

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ХАРЛАМОВА Татьяна Александровна

**Измерение полной и парциальных ширин
 J/ψ -мезона с детектором КЕДР**

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Тодышев Корнелий Юрьевич

Новосибирск – 2019

Оглавление

Введение	4
Глава 1. J/ψ-мезон и семейство чармония	8
1.1. Открытие J/ψ -мезона	8
1.1.1. Семейство ψ -мезонов	10
1.2. Эксперименты по измерению ширины J/ψ -мезона	12
1.3. Сечение e^+e^- -аннигиляции вблизи узкого резонанса	17
Глава 2. Ускорительный комплекс ВЭПП-4 и детектор КЕДР	21
2.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4	21
2.2. Детектор КЕДР	23
Глава 3. Дрейфовая камера детектора КЕДР	29
3.1. Конструкция дрейфовой камеры	29
3.1.1. Проволочная структура дрейфовой камеры	30
3.1.2. Электроника дрейфовой камеры	33
3.1.3. Калибровка каналов электроники дрейфовой камеры	34
3.2. Восстановление треков заряженных частиц в дрейфовой камере	36
3.3. Согласование углового и импульсного разрешений	40
3.4. Ионизационные потери dE/dx в дрейфовой камере	42
3.4.1. Калибровка ионизационных потерь энергии	42
3.4.2. Метод вычисления dE/dx	57
3.4.3. Кривая Бете-Блоха на космических событиях	60
3.5. Идентификация частиц по dE/dx в дрейфовой камере	61
3.5.1. Функция разрешения dE/dx	61
3.5.2. Построение параметров идентификации	62

Глава 4. Эксперимент по измерению ширины J/ψ-мезона . . .	68
4.1. Схема эксперимента	68
4.2. Определение светимости	71
4.3. Отбор адронных событий	74
4.4. Подгонка сечения	77
Глава 5. Систематические погрешности измерения	81
5.1. Неопределённости, связанные с измерением светимости	82
5.2. Неопределённости, связанные с моделированием распадов J/ψ - мезона	87
5.3. Неопределённости, связанные с моделированием систем детектора	93
5.4. Неопределённости, связанные с работой коллайдера	96
5.5. Теоретические неопределённости	98
5.6. Полученные результаты и сравнение с предыдущими измерениями	99
Заключение	104
Список литературы	106
Список иллюстративного материала	117
Список таблиц	124

Введение

Данная диссертация посвящена прецизионному измерению полной и парциальных ширин J/ψ -мезона. Эксперимент был проведен на детекторе КЕДР, работающем на электрон-позитронном ускорителе со встречными пучками ВЭПП-4М в Институте ядерной физики (ИЯФ) имени Г. И. Будкера СО РАН. Работа была выполнена в рамках физической программы КЕДРа по измерению масс и ширин частиц из семейства ψ -мезонов [1–5], основанной на методах точного определения энергии коллайдера, разработанных в ИЯФ СО РАН.

Открытие J/ψ -резонанса, основного состояния $c\bar{c}$ -системы, произошедшее 45 лет назад [6, 7], стало революционным событием в физике элементарных частиц. Интерес к изучению J/ψ -мезона и системы чармония в целом не угасает до сих пор, приводя как к ярким результатам, так и к новым вопросам.

Полная и лептонная ширины J/ψ -мезона определяются фундаментальными свойствами сильного и электромагнитного взаимодействий c -кварков [8]. Узкие резонансы дают вклад в поляризацию вакуума [9], и таким образом используются для вычисления R , массы c -кварка [10, 11] и адронного вклада в $(g - 2)$ мюона [12], что делает необходимым повышение точности определения их характеристик.

Лептонная ширина J/ψ -мезона пропорциональна квадрату константы связи, которая в свою очередь связана с волновой функцией c -кварка. Волновая функция может вычисляться с помощью потенциальных моделей и решёточных расчётов квантовой хромодинамики. Точность получения лептонной ширины $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ с помощью многочисленных потенциальных моделей [13–26] и решёточных расчётов [27–30] постоянно улучшается и уже сравнима со среднемировой точностью определения лептонной ширины [31]. Таким образом новые прецизионные измерения лептонных ширин помогают развитию методов решё-

точных расчётов. Кроме того, их точное знание стимулирует развитие потенциальных моделей чармония, повышающую предсказательные возможности этих моделей для более сложных кварковых состояний.

В современных адронных экспериментах, таких как ALICE, ATLAS, CMS, ЛНСб, измерение сечения инклюзивного рождения J/ψ -мезона при высоких энергиях также играет важную роль, так как резонанс достаточно легко идентифицируется по распаду в пару лептонов. Во-первых, ширина J/ψ -мезона используется для проверки предсказаний, полученных в рамках квантовой хромодинамики (КХД). Например, в статье [32] показано, что в распаде $H \rightarrow J/\psi\gamma$ при энергии в системе центра масс 14 ТэВ возможно наблюдать постоянную взаимодействия $Hc\bar{c}$ через интерференцию. Подобные работы были проведены в экспериментах ATLAS [33] и CMS [34]. Во-вторых, параметры J/ψ -резонанса имеют методическое значение определения эффективности и калибровки детектора. Например, масса и ширина J/ψ -мезона используются для калибровки калориметра в детекторе ATLAS [35]. Масса J/ψ -мезона используется для калибровки энергии в ускорителях и детекторных установках, например, при прецизионном измерении масс D^0 - и K_s -мезонов [36] или определении энергии связи для частицы $X(3872)$ [37] в эксперименте CLEO-c.

Измерение ширины J/ψ -мезона проводилось во многих экспериментах: MarkI [38] и ADONE [39, 40], затем на детекторах BES [41], BaBar [42], CLEO [43], КЕДР [1, 2] и обновленном BESIII [44]. На установках BES и КЕДР было проведено сканирование резонанса, при этом площадь под графиком наблюдаемого сечения в зависимости от энергии пропорциональна произведению электронной ширины J/ψ -мезона на вероятность его распада в исследуемое конечное состояние. В эксперименте BES в 1995 году изучались все возможные моды распада - на лептоны и адроны, достигнутая точность измерения ширины составила 10.5 %. В эксперименте КЕДР [1] в 2010 году были рассмотрены лептонные

e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ конечные состояния и точность измерений величин $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$ составила 2.4 и 2.5 %. В экспериментах BaBar, CLEO и BESIII измерялась величина $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$ в процессе с излучением в начальном состоянии $e^+e^- \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ с точностью 3.2, 2.7 и 1.5 % соответственно. При этом вероятность распада на мюонную пару $\mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$, известная с точностью 0.6 %, бралась из других экспериментов [31].

Целью данной диссертации является прямое прецизионное измерение ширины J/ψ -мезона. Были измерены величины $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ независимым способом, используя данные только одного эксперимента. На основе статистики, набранной при сканировании резонанса на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР в 2005 году, были получены зависимости сечений рождения $e^+e^- \rightarrow$ адроны и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ от энергии в системе центра масс сталкивающихся пучков и измерена площадь под этими сечениями.

При обработке эксклюзивных каналов распада J/ψ -мезона важную роль играет информация с дрейфовой камеры. Одной из целей диссертационной работы была разработка метода идентификации заряженных частиц по их ионизационным потерям в дрейфовой камере.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

- Напрямую измерена полная $\Gamma(J/\psi)$, парциальная адронная $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$ и электронная $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ ширины J/ψ -мезона с точностью 2.2, 2.3 и 1.9 % соответственно. С помощью принципа лептонной универсальности получена парциальная мюонная ширина $\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)$ с точностью 2.0 %.
- Измерена величина произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны для J/ψ -мезона $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ с точностью 1.9 %.

- Написано программное обеспечение для анализа данных об ионизационных потерях dE/dx в дрейфовой камере детектора КЕДР и идентификации заряженных частиц. Проведена калибровка ионизационных потерь с помощью космических мюонов, достигнутое разрешение составило 9.5 % для минимально ионизирующих частиц при нормальном падении.

Основные результаты диссертации опубликованы в статьях [46, 47], а также [48]. Материалы были представлены на международных конференциях QWG19 в мае 2019 г., PhiPsi19 в феврале 2019 г., CHARM18 в мае 2018 г., PHIPSI17 в июне 2017 г., Quarkonium 2017 в ноябре 2017 г., QWG16 в июне 2016 г., PHIPSI15 в сентябре 2015 г. [49], на семинаре ЦЕРН-ИЯФ по e^+e^- -коллайдерам в августе 2016 г., на Международной сессии-конференции секции ядерной физики Отделения физических наук Российской академии наук (ОФН РАН) в ноябре 2013 г., а также на Международной научной студенческой конференции "Студент и научно-технический прогресс" в апреле 2013 г.

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Полный объём диссертации составляет 125 страниц с 52 рисунками и 19 таблицами. Список литературы содержит 100 наименований.

Глава 1

 J/ψ -мезон и семейство чармония**1.1. Открытие J/ψ -мезона**

В ноябре 1974 года в физике высоких энергий произошло знаменательное событие – была открыта новая частица. Эта частица представляла собой очень узкий резонанс с массой 3.1 ГэВ, что равно 3.3 массам протона, и с шириной 70 кэВ, что составляет 10^{-20} секунд – существенную величину по ядерным масштабам. Новая частица была открыта практически одновременно в двух лабораториях в США. Группа С. Тинга в Брукхейвенской Национальной лаборатории (BNL) обнаружила её в спектрах инвариантных масс e^+e^- -пар, рождающихся при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 30 ГэВ [6]. Группа Б. Рихтера в Стэнфорде (SLAC) нашла её при изучении сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ на ускорителе со встречными пучками [7].

