - \cos \theta)$ . Упругое  $e^+e^-$ -рассеяние моделировалось с использованием основного генератора BHWIDE и проверочных генераторов MCGPJ и BABAYAGA.

Для моделирования фоновых процессов был использован генератор JETSET 7.4. Наибольшее влияние на результат даёт процесс  $\psi(2S) \rightarrow$

$J/\psi\pi^+\pi^-$  — от 2 до 9% в различных наборах данных. Такой значительный разброс объясняется существенно изменившимся состоянием детектора, в частности, отключением нескольких слоёв дрейфовой камеры.

**Пятая глава.** Из-за проблем в оцифровывающем тракте электроники время-пролётной системы неэффективность восстановления времени пролёта достигала  $\sim 10\%$ . Вероятность потери временной информации пропорциональна шумовой загрузке счётчика, что указывает на наличие мёртвого времени ВЦП. Установить точную причину просчётов и ликвидировать её экспертам так и не удалось. Триггерные сигналы от ВПС проходят через отдельный электронный тракт и не подвержены указанной проблеме.

Поскольку информация о времени пролёта необходима для отделения пучковых мюонных событий от космических, требуется определить эффективность соответствующего условия отбора  $\varepsilon_{\text{впс}}$ . Для каждого из двух отобранных треков требовалось  $|t \times \sin \theta - T_0| \leq 3\sigma_{\text{впс}}$ , где  $t$  и  $\theta$  — время пролёта и полярный угол треков,  $T_0 = 2.4$  нс — время пролёта для мюонов от распада  $\psi(2S)$  в поперечной плоскости детектора,  $\sigma_{\text{впс}} = 0.36$  нс — временное разрешение продольных счётчиков ВПС.

Для измерения эффективности условия отбора на время пролёта можно использовать события каскадных распадов  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  и  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ , в которых  $J/\psi$ , в свою очередь, распадается на пару мюонов, но статистическая точность этого метода (исторически реализованного первым) невысока. Другой его недостаток — эффективность фактически измеряется только в заходах, набранных на пике резонанса.

Основной метод определяет эффективность по отдельности для каждого из двух отобранных треков. Для событий, прошедших отбор  $\mu^+\mu^-$ , можно построить гистограмму времени пролёта для одного из треков (пример показан на рис. 2) и определить, сколько событий соответствуют рождению мюонных пар. Тогда эффективность для трека с зарядом  $i$  будет рассчитываться по формуле  $\varepsilon_i = N^{\text{э}} / (N_i - N_i^{\text{фон}})$ , где  $N^{\text{э}}$  — число событий, прошедших полный отбор на время пролёта,  $N_i$  и  $N_i^{\text{фон}}$  — полное число событий и число фоновых событий от космических частиц, проходящих условие на время для этого трека. Уровень равномерно распределённого космического фона  $L_i^{\text{фон}}$  определяется подгонкой гистограммы в областях вдали от пучковых событий, и из него получается  $N_i^{\text{фон}} = 6\sigma_{\text{впс}}L_i^{\text{фон}}/\Delta t$ , где  $\Delta t$  — ширина бина гистограммы.

В отсутствие корреляций эффективность  $\varepsilon_{\text{впс}} = \varepsilon_+\varepsilon_-$ . Она определяется для заходов, набранных как в резонансной, так и в нерезонансной области.