История открытия резонанса довольно интересно описана в работе [50]. До группы С. Тинга эксперименты по столкновению протонов с ядрами в реакциях $p + \text{ядро} \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{всё}$ проводились группой Ледермана [51], и было получено несколько важных результатов: была выяснена зависимость сечения рождения $\mu^+\mu^-$ -пар от инвариантной массы пары, а также обнаружено плечо в спектре масс мюонных пар в области ~ 3.4 ГэВ. Однако экспериментальная установка группы С. Тинга имела существенно лучшее разрешение по энергии регистрируемых частиц, что позволило увидеть узкий резонанс. Было найдено около 500 событий в узкой области спектра эффективных масс электрон-позитронных пар вблизи 3112 МэВ (рис. 1.1).

Группа Б. Рихтера в 1973–1974 году измеряла сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны на ускорителе со встречными пучками СПИР(SPEAR). В сентябре

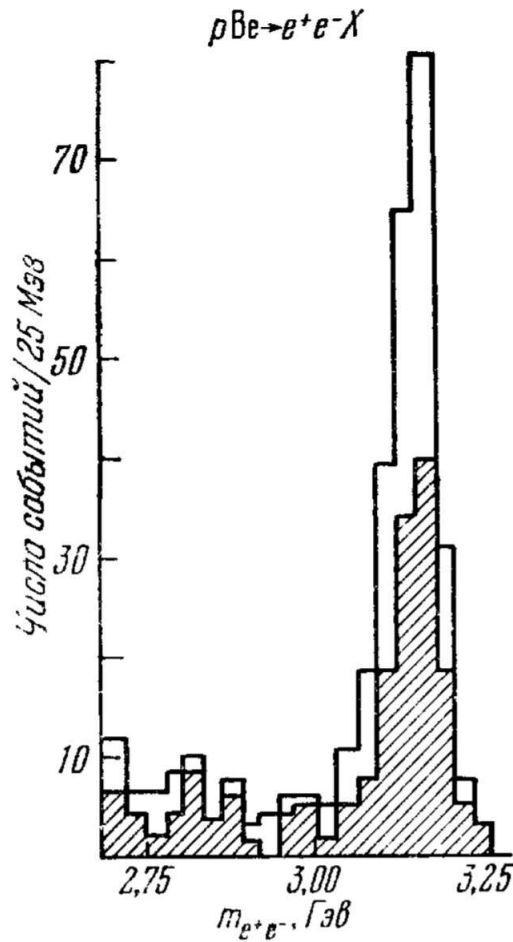


Рис. 1.1. Распределение по инвариантной массе e^+e^- -пары в реакции $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$ согласно работе [6]. Штрихованные и нештрихованные гистограммы относятся к различным режимам работы ускорителя.

1974 года энергия пучков была повышена с 2.5 до 45 ГэВ и эксперименты были продолжены с более частым шагом по энергии. 9 ноября было обнаружено возрастание сечения в области энергии 3.1–3.2 ГэВ. 10 ноября относительная точность измерения энергии пучков была улучшена до 0.1 % и было обнаружено десятикратное возрастание адронного сечения. Через несколько часов точность была улучшена до 0.01 % и сечение стало в 100 раз больше подложки (рис. 1.2).

Два сообщения об открытии новой частицы были получены редакцией журнала "Physical Review Letters" друг за другом – 12 и 13 ноября. Группа

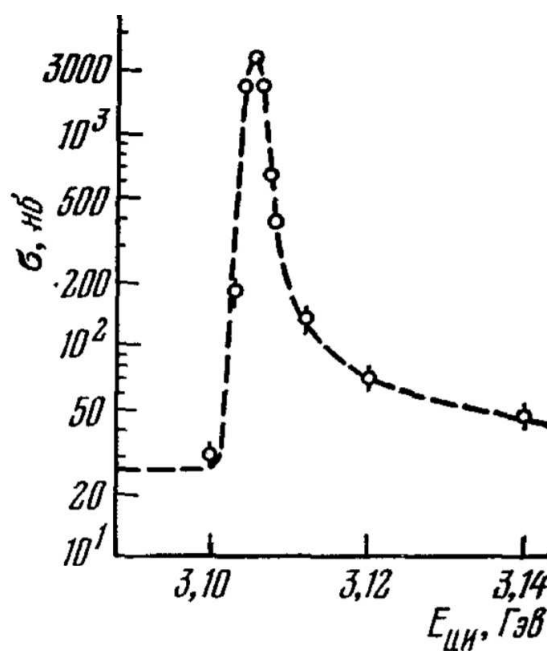


Рис. 1.2. Сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергии вблизи резонанса J/ψ согласно работе [7].

С. Тинга назвала новую частицу J , а группа Б. Рихтера – ψ , поэтому она получила двойное название – J/ψ . Когда об открытии стало известно в Европе, группа физиков из Фраскати (Италия) подняла энергию на ускорителе ADONE со встречными электрон-позитронными пучками с 3.0 до 3.1 ГэВ и также наблюдала резонанс в процессе $e^+e^- \rightarrow$ адроны. О своём наблюдении итальянские физики сообщили в редакцию журнала по телефону. В результате в номере "Physical Review Letters" от 2 декабря 1974 г. появилось сразу три статьи [6, 7, 52] с известием об открытии новой частицы.

1.1.1. Семейство ψ -мезонов

Через 10 дней после открытия J/ψ -резонанса на ускорителе СПИР была открыта еще одна частица, называемая ψ' или $\psi(2S)$, с массой 3.7 ГэВ и шириной порядка нескольких сотен кэВ [53]. Обе частицы наблюдались как резонансы в системе e^+e^- , следовательно имели целый спин, т. е. являлись

бозонами. Новые частицы получили название ψ -мезонов (или ψ -бозонов, или системы чармония по названию с-кварка).

Позже были открыты и другие новые состояния, сходные по свойствам с J/ψ - и ψ' -мезонами, а также состояния, обозначаемые χ и η , которые не рождаются непосредственно в e^+e^- -столкновениях, а наблюдаются в распадах ψ -частиц с испусканием фотона:

$$\psi \rightarrow \gamma + \text{промежуточное состояние.}$$

По аналогии с атомом водорода и позитронием частицы из семейства ψ -мезонов принято классифицировать по квантовым числам J^{PC} , где J – это момент частицы, P и C – пространственная и зарядовая чётности. Схема состояний чармония представлена на рис. 1.3.

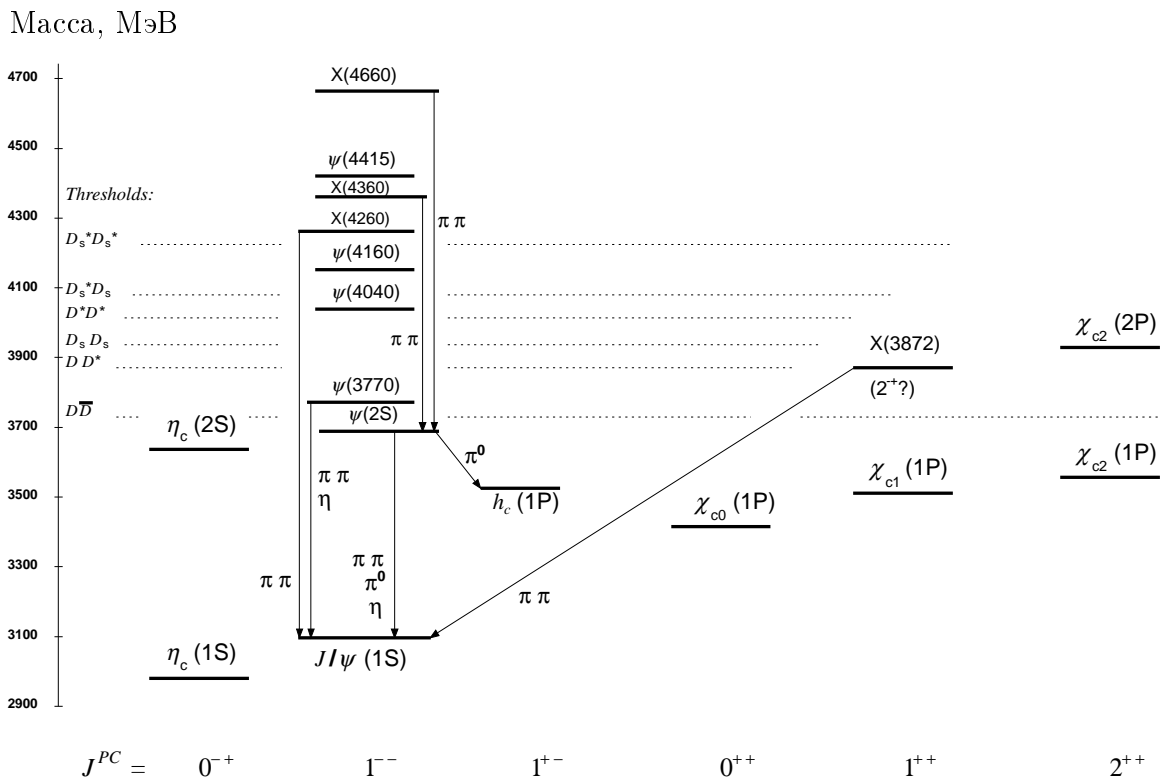


Рис. 1.3. Схема состояний чармония с возможными переходами на низший уровень [31].

Основные физические характеристики ψ -мезонов (ширина, спин, чётность и т. д.) были определены в экспериментах по аннигиляции электрон-позитронных пар, проводившихся на ускорителе со встречными пучками СПИР [54], а также на ускорителях ADONE [40] и DORIS (DESY, Гамбург, Германия) [55].

Экспериментальные данные показали, что спин и чётность J/ψ и ψ' -мезонов равны $J^{PC} = 1^{--}$. Это следует из измерения углового распределения в процессах $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при энергии в системе центра масс в области резонанса и измерений полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области интерференции резонанса с фоном.

Из данных по распадам ψ -мезонов на пионы видно, что ψ -распады подчиняются определенному правилу отбора (сохранение G-четности), которое характерно только для адронов, откуда следует, что и сама ψ -частица – адрон. Существуют определенные моды распада, которые, будучи обнаружены, дают четкую информацию об изоспине ψ -частиц. Такими модами являются $\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\Lambda\bar{\Lambda}$, $p\bar{p}$. Каждая из этих мод была наблюдаена в экспериментах, что позволило установить квантовые числа $I^G J^{PC} = 0^- 1^{--}$ для обеих частиц.

1.2. Эксперименты по измерению ширины J/ψ -мезона

В настоящей работе измерено произведения электронной ширины J/ψ -мезона на вероятности его распада в адроны $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ и в электрон-позитронную пару $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$. Совместно с результатами коллаборации КЕДР по определению отношения лептонных ширин $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)$, измеренного с точностью $\sim 0.6\%$ [2], это измерение позволяет определить как лептонную, так и полную ширину независимым способом, используя данные только одного эксперимента.

Величина $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ была измерена на ускорителе ADONE с точностью 20 % и составила 4.0 ± 0.8 кэВ [39]. При этом основная неопределённость результата связана с небольшой статистикой (около тысячи адронных событий) и систематическими ошибками (такими как эффективность регистрации, триггерные неопределённости, учёт ядерного взаимодействия и др.). Полная, лептонная и адронная ширины также были измерены в предположении $\Gamma = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\text{адр}}$ и $\Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu}$ и составили:

$$\Gamma = (68 \pm 26) \text{ кэВ}, \Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = (4.6 \pm 0.8) \text{ кэВ}, \Gamma_{\text{адр}} = (59 \pm 24) \text{ кэВ}.$$

На ускорителе ADONE в процессах $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [40] также были измерены величины $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)$ и из их комбинации выведены значения ширин:

$$\Gamma = (60 \pm 25) \text{ кэВ}, \Gamma_{ee} = (4.6 \pm 1.0) \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{\mu\mu} = (5.0 \pm 1.0) \text{ кэВ}, \Gamma_{\text{адр}} = (50 \pm 25) \text{ кэВ}.$$

$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$, полученная через лептонный канал, составила 3.9 ± 0.8 кэВ.

Ширины J/ψ -мезона также исследовались на ускорителе SPEAR с детектором MarkI [38] и составили:

$$\Gamma = (69 \pm 15) \text{ кэВ}, \Gamma_{ee} = \Gamma_{\mu\mu} = (4.8 \pm 0.6) \text{ кэВ}, \Gamma_{\text{адр}} = (59 \pm 14) \text{ кэВ}.$$

Основные систематические ошибки связаны с неопределённостью в измерении эффективности регистрации адронов (15 %) и светимости (3 %), а также с измерением энергии (с точностью ~ 100 кэВ).

Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ были измерены в области энергии рождения J/ψ -резонанса с детектором BES на коллайдере BEPC [41]. Парциальные ширины составили:

$$\Gamma = 84.4 \pm 8.9 \text{ кэВ}, \Gamma_{ee} = 5.14 \pm 0.39 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{\mu\mu} = 5.13 \pm 0.52 \text{ кэВ}, \Gamma_{\text{адр}} = 74.1 \pm 8.1 \text{ кэВ}.$$

Ширина J/ψ -мезона исследовалась с детектором ВаВаг на ускорителе РЕРИИ в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ при энергии 10.6 ГэВ в системе центра масс [42]. J/ψ -мезон изучался в распаде на мюон и антимюон и измеряемая величина произведения электронной ширины на вероятность распада в $\mu^+\mu^-$ -пару составила:

$$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu} = 0.330 \pm 0.008 \pm 0.007 \text{ кэВ}.$$

Первой указана статистическая неопределённость, а второй – систематическая. К основным источникам систематических неопределённостей относятся знание формы резонанса в методе радиационного возврата (1.4 %), согласие моделирования с экспериментальными данными, что оценивалось при помощи вариаций условий отбора (1.3 %), статистическая ошибка моделирования (0.9 %), неопределённости фонов (0.5 %) и эффектов интерференции (0.3 %). Полная систематическая неопределённость результата составила 2.2 %, статистическая – 2.3 %. С использованием мировых средних значений для $\mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$ и $\mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ в работе были получены полная и лептонная ширины:

$$\Gamma = 5.53 \pm 0.18 \text{ кэВ}, \Gamma_{ee} = 92.7 \pm 3.1 \text{ кэВ}.$$

В эксперименте CLEO на коллайдере CESR J/ψ -мезон изучался в процессе с излучением в начальном состоянии (ISR) $e^+e^- \rightarrow J/\psi, J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 3.773 \text{ ГэВ}$ [43]. При этом была измерена величина произведения:

$$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu} = 0.3384 \pm 0.0058 \pm 0.0071 \text{ кэВ}.$$

Статистическая точность измерения составила 1.7 %, а систематическая – 2.1 %. Систематическая неопределённость связана в основном с методом радиационного возврата.

Аналогичное измерение проводилось в эксперименте BESIII на ускорителе BEPCII [44], полученный результат составил:

$$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu} = 0.3334 \pm 0.0025 \pm 0.0044 \text{ кэВ.}$$

Статистическая точность измерения составила 0.7 %, а систематическая – 1.3 %. К основным источникам систематических неопределённостей относятся определение мюонной эффективности (0.9 %), измерение светимости (0.5 %), метод кинематической реконструкции (0.5 %) и неопределённость функция радиатора, полученной из генератора PHOKHARA [45] (0.5 %).

Таким образом, из процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ с измеренной величиной $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$ в экспериментах BaBar [42], CLEO [43] и BES3 [44] известна лептонная ширина J/ψ -мезона Γ_{ee} с точностью 3.4, 2.8 и 1.6 % соответственно. Мировое среднее, полученное Particle Data Group (PDG) [31] с точностью 2.5 %, составляет $5.55 \pm 0.14 \pm 0.02$ кэВ.

На детекторе КЕДР было измерено сечение процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области энергии рождения J/ψ -мезона [1], при этом получены величины произведения лептонной ширины на соответствующие вероятности распадов:

$$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{ee} = 0.3323 \pm 0.0064 \pm 0.0048 \text{ кэВ,}$$

$$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu} = 0.3318 \pm 0.0052 \pm 0.0063 \text{ кэВ.}$$

Настоящая работа посвящена прямому измерению полной и лептонной ширины J/ψ -мезона с детектором КЕДР с помощью сечения процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при энергии в системе центра масс вблизи резонанса.

В таблице 1.1 приведены результаты для значений $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$, полученных из данных наиболее точных экспериментов. При этом значения, приводимые для экспериментов BaBar, CLEO, КЕДР [1] и BES3, были рассчитаны по измеренным величинам с учётом наиболее актуальных значений веро-

ятностей распада J/ψ -мезона на пару лептонов, взятых из таблиц PDG [31]. Лучшую точность определения величины произведения лептонной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \cdot B_{\text{адр}}(J/\psi) = 4.84 \pm 0.15$ кэВ можно получить непрямым методом, комбинируя значения Γ_{ee} и Γ [31] с вероятностью распада J/ψ -мезона в адронное конечное состояние $B_{\text{адр}}$, известное с точностью лучше 0.6 % из эксперимента BES [41].

Таблица 1.1. Результаты наиболее точных значений $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$, полученных в различных экспериментах. Значения были рассчитаны по измеренным величинам с учётом наиболее актуальных значений вероятностей распада J/ψ -мезона на пару лептонов [31].

Эксперимент	$\Gamma_{ee}(J/\psi)$, кэВ	$\Gamma(J/\psi)$, кэВ	Процесс
BES 95 [41]	5.14 ± 0.39	84.4 ± 8.9	$e^+e^- \rightarrow$ адроны, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
BaBar 04 [42]	5.53 ± 0.18	92.7 ± 3.1	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ISR
CLEO 06 [43]	5.68 ± 0.16	95.1 ± 2.7	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ISR
КЕДР 10 [1]	5.57 ± 0.13	93.2 ± 2.0	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
BES3 16 [44]	5.59 ± 0.09	93.7 ± 1.6	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ISR
PDG [31]	$5.55 \pm 0.14 \pm 0.02$	92.9 ± 2.8	
KEDR 18 [46]	5.55 ± 0.10	92.9 ± 1.8	$e^+e^- \rightarrow$ адроны, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
Решёточные КХД-расчёты:			
HISQ [27]	5.48 ± 0.16	91.8 ± 2.7	
Twisted mass [30]	5.8 ± 0.2	97.1 ± 3.4	

Лептонная ширина J/ψ -мезона связана с константой распада $f_{J/\psi}$ по формуле для векторных мезонов:

$$\Gamma_{ee}(J/\psi) = \frac{4\pi}{3} \alpha_{\text{кэд}}^2 e^2 \frac{f_{J/\psi}^2}{M_{J/\psi}}, \quad (1.1)$$

где $\alpha_{\text{кэд}}$ – постоянная тонкой структуры, e – заряд кварка ($2/3$ для s -кварка), $M_{J/\psi}$ – масса J/ψ -мезона. Константа распада выражается через матричный элемент рождения или аннигиляции пары $c\bar{c}$ для низшего связанного состояния из вакуума:

$$\langle 0 | \bar{\psi} \gamma^i \psi | J/\psi \rangle = f_{J/\psi} M_{J/\psi} \varepsilon^i,$$

где ε^i – вектор поляризации J/ψ -мезона. Таким образом методами компьютерных вычислений, использующих решёточную формулировку КХД, константа распада $f_{J/\psi}$ может быть вычислена с точностью несколько процентов. В работе [27] с помощью формализма Highly Improved Staggered Quark (HISQ) было получено значение $f_{J/\psi} = 405 \pm 6 \pm 2$ МэВ. Первая неопределённость следует из подгонки и определяется ошибкой константы перенормировки, вторая является оценкой КЭД поправки к КХД вычислениям. В работе [30], использующей метод Twisted mass, было получено значение $f_{J/\psi} = 414 \pm 8_{-0}^{+9}$ МэВ. Соответствующие значения для лептонной ширины $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и полной ширины $\Gamma(J/\psi)$ приведены в таблице 1.1.