Для определения систематической погрешности варьировались некоторые параметры вычисления эффективности. К полученной таким обра-

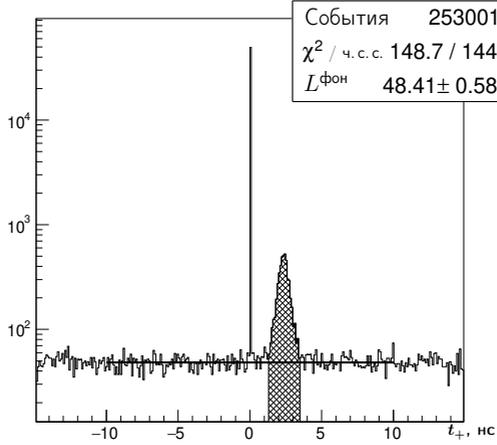


Рис. 2. К определению эффективности измерения времени пролёта для одного трека. Горизонтальной линией показан подогнанный уровень космического фона  $L^{\text{фон}}$ , штриховкой выделены события, проходящие условие на время пролёта. События с  $t = 0$  соответствуют эффекту потери времён.

зом величине квадратично добавлялся вклад 0.3% от возможной корреляции потери времён. Итоговая эффективность условия отбора на время пролёта менялась в пределах 80–87% для различных наборов данных, её статистические и систематические неопределённости составляли  $\lesssim 1\%$ .

**Шестая глава** содержит описание процедуры подгонки результатов в отдельных наборах данных и процедуры их усреднения, а также детальный анализ систематических погрешностей.

Совместный анализ мюонного и электронного каналов проводился для каждого набора данных независимо. Для извлечения светимости события  $e^+e^-$  разбивались на равные интервалы по «среднему» полярному углу  $\theta = (\pi - \theta_+ + \theta_-)/2$ , где  $\theta_+$  и  $\theta_-$  — углы для позитрона и электрона соответственно. Ожидаемое число событий на энергии в системе центра масс  $W_i$  и в  $j$ -ом угловом интервале:

$$\begin{aligned}
 N_{e^+e^-}^{\text{ожид}}(W_i, \theta_j) = \mathcal{L}_i \times & \left[ (\sigma_{\text{рез}}^{\text{теор}}(W_i, \theta_j) + \sigma_{\text{s-инт}}^{\text{теор}}(W_i, \theta_j)) \times \varepsilon_{\text{рез}}(\theta_j) \right]_i \\
 & + \sigma_{\text{t-инт}}^{\text{теор}}(W_i, \theta_j) \times \varepsilon_{\text{инт}}(\theta_j) \Big|_i + \sigma_{\text{подл}}^{\text{мод}}(W_i, \theta_j) \times \varepsilon_{\text{подл}}(\theta_j) \Big|_i \\
 & + \sigma_{\text{фон}}^{\text{ожид}}(W_i, \theta_j) \Big] = \mathcal{L}_i \times \sigma_{ee}^{\text{ожид}}(W_i), \quad (3)
 \end{aligned}$$

где  $\mathcal{L}_i$  — интегральная светимость в заходах на энергии  $W_i$ ,  $\sigma^{\text{теор}}$  — теоретические сечения,  $\varepsilon(\theta_j)|_i$  — полученные на моделировании эффективности регистрации для состояния детектора во время работы на энергии  $W_i$ , включающие в себя акцептанс для  $j$ -ого углового интервала. Последний член в сумме — ожидаемый вклад фоновых процессов.

Поскольку для событий  $\mu^+\mu^-$  разбиения по  $\theta$  не требуется, имеем:

$$N_{\mu^+\mu^-}^{\text{ожид}}(W_i) = \mathcal{L}_i \times \varepsilon_{\text{впс}}^{\text{набл}}|_i \times \left[ (\sigma_{\text{рез}}^{\text{теор}}(W_i) + \sigma_{\text{инт}}^{\text{теор}}(W_i)) \times \varepsilon_{\text{рез}}|_i + \sigma_{\text{подл}}^{\text{мод}} \times \varepsilon_{\text{подл}}|_i + \sigma_{\text{фон}}^{\text{ожид}}(W_i) \right] = \mathcal{L}_i \times \sigma_{\mu\mu}^{\text{ожид}}(W_i), \quad (4)$$

куда дополнительно входит измеренная эффективность ВПС  $\varepsilon_{\text{впс}}^{\text{набл}}$ . Подложечные сечения  $\sigma_{\text{подл}}^{\text{мод}}$  и для  $e^+e^-$ , и для  $\mu^+\mu^-$  рассчитываются программой моделирования.

Интегральная светимость  $\mathcal{L}_i$  определялась максимумом пуассоновской функции правдоподобия:

$$\mathcal{L}_i = \frac{N_{\mu\mu}^{\text{набл}}|_i + N_{ee}^{\text{набл}}|_i}{\sigma_{\mu\mu}^{\text{ожид}}(W_i) + \sigma_{ee}^{\text{ожид}}(W_i)}, \quad (5)$$

где  $N_{ee}^{\text{набл}}$  и  $\sigma_{ee}^{\text{ожид}}$  — суммы по  $\theta$ -бинам.

Свободными параметрами подгонки являлись  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ .

Наборы данных, использованные в данной работе, рассматриваются как практически независимые эксперименты, имеющие независимые статистические ошибки, но частично скоррелированные систематические ошибки. Итоговый результат получался усреднением результатов измерений в отдельных наборах данных с весами, включающими вклад статистических ошибок и некоррелированной части систематических ошибок. Оценка систематической погрешности суммарного результата включала как коррелированную часть, так и усреднённый вклад некоррелированных частей.

Основные вклады в систематические неопределённости величины  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  для всех использованных наборов данных и оценки скоррелированной части систематической ошибки  $\sigma_{\text{сист}}^{\text{корр}}$  приведены в таблице 2. Систематические погрешности оценивались, как правило, изменением условий отбора в разумных пределах и варьированием использованных внешних параметров в пределах точности, с которой они известны. Если отсутствовали указания на степень корреляции какой-то неопределённости в различных наборах данных, предполагалось, что коррелированная часть соответствует минимальному значению этой неопределённости.

Таблица 2. Основные источники систематических неопределённостей и их относительные вклады для девяти наборов данных, %.

Источник систематической неопределённости	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4	$\sigma_{\text{сист}}^{\text{корр}}$
1 энергетический разброс коллайдера	1.9	2.7	1.1	2.9	2.2	2.6	1.1	2.9	1.7	0
2 табличное значение $M_{\psi(2S)}$ , $\Gamma_{\psi(2S)}$	0.7	0.6	0.1	0.3	0.7	0.7	0.5	0.2	0.9	0.1
3 измерение энергии пучков	3.1	0.6	< 0.1	1.7	0.3	0.5	0.2	3.8	2.7	< 0.1
4 моделирование перез. $e^+e^-$ -рассеяния	1.4	1.4	2.2	1.7	1.1	2.1	1.6	2.6	0.9	0.9
5 моделирование перез. $\mu^+\mu^-$ -рассеяния	0.2	0.2	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.2
6 условия на коллинеарность треков	0.8	2.8	2.4	0.8	2.1	1.4	1.5	5.4	1.6	0.8
7 угловой диапазон для $e^+e^-$	1.1	2.0	1.8	1.0	1.0	1.2	1.6	2.1	1.3	1.0
8 восстановление заряда	0.6	0.3	0.8	0.6	0.2	1.9	0.1	1.0	0.4	0.1
9 асимметрия детектора	0.9	0.2	0.5	0.9	0.1	0.1	0.2	0.4	0.2	0.1
10 условие на лишнее энерговыделение	1.4	1.2	2.2	0.5	1.0	0.6	2.2	1.7	1.6	0.5
11 условие на мионную систему	2.5	2.7	2.2	0.6	0.3	0.5	0.6	0.7	< 0.1	0
12 триггерные пороги подавления фона	0.3	0.7	0.5	0.1	0.3	—	—	—	—	0.1
13 калориметрические пороги триггера	0.1	0.1	0.2	0.1	< 0.1	0.4	0.5	0.4	0.2	< 0.1
14 эффект случайных совпадений (RND)	0.2	0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	0.3	0.1	0.9	0.3	< 0.1
15 фотоны в конечном состоянии (PHOTOS)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3
16 разбиение событий $e^+e^-$ по $\theta$	0.6	0.2	0.6	0.5	0.5	0.3	0.1	0.4	0.3	0.1
17 эффективность измерения времени пролёта	1.9	2.5	1.5	1.2	0.8	0.9	2.8	2.7	2.3	0.8
18 эффективность триггера	0.9	< 0.1	0.2	0.1	0.1	0.1	0.2	0.1	0.1	< 0.1
19 точность теории	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
квадратичная сумма	5.7	6.2	5.4	4.4	3.7	4.5	4.7	8.7	4.9	1.9