1.3. Сечение e^+e^- -аннигиляции вблизи узкого резонанса

Впервые аналитическое выражение для сечения e^+e^- -аннигиляции вблизи энергии узкого резонанса было получено в работах И. Я. Азимова, А. И. Вайнштейна, Л. Н. Липатова и В. А. Хозе [56] и В. В. Бажанова, Г. П. Пронько, Л. Д. Соловьёва [57, 58]. В работе [56] использовалась нерелятивистская брейт-вигнеровская амплитуда, расчёт с учётом релятивистской фор-

мы был проведен К. Ю. Тодышевым в работе [59]. В итоге, сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны вблизи энергии J/ψ -резонанса можно записать в виде [3]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{n.r.}}^{\text{адр}}(W) = \frac{12\pi}{W^2} \left\{ \left(1 + \delta_{\text{sf}} \right) \left[\frac{\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_{\text{адр}}}{\Gamma M} \text{Im} f(W) - \frac{2\alpha\sqrt{R\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_{\text{адр}}}}{3W} \lambda \text{Re} \frac{f^*(W)}{1-\Pi_0} \right] \right. \\ \left. - \frac{\beta\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_{\text{адр}}}{2\Gamma M} \left[\left(1 + \frac{M^2}{W^2} \right) \arctan \frac{\Gamma W^2}{M(M^2 - W^2 + \Gamma^2)} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\Gamma M}{2W^2} \ln \frac{\left(\frac{M^2}{W^2} \right)^2 + \left(\frac{\Gamma M}{W^2} \right)^2}{\left(1 - \frac{M^2}{W^2} \right)^2 + \left(\frac{\Gamma M}{W^2} \right)^2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где W – энергия в системе центра масс (СЦМ), M – масса резонанса, Γ – полная ширина резонанса, α – постоянная тонкой структуры и R – отношение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ вне области резонанса. Оператор поляризации вакуума Π_0 не включает в себя вклад от резонанса. Первое слагаемое в (1.2) соответствует процессу рождения резонанса $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow$ адроны, второе – поправке на интерференцию, третье и четвертое – поправке на излучение энергичного фотона.

Радиационная поправка δ_{sf} получена в подходе структурных функций в работе Э. А. Кураева и В. С. Фаина [60]:

$$\delta_{\text{sf}} = \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \beta^2 \left(\frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{1}{36} \ln \frac{W}{m_e} \right), \quad (1.3)$$

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right), \quad (1.4)$$

где m_e – масса электрона. При этом считается, что фотоны мягкие и рождение реальных e^+e^- -пар запрещено условиями постановки эксперимента, так как при излучении пар минимально уносимая энергий равна $2m_e \approx 1$ МэВ, что существенно для узкого резонанса с собственной шириной порядка 100 кэВ.

Функция f , используемая в формуле 1.2, определена следующим образом:

$$f(W) = \frac{\pi\beta}{\sin \pi\beta} \left(\frac{W^2}{M^2 - W^2 - iM\Gamma} \right)^{1-\beta}. \quad (1.5)$$

Параметр λ в выражении (1.2) характеризует силу интерференционных эффектов в инклюзивном сечении рождения адронов, являясь отношением амплитуд однофотонного и общего адронного конечных состояний. Как показано в статье [3], выражение для λ может быть записано следующим образом:

$$\lambda = \sqrt{\frac{R\mathcal{B}_{ee}}{\mathcal{B}_{\text{адр}}}} + \sqrt{\frac{1}{\mathcal{B}_{\text{адр}}}} \sum_m \sqrt{b_m \mathcal{B}_m^{(s)}} \langle \cos \phi_m \rangle_{\Theta}. \quad (1.6)$$

Суммирование проводится по всем эксклюзивным модам распада резонанса.

Введем обозначения: $\langle \cos \phi_m \rangle_{\Theta}$ и $\langle \sin \phi_m \rangle_{\Theta}$ – косинус и синус относительной фазы амплитуд сильного и электромагнитного взаимодействий для моды распада m , усредненной по фазовому пространству конечных частиц; $b_m = R_m/R$ – отношение вероятности распада m к соответствующему распаду в континууме; \mathcal{B}_{ee} – вероятность распада в e^+e^- -пару; $\mathcal{B}_{\text{адр}}$ – общая вероятность распада в адроны и $\mathcal{B}_m^{(s)} = \Gamma_m^{(s)}/\Gamma$, где $\Gamma^{(s)}$ – вклад сильного взаимодействия в парциальную ширину распада m .

Вследствие интерференции резонанса с континуумом эффективная адронная ширина $\tilde{\Gamma}_{\text{адр}}$ может отличаться от "истинной" ширины, равной сумме парциальных ширин по всем модам распада, $\Gamma_{\text{адр}} = \sum_m \Gamma_m$:

$$\tilde{\Gamma}_{\text{адр}} = \Gamma_{\text{адр}} \times \left(1 + \frac{2\alpha}{3(1 - \text{Re}\Pi_0)\mathcal{B}_{\text{адр}}} \sqrt{\frac{R}{\mathcal{B}_{ee}}} \times \sum_m \sqrt{b_m \mathcal{B}_m^{(s)}} \langle \sin \phi_m \rangle_{\Theta} \right). \quad (1.7)$$

Обычно считается, что относительные фазы для амплитуд сильного и электромагнитного взаимодействий в различных модах распада не скоррелированы [3, 4].

Дифференциальное сечение процесса e^+e^- можно представить следующим образом [59]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee\rightarrow ee} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{кЭД}}^{ee\rightarrow ee} + \frac{1}{W^2} (1 + \delta_{sf}) \left\{ \frac{9}{4} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma M} (1 + \cos^2 \theta) \text{Im} f - \frac{3\alpha}{2} \frac{\Gamma_{ee}}{M} \left[(1 + \cos^2 \theta) \text{Re} \frac{f^*}{1 - \Pi_0(s)} - \frac{(1 + \cos \theta)^2}{(1 - \cos \theta)} \text{Re} \frac{f^*}{1 - \Pi_0(t)} \right] \right\}, \quad (1.8)$$

где $s = W^2$ и $t = -W^2 \cdot (1 - \cos \theta)/2$ – квадрат энергии в СЦМ и передачи импульса, θ – угол рассеяния электрона. Первое слагаемое в выражении (1.8) представляет собой квантовое электродинамическое сечение упругого рассеяния, полученное методом моделирования Монте Карло [61, 62]. Второе слагаемое характеризует вклад резонанса, а третье – их интерференцию. Формула (1.8) позволяет вычислять сечение с точностью около 0.1 % и подтверждается более точными выражениями, приведенными X. Y. Zhou, Y. D. Wang, L. G. Xia в работе [63].

Глава 2

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 и детектор КЕДР

2.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 [64–66] представляет собой установку для проведения экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками. Комплекс ВЭПП-4 состоит из линейного ускорителя электронов до энергии 50 МэВ, синхротрона Б-4, промежуточного накопителя ВЭПП-3, рассчитанного на ускорение частиц от 350 МэВ до 2000 МэВ, и e^+e^- -коллайдера ВЭПП-4М (см. рис. 2.1).

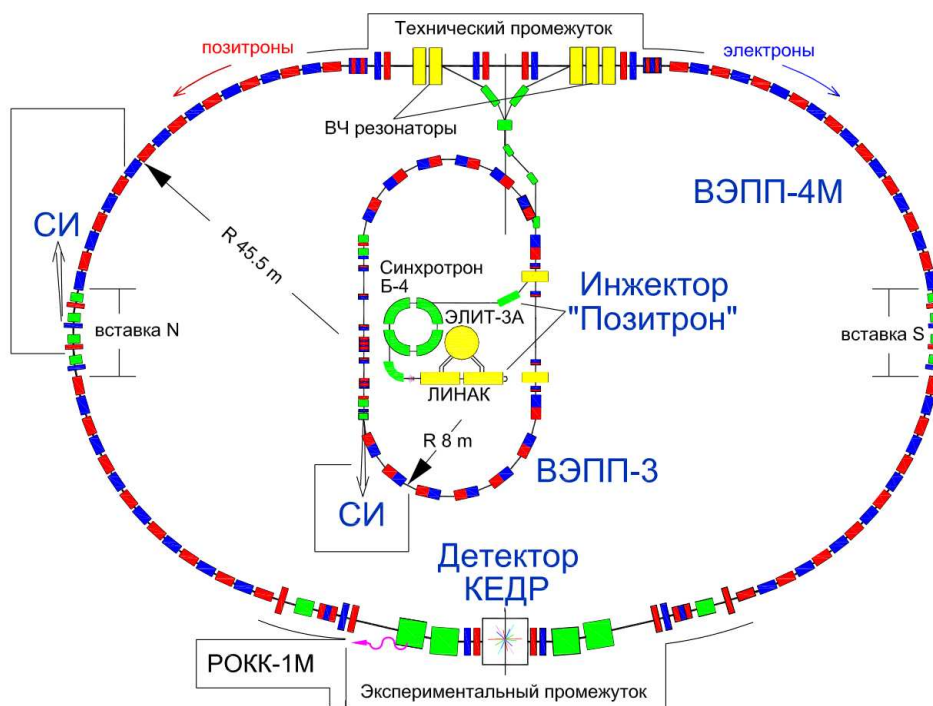


Рис. 2.1. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-4: инжектор, накопитель ВЭПП-3, коллайдер ВЭПП-4М и детектор КЕДР.

Ускоритель спроектирован для работы в диапазоне энергий сталкивающихся пучков от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс. С 2002 г. на ускорителе ВЭПП-4М с магнитным детектором КЕДР проводятся эксперименты по изучению свойств ψ -мезонов. Физическая программа эксперимента в области физики высоких энергий также включает в себя измерение сечения адронного рождения R и двухфотонную физику. Основные параметры ускорителя представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Основные параметры ВЭПП-4М.

Периметр кольца	366 м
Радиус поворота	34.5 м
Максимальная энергия	5.5 ГэВ
Количество сгустков в пучке	2
Продольный размер сгустка	5 см
Максимальный ток в одном сгустке ($E = 1.5$ ГэВ)	1.5 мА
Максимальная светимость ($E = 1.5$ ГэВ)	10^{30} см ⁻² с ⁻¹

Хотя светимость ускорителя ВЭПП-4М не высокая по сравнению с современными коллайдерами, установка позволяет измерять энергию пучков с хорошей точностью двумя независимыми методами:

- методом резонансной деполяризации, описанный в работе [67], с точностью однократного измерения 1–2 кэВ в калибровочном заходе. При наборе данных энергия определяется интерполяцией между калибровками с точностью лучше 25 кэВ для энергии в области J/ψ -мезона;
- методом определения максимальной энергии γ -квантов, полученных в процессе обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на элект-

тронах пучка [68, 69], позволяющим проводить непрерывное мониторирование энергии пучков с точностью ~ 100 кэВ.

2.2. Детектор КЕДР

Детектор КЕДР [70] является универсальным магнитным детектором для экспериментов на встречных электрон – позитронных пучках при энергии в системе центра масс от 2 до 11 ГэВ. Основные системы КЕДРа показаны на рис. 2.2. Трековая система состоит из вершинного детектора и дрейфовой камеры, также в детекторе есть два калориметра – баррельный и торцевой, времяпролётная система, аэрогелевые черенковские счётчики и мюонная система. Далее кратко описаны характеристики основных систем детектора, дрейфовая камера подробно описана в главе 3.

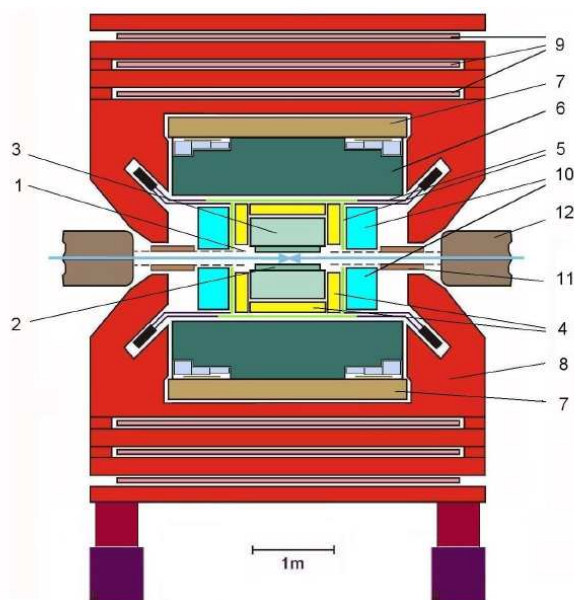


Рис. 2.2. Детектор КЕДР. Цифрами обозначены: 1 – вакуумная камера, 2 – вершинный детектор, 3 – дрейфовая камера, 4 – времяпролётная система, 5 – цилиндрический LKr-калориметр, 6 – обмотка магнита, 7 – мюонная система, 8 – ярмо магнита, 9 – торцевой CsI-калориметр, 10 – аэрогелевые черенковские счётчики.

Вершинный детектор (ВД) [71, 72] представляет собой систему цилиндрических дрейфовых трубок из тонкого лавсана. В качестве рабочего газа в ВД используется аргон с добавлением углекислого газа в пропорции 7 к 1. Для используемой газовой смеси скорость дрейфа ионизации находится в области насыщения и слабо зависит от напряженности электрического поля, температуры и давления. Пространственное разрешение составляет порядка 200 мкм для космических треков при коэффициенте газового усиления 10^5 . Трубки образуют 6 концентрических слоев вокруг вакуумной камеры. Основные характеристики ВД представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2. Основные характеристики ВД.

Телесный угол	$0.98 \times 4\pi$
Число слоев	6
Число дрейфовых трубок	312
Длина трубки, мм	670
Диаметр трубки, мм	10
Радиус первого слоя, мм	67.1
Радиус последнего слоя, мм	116.84
Количество вещества	$0.2\% X_0$

Система АШИФ (аэрогель, шифтер, фотоумножитель) [73] состоит из 160 счётчиков - 8 баррельных и 80 торцевых. Основные характеристики системы АШИФ представлены в таблице 2.3. В качестве радиатора излучения в пороговых черенковских счётчиках используется аэрогель. Сбор черенковского света происходит с помощью пластин из оргстекла с добавкой шифтера ВВQ, так что переизлученный свет захватывается в режим полного внутреннего отражения и поступает на фотоумножитель (ФЭУ) на основе многоканальных

пластин. Система может использоваться для идентификации заряженных частиц с импульсом от 700 до 1500 МэВ/с.

Таблица 2.3. Основные характеристики системы АШИФ детектора КЕДР.

Телесный угол	$0.96 \times 4\pi$
Число слоев	2
Число счётчиков	160
Показатель преломления аэрогеля	1.05
Объём аэрогеля, л	10000
Количество вещества	$0.24 X_0$

Система сцинтилляционных счётчиков [74], используемая для измерения времени пролёта, состоит из двух частей – баррельной и торцевой. Баррельная часть содержит 32 счётчика с установленными по обоим концам ФЭУ, торцевая часть включает в себя 64 счётчика с одним ФЭУ на каждом. Электроника каждого ФЭУ измеряет две величины – время и амплитуду. Основные геометрические характеристики системы указаны в таблице 2.4. Достигнутое временное разрешение составляет 360 пс для баррельных счётчиков и 300 для торцевых.

Таблица 2.4. Основные характеристики сцинтилляционных счётчиков детектора КЕДР.

	торцевые	баррельные
Телесный угол	$0.71 \times 4\pi$	$0.26 \times 4\pi$
Число счётчиков	32	64
Среднее расстояние от пучка, см	71.5	73.5
Толщина сцинтиллятора, мм	10	20
Число ФЭУ на счётчик	2	1

Баррельный электромагнитный калориметр на основе жидкого криптона [48, 75, 76] состоит из 34 цилиндрических ионизационных камер. Электроды камер сделаны из тонких пластин стеклотекстолита толщиной 0.5 мм с покрытием медной фольгой толщиной 18 мкм. Расстояние между пластинами равно 19.5 мм. Чётный электроды заземлены, а на нечётные подаётся высокое напряжение. Энергия измеряется с помощью высоковольтных электродов, разбитых на прямоугольники. Они соединены между собой по радиусы и образуют ячейки ("башни") калориметра. По радиусу расположено три слоя таких ячеек. Они имеют поперечный размер 10×10 см для ближайшего к месту встречи слоя и постепенно увеличиваются с радиусом. Восемь заземленных электродов первого слоя разбиты на полоски для измерения координат – четыре для ϕ и четыре для z , чередующиеся друг с другом. Основные параметры калориметра приведены в таблице 2.5.

Таблица 2.5. Основные характеристики баррельного LKr калориметра.

Телесный угол	$0.79 \times 4\pi$
Полярный угол, град.	38 – 142
Число кристаллов	1232
Масса LKr, тонн	27
Внутренний радиус калориметра, см	75
Толщина, см	68
Количество вещества	14.8% X_0
Энергетическое разрешение, %	3.4
Пространственное разрешение, мм	1.2

Торцевой калориметр [48, 77, 78], изготовленный из сцинтилляционных кристаллов CsI (Na), расположен по обоим торцам детектора КЕДР. Каждая из частей состоит из 4 модулей кристаллов и внутренних счётчиков. В ка-

честве фотоприёмников используются вакуумные фототриоды. Основные параметры торцевого калориметра представлены в таблице 2.6.

Таблица 2.6. Основные характеристики торцевого CsI калориметра.

Телесный угол	$0.21 \times 4\pi$
Полярный угол, град.	6–38 и 142–174
Число кристаллов	1232
Масса, тонн	3.2
Внешний радиус калориметра, мм	665
Длина блока, мм	300
Количество вещества	16.1% X_0
Размер кристаллов, мм	60 × 60 × 150 (300)
Энергетическое разрешение, %	4.0
Пространственное разрешение, мм	6 –12

Мюонная система [79, 80] состоит из газовых проволочных трубок, работающих в стримерном режиме. Трубки наполнены газовой смесью из аргона, углекислого газа и н-пентана. Они объединены в блоки и расположены внутри магнитного ярма в форме восьмиугольника. Основные параметры мюонной системы представлены в таблице 2.7.

Таблица 2.7. Основные характеристики мюонной системы.

Телесный угол	$0.67 \times 4\pi$
Число слоев	3
Число стримерных трубок	2208
Длина трубки, м	4.5
Диаметр трубки, см	4
Пространственное разрешение по z , см	4

Монитор светимости предназначен для измерения светимости ускорителя ВЭПП-4м методом регистрации фотонов тормозного излучения. Система представляет собой два электромагнитных калориметра типа "сэндвич" с чередующимися пластинами сцинтиллятора и свинца. Калориметры расположены с обеих сторон от места встречи вдоль оси пучков и имеют толщину $18 X_0$. Точность измерения абсолютной светимости для набора данных в области J/ψ -мезона в мае 2005 г. составляла 2 %.

Глава 3

Дрейфовая камера детектора КЕДР

3.1. Конструкция дрейфовой камеры

Дрейфовая камера (ДК) [81, 82] детектора КЕДР является координатным ионизационным детектором. Основной задачей ДК в экспериментах по физике высоких энергий является восстановление треков заряженных частиц, определение их импульса в магнитном поле, а также измерение энергии ионизационных потерь.

ДК имеет цилиндрическую форму длиной 1100 мм, внешним и внутренним радиусами – 125 и 535 мм соответственно. ДК состоит из внешней и внутренней обечаек и торцевых пластин, в которых закреплены анодные и полевые проволочки. На одной из торцевых пластин расположены предусилители, а на другой — делители высокого напряжения.

Внутренняя обечайка выполнена из углепластика толщиной 1.5 мм для уменьшения многократного рассеяния и ограничена размерами вершинного детектора. Внешняя обечайка изготовлена из стеклотекстолита толщиной 5 мм. На внутреннюю и внешнюю обечайку нанесены металлические полоски, напряжение на которых оптимизировано для создания однородного электрического поля в ячейках внутреннего и внешнего слоев камеры соответственно. Измерительная база дрейфовой камеры равна 370 мм. Схема камеры с основными размерами представлена на рис. 3.1.

В качестве рабочего газа дрейфовой камеры используется "холодный" газ — чистый диметиловый эфир C_2H_6O (ДМЭ). "Холодными" называются газы, в которых характерная энергия дрейфующих электронов остаётся тепловой даже при высоких значениях напряжённости электрического поля, что обеспе-

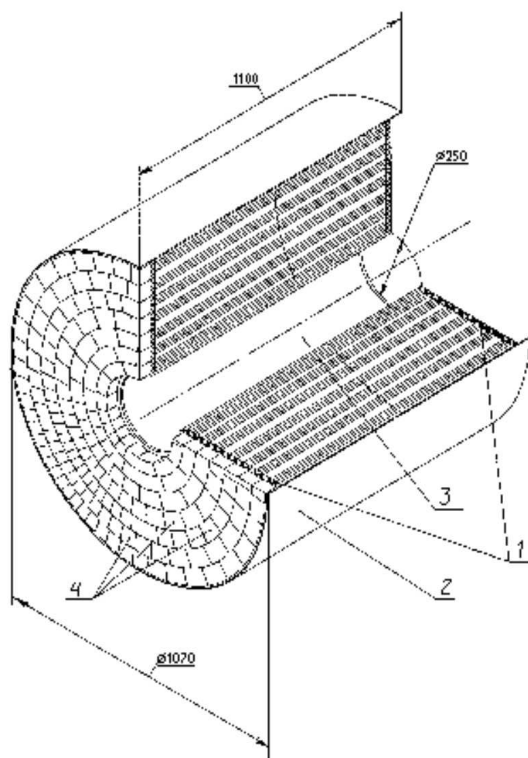


Рис. 3.1. Дрейфовая камера детектора КЕДР. Цифрами обозначены: 1 – торцевые пластины ДК, 2 – внешняя обечайка, 3 – внутренняя обечайка, 4 – предусилители.

чинает малые коэффициенты диффузии. Пространственное разрешение в ДК ограничено продольной диффузией и для чистого ДМЭ при длине дрейфа 3 см достигает 120 мкм для среднего по ячейке. Стоит также отметить, что плотность ионизации в ДМЭ достаточно высока и составляет 55-60 кластеров на сантиметр, что приблизительно в два раза больше, чем у аргона [82].

3.1.1. Проволочная структура дрейфовой камеры

Весь объем ДК поделен на семь концентрических цилиндрических суперслоев, как показано на рис. 3.2. Каждый суперслой состоит из ячеек с шестью рабочими анодными проволочками. Всего в камере 1512 анодных проволочек. Частица, пересекающая все суперслои ДК, даёт 42 измерения координаты и ионизационных потерь.

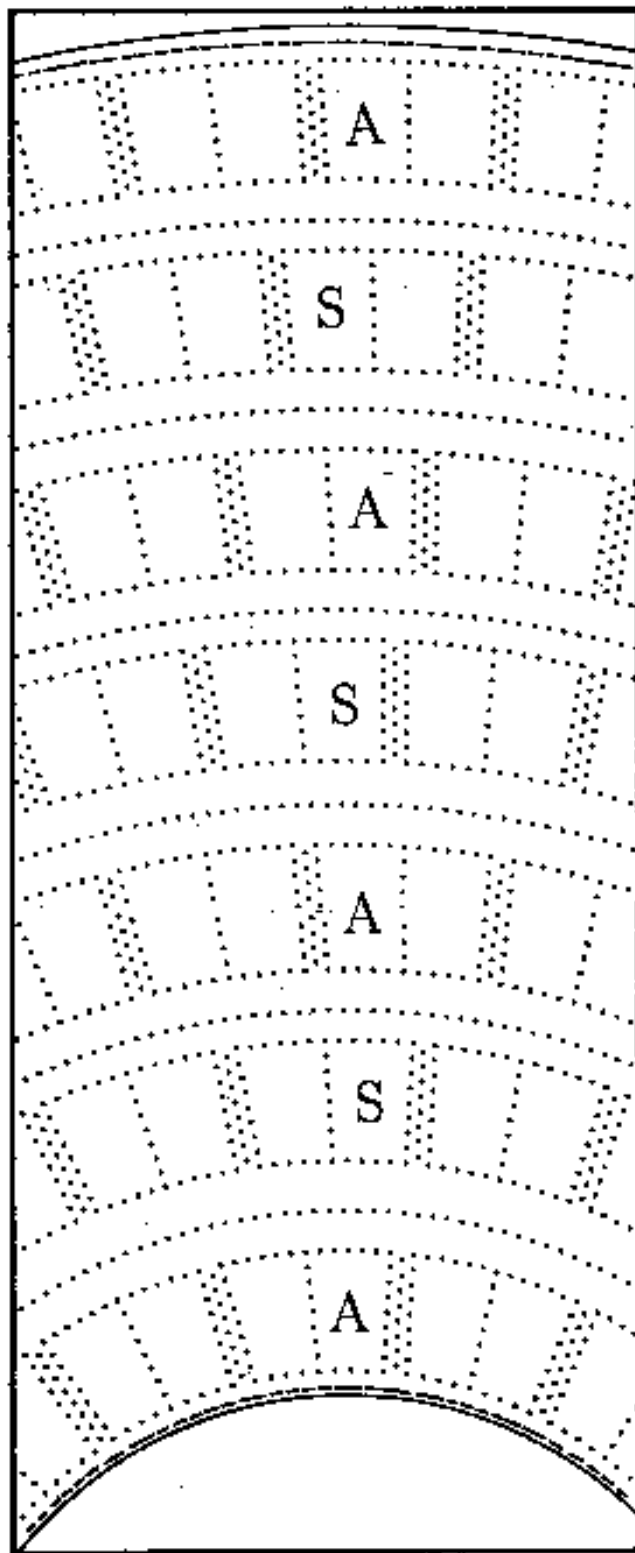


Рис. 3.2. Схема расположения проволочных суперслоев в ДК. Буквами обозначены: А — аксиальные слои, S — стерео слои.

Из семи слоёв камеры четыре нечётных являются аксиальными, а три чётных – стерео слоями. В аксиальных слоях проволочки натянуты параллельно оси камеры для точного измерения координат в $(\rho - \phi)$ -плоскости. В стерео слоях проволочки натянуты под небольшим углом ± 100 мрад к оси камеры, что позволяет определять продольные координаты частицы. Суперслои отделены друг от друга рядами экранирующих полевых проволочек, что позволяет уменьшить наводки.

Каждая ячейка ДК содержит ряд из шести сигнальных анодных проволочек, по краям от них для улучшения однородности полей натянуты две нерабочие анодные проволочки. Радиальное расстояние между анодными проволочками составляет 4.5 мм.

Справа и слева на 3.5 мм от ряда анодных проволочек натянуты два ряда фокусирующих проволочек, они отделяют промежуток дрейфа от области, где происходит газовое усиление. Задачей фокусирующих проволочек является выравнивание времени прихода отдельных кластеров на анодную проволочку, и тем самым улучшение пространственного разрешения. Значение потенциала на фокусирующих проволочках регулирует коэффициент газового усиления на анодных проволочках ($\sim 10^4$).

Полевые проволочки формируют границы ячейки, они расположены с шагом около 4.5 мм. На них подаётся напряжение таким образом, чтобы электрическое поле в дрейфовом промежутке было близко к однородному.

Для компенсации отклонения направления дрейфа электронов в скрещенных электромагнитных полях плоскости с анодными, фокусирующими и полевыми проволочками повернуты на угол 3° к радиусу, что составляет угол Лоренца для условий ДК детектора КЕДР при проектном значении магнитного поля 1.8 Тл.

Ячейки ДК описанного типа называют векторными с фокусировкой [83]. Они не только измеряют координату пролёта частицы, но и облегчают алгоритм поиска и восстановления треков в дрейфовой камере. Такая конструкция позволяет измерять координаты частицы и определять направление её полёта внутри суперслоя. Комбинация упорядоченной проволочной структуры внутри одного суперслоя и случайное расположение проволочек в разных суперслоях позволяет повысить эффективность восстановления близко лежащих треков.

3.1.2. Электроника дрейфовой камеры

В ДК используется метод параллельного считывания информации, при котором к каждой анодной проволочке подключён отдельный регистрирующий канал. Сигнал с анодной проволочки приходит на предусилитель, а затем на один из входов платы ТАМ [84], выполненной в стандарте КЛЮКВА [85].

Плата ТАМ предназначена для измерения времени дрейфа и ионизационных потерь и позволяет регистрировать несколько частиц с одной анодной проволочки. Такие платы имеют от двух до шести входов, каждому из которых доступны четыре временных и четыре амплитудных регистратора. Поэтому возможно измерять время дрейфа и амплитуду сигнала четырёх первых импульсов, поступающих на входы платы ТАМ. Следует заметить, что время дрейфа измеряется в условных единицах — тактах время-цифрового преобразователя (ВЦП). Частота ВЦП равна 143 МГц, поэтому 1 такт соответствует ~ 7 нс.

Позиционный код каналов, сработавших в течение разрешающего времени коммутатора, фиксируется в четырёх регистрах. Временной канал содержит дискриминатор с управляемым порогом, формирователь мёртвого времени, регистр номера канала, триггер ворот и счётчик импульсов.

Последовательность обработки сигналов следующая. При срабатывании дискриминатора в течение разрешающего времени коммутатора (10 нс) происходит запись позиционного кода сработавших каналов в первом регистре, после чего он блокируется. Одновременно с этим подготавливается к приёму входных сигналов второй регистр. После заполнения четвёртого регистра происходит блокировка коммутатора. При этом каждый сработавший регистр запускает соответствующие временной и амплитудный каналы.

Тракт измерения амплитуды состоит из сумматора-усилителя, линии задержки, эмиттерного повторителя, преобразователя заряд-время и асинхронного счётчика. Время интегрирования входного сигнала — 700 нс.

Наиболее загруженные, близкие к месту встречи, анодные проволочки подключены к платам ТАМ с 2 входами, наименее загруженные, во внешних слоях, — к платам с 6 входами.

3.1.3. Калибровка каналов электроники дрейфовой камеры

Для калибровки каналов электроники ДК на тестовый вход предусилителя подаётся сигнал с генератора, имеющий форму ступеньки (рис. 3.3). Изменяя величину перепада напряжения ΔU , можно получать разную величину заряда $Q = C \cdot \Delta U$, поступающего на вход предусилителя. Таким образом, на входе предусилителя имитируется сигнал с анодной проволочки. Измеряя номер канала в амплитудном регистраторе платы ТАМ, находим зависимость амплитуды сигнала на выходе платы ТАМ от величины заряда на входе предусилителя.

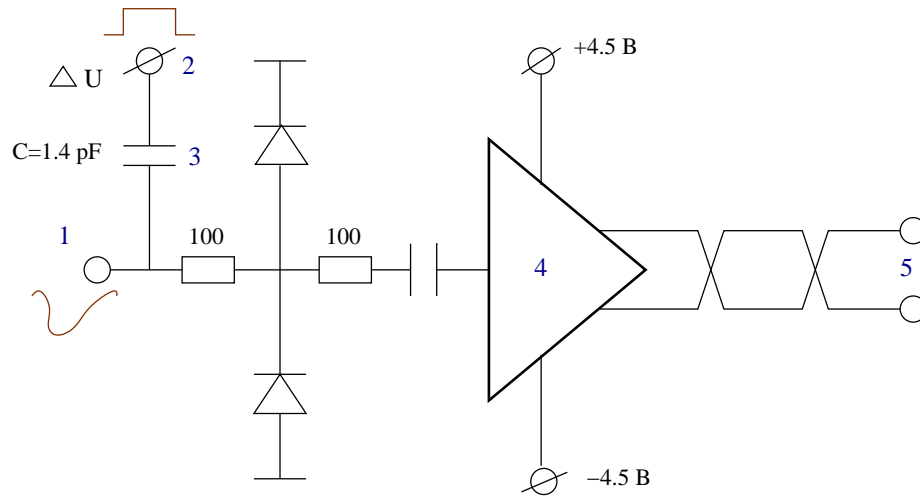


Рис. 3.3. Схема подключения регистрирующего канала электроники ДК. Числами обозначены: 1 – сигнал с анодной проволоочки, 2 – тестовый сигнал, 3 – калибровочная ёмкость, 4 – предусилитель, 5 – выходной сигнал, поступающий на плату ТАМ.

Эта зависимость приведена на рис. 3.4 и подгоняется следующей функцией:

$$Q = \begin{cases} p_0 * \left(\frac{\log(1+A)}{1+A^2} + p_1 * A^{p_2} \right), & A < p_3 \\ p_0 * \left(\frac{\log(1+p_3)}{1+p_3^2} + p_1 * p_3^{p_2} \right) + \\ p_4 * (A - p_3) + p_5 * ((A - p_6)^3 - (p_3 - p_6)^3), & p_3 \leq A < p_7 \\ p_0 * \left(\frac{\log(1+p_3)}{1+p_3^2} + p_1 * p_3^{p_2} \right) + \\ p_4 * (p_7 - p_3) + p_5 * ((p_7 - p_6)^3 - (p_7 - p_6)^3) + \\ p_8 * (A - p_7) + p_9 * \left(\frac{1}{(p_{10}-A)^{p_{11}}} - \frac{1}{(p_{10}-p_7)^{p_{11}}} \right), & p_7 \leq A \end{cases} \quad (3.1)$$

Здесь Q – заряд на предусилителе, $A = A_{ТАМ} - P$ – амплитуда сигнала в плате ТАМ за вычетом пьедестала. Точность фита, то есть отклонение амплитуды сигнала от вычисляемой, составляет $\sim 0.1\%$. Однако сам пьедестал измеряется с погрешностью в 1 - 2 канала, что может приводить к итоговой точности вычисления заряда $\sim 1\%$.

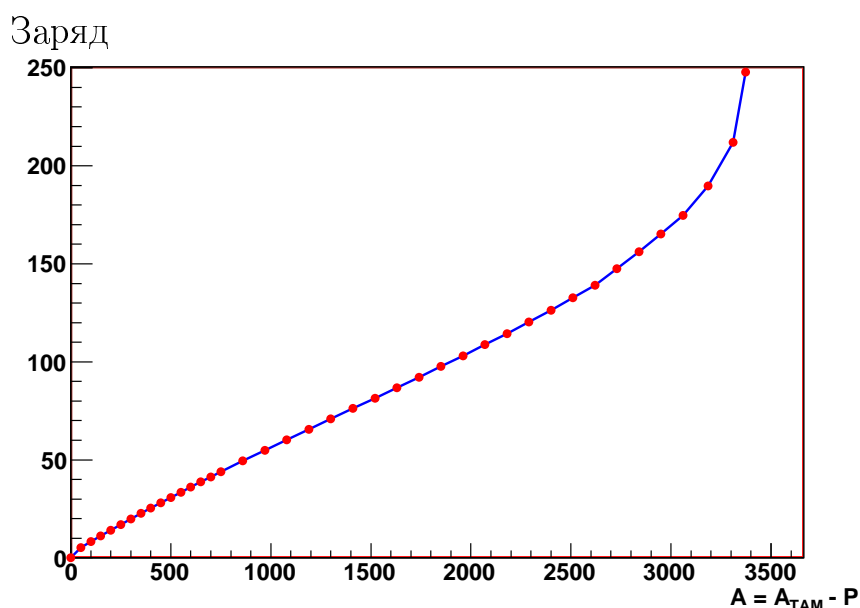


Рис. 3.4. Зависимость заряда на входе предусилителя (в относительных единицах) от номера канала в амплитудном регистраторе платы ТАМ с учётом пьедестала.

3.2. Восстановление треков заряженных частиц в дрейфовой камере

Для восстановления треков в ДК используется информация о сработавших каналах электроники – "хитах". Под "хитом" понимается набор параметров: номер сработавшей проволоочки, измеренные амплитуда и время дрейфа. При реконструкции треков также дополнительно используется информация с ВД и калориметра.

Магнитное поле в детекторе считается однородным, поэтому трек подгоняется окружностью в плоскости, перпендикулярной оси пучков. При этом также учитывается многократное рассеяние между подсистемами детектора – ВД и ДК, ДК и калориметром. После построения окружности с помощью информации со стереослоёв восстанавливается z-проекция трека.

Каждому времени прихода сигнала на анодную проволоочку соответствует изохрона, для точек на которой время дрейфа одинаково. Форма изохрон име-

ет сложную зависимость от времени дрейфа, параметризация которой включает в себя $r(t)$, $x(t)$ и $y(t)$. Здесь $r(t)$ – радиус части окружности, $(x(t), y(t))$ – координаты точки на окружности для центральной линии дрейфа (то есть проходящей через проволочку и наиболее удалённую от неё точку изохроны). Центр окружности имеет координаты $(x(t)-r(t), y(t))$. Время дрейфа считается следующим образом: $t = t_0 - t_{\text{TAM}}$, где t_0 – временной промежуток между моментом столкновения пучков в ускорителе и сигналом общего стопа, t_{TAM} – время, измеренной платой TAM. Вид зависимостей определяется по трекам космических частиц и представлен на рис. 3.5.

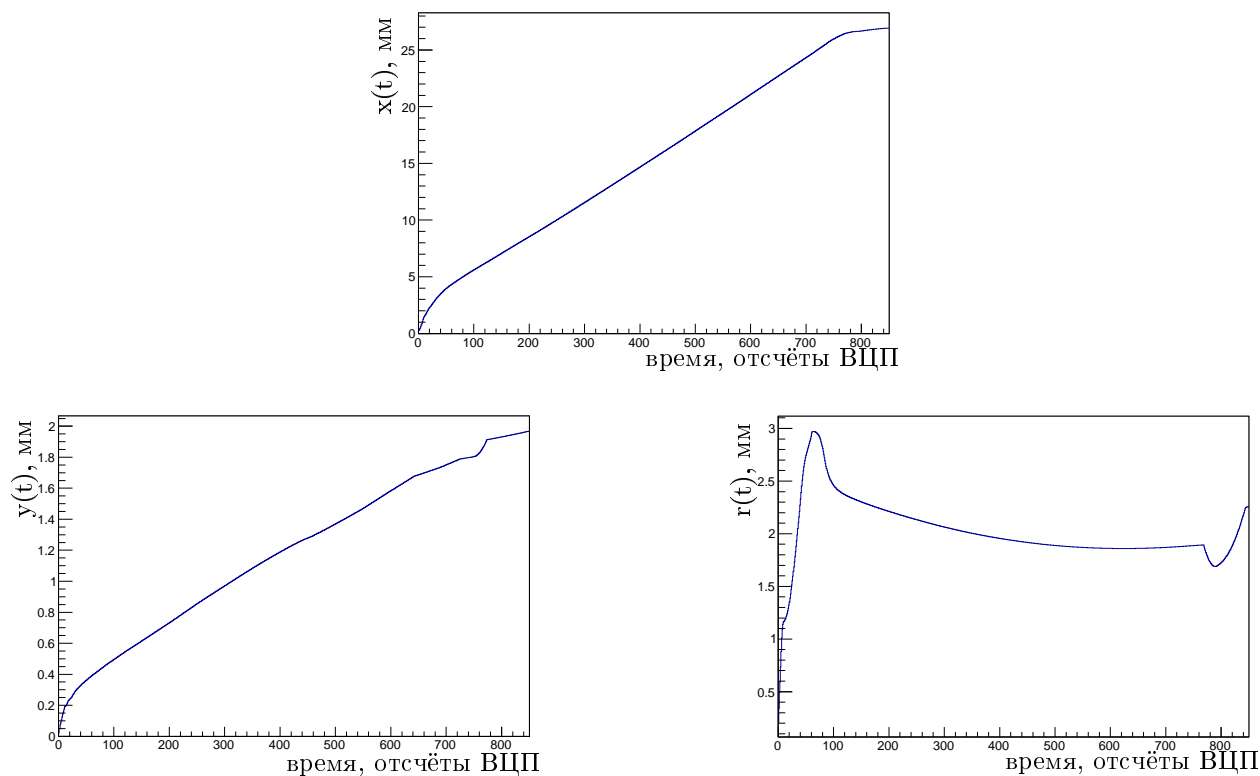


Рис. 3.5. Зависимости $r(t)$, $x(t)$ и $y(t)$, полученные при калибровке ДК по космическим частицам.

Калибровка ДК проводится методом последовательных приближений. Нулевая итерация соответствует зависимости $x(t)$, взятой из предыдущей калиб-

ровки и $y(x)$ и $r(x)$ – из моделирования генератором GARFIELD [86]. Сходимость процедуры проверяется путём сравнения зависимостей $x(t)$, полученных в последовательных калибровках, и поведением среднего пространственного разрешения $\sigma(t)$. Калибровки проводятся два раза в неделю, требуемая статистика составляет не менее 500 тысяч космических событий. Для большинства калибровок применяется 3 итерации. Всего в ходе каждой калибровки определяются виды функций $x(t)$, $y(x)$, $r(x)$, $\sigma(t)$ для 42 рядов проволок для каждого высоковольтного сектора отдельно (всего 125 областей). При этом зависимость $\sigma(t)$ разбивается на 5 диапазонов по углу наклона трека к направлению дрейфа. Все калибровочные константы записываются в базу данных и затем используются при реконструкции треков.

Виды зависимостей пространственного разрешения ДК от времени дрейфа для аксиального и стереослоя показаны на рис. 3.6. Характерное минимальное значение разрешения составляет 100 мкм для аксиальных слоёв и 150 мкм – для стерео. При временах дрейфа менее 50 отсчётов ВЦП происходит ухудшение разрешения за счёт неточности описания изохрон вблизи края ячейки. На рис. 3.7 показаны зависимости радиуса изохрон $r(t)$ и разрешение $\sigma(t)$ для ВД. Характерное минимальное пространственное разрешение составляет ~ 200 мкм для космических частиц.

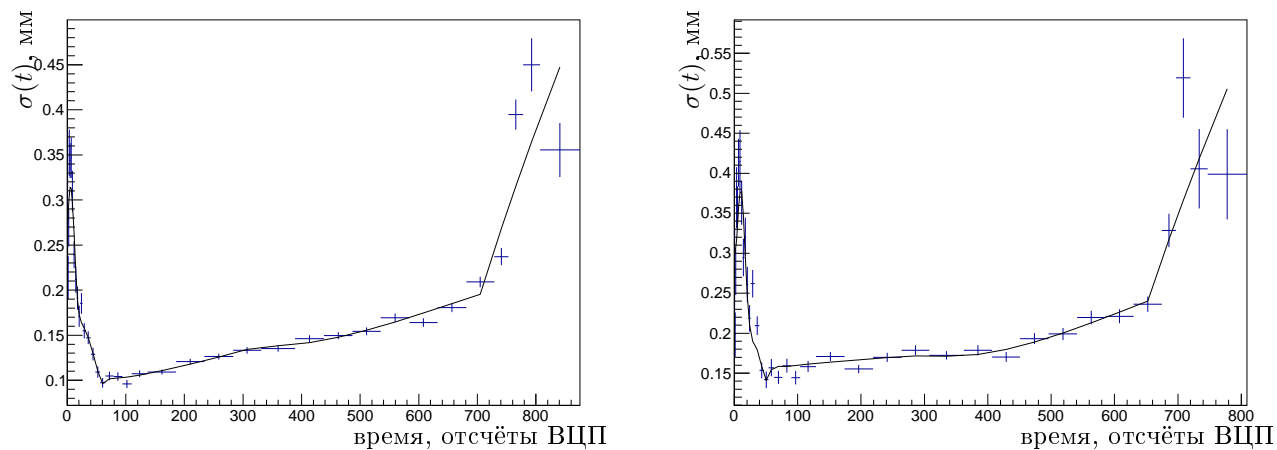


Рис. 3.6. Пространственное разрешение ДК как функция времени дрейфа для аксиально (слева) и стереослоёв (справа).

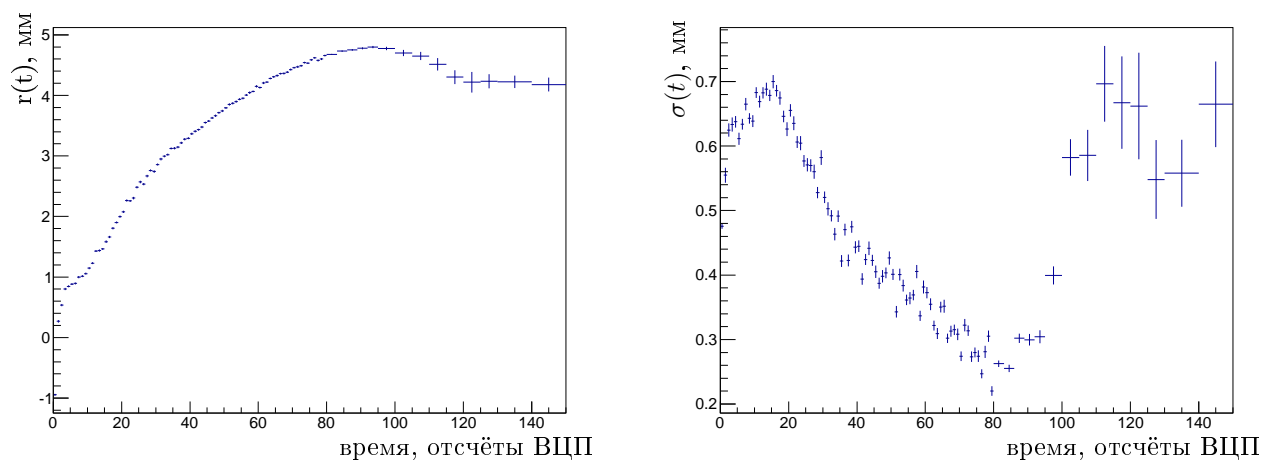


Рис. 3.7. Зависимости $r(t)$ (слева) и σ (справа) для ВД, полученные при калибровке трековой системы по космическим частицам..

3.3. Согласование углового и импульсного разрешений

Для согласования импульсного и углового разрешения, получаемых в экспериментальных данных и на моделировании, вводились калибровочные коэффициенты, получаемые по процессу $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Использовалось два вида подстройки разрешений:

- подстройка увеличением систематических ошибок, когда заданная в моделировании систематическая ошибка определения $x(t)$ в аксиальных и стерео слоях ДК умножается на калибровочные