В седьмой главе приведены результаты измерения произведения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$   $\psi(2S)$ -мезона в отдельных наборах данных и их статистические и систематические погрешности (рис. 3). После их усреднения получается окончательный результат:

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = 19.3 \pm 0.3 \pm 0.5 \text{ эВ.}$$

Particle Data Group не приводит прямых измерений  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  и не даёт для него значения. Если взять табличные  $\Gamma_{ee} = 2.34 \pm 0.04$  кэВ и  $\mathcal{B}_{\mu\mu} = (7.9 \pm 0.9) \times 10^{-3}$ , можно получить «среднемировое»  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = 18.5 \pm 2.1$  эВ, которое хорошо согласуется с результатом данной работы и существенно уступает ему по точности.

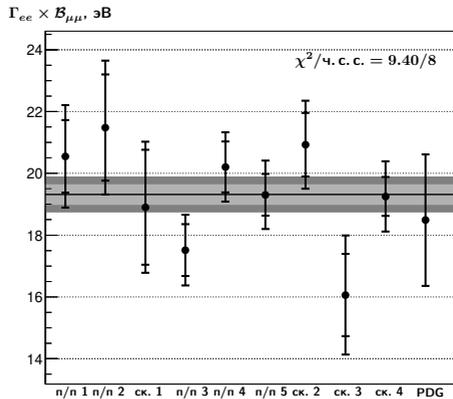


Рис. 3. Результаты отдельных измерений  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  со статистическими и полными ошибками. Точка справа — расчёт по PDG. Горизонтальной линией обозначен итоговый результат, полосами показаны его статистическая и полная ошибки. Приведено качество усреднения.

С использованием среднего значения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ , а также измеренного ранее детектором КЕДР значения  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\text{адроны}}$  и в предположении лептонной универсальности получена электронная ширина  $\psi(2S)$ -мезона:

$$\Gamma_{ee}|_{\text{л.у.}} = 2.279 \pm 0.015 \pm 0.042 \text{ кэВ.}$$

Поскольку произведение  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$  тоже является одним из параметров подгонки, оно автоматически определяется в результате описанного анализа. К сожалению, для  $\psi(2S)$ -мезона резонансное  $e^+e^-$ -сечение слишком мало по сравнению с сечением неупругого рассеяния, что приводит к гораз-

до бблшим, в сравнении с мюонным каналом, систематическим погрешностям. Это не позволяет представить величину  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = 21.2 \pm 0.7 \pm 1.2$  эВ в качестве одного из значимых результатов данной работы. Тем не менее, если воспользоваться ею и также измеренным детектором КЕДР параметром  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\tau\tau}$ , можно получить электронную ширину  $\psi(2S)$ -мезона без привлечения лептонной универсальности:

$$\Gamma_{ee} = 2.282 \pm 0.015 \pm 0.042 \text{ кэВ.}$$

Погрешности  $\Gamma_{ee}$  определяются погрешностями  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\text{адроны}}$  как при использовании лептонной универсальности, так и без него. Сравнение результата с другими измерениями показано на рис. 4.

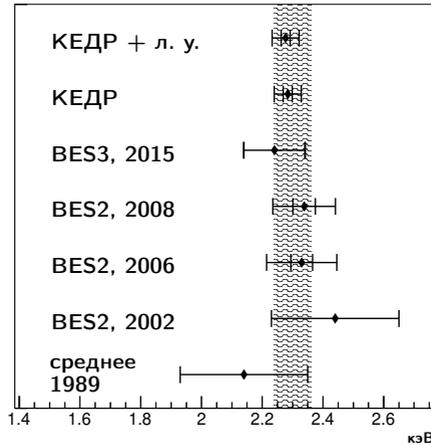


Рис. 4. Сравнение измерений  $\Gamma_{ee} [\psi(2S)]$ . Вертикальная полоса показывает современное среднее значение таблиц PDG. Результаты детектора КЕДР представлены как с использованием лептонной универсальности (л. у.), так и без него. Показаны полные и статистические (где возможно) погрешности.

**В заключении** приведены основные результаты работы:

1. Разработано программное обеспечение мюонной системы детектора КЕДР, включающее процедуры калибровки и определения статусов каналов системы, а также моделирование и реконструкцию событий в системе.
2. Обеспечена работа мюонной системы детектора КЕДР на протяжении более десяти экспериментальных сезонов.

3. Введена в эксплуатацию торцевая часть мюонной системы.
4. Достигнуты ожидаемые продольное координатное разрешение и эффективность регистрации мюонной системы.
5. Проведено наиболее актуальное измерение произведения электронной ширины и вероятности распада в пару мюонов для  $\psi(2S)$ :

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = 19.3 \pm 0.3 \pm 0.5 \text{ эВ.}$$

6. С лучшей на данный момент точностью получена электронная ширина  $\psi(2S)$ -мезона:

$$\Gamma_{ee}|_{\text{л.у.}} = 2.279 \pm 0.015 \pm 0.042 \text{ кэВ,}$$

$$\Gamma_{ee} = 2.282 \pm 0.015 \pm 0.042 \text{ кэВ,}$$

как в предположении лептонной универсальности, так и без него.

**В приложении А** приведены графики эффективности суперблоков мюонной системы детектора КЕДР в одном из экспериментальных сезонов.

**Приложение Б** содержит результаты измерений параметра  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$  для  $\psi(2S)$ -мезона и таблицу их систематических погрешностей.

**Основные результаты диссертации** опубликованы в следующих работах:

1. V. V. Anashin, . . . , A. M. Sukharev et al.  
Results on  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\psi(3770)$  from KEDR. // Nucl. Phys. Proc. Suppl. — 2008. — Vol. 181-182. — P. 353–357.
2. V. M. Aulchenko, . . . , A. M. Sukharev et al.  
Study of  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$  Decay with KEDR Detector. // Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. — 2014. — Vol. 35. — P. 1460462.
3. A. Sukharev  
Muon system of the KEDR detector. // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9, no. 08. — P. C08026.
4. V. V. Anashin, . . . , A. M. Sukharev et al.  
The KEDR detector. // Physics of Particles and Nuclei. — 2013. — Vol. 44, no. 4. — P. 657–702.
5. V. V. Anashin, . . . , A. M. Sukharev et al.  
Measurement of  $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$  for  $\psi(2S)$  meson. // Physics Letters B. — 2018. — Vol. 781. — P. 174–181.
6. В. М. Аульченко, . . . , А. М. Сухарев и др.  
Мюонная система детектора КЕДР. // Препринт ИЯФ 2000-48.

**СУХАРЕВ Андрей Михайлович**

**Измерение произведения электронной ширины  
на вероятность распада в пару мюонов  
 $\psi(2S)$ -мезона**

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

---

Сдано в набор 09.07.2018 г.

Подписано в печать 10.07.2018 г.

Формат 60 × 90 1/16. Объём 1,0 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ №6.

---

Обработано на ИВМ РС и отпечатано  
на ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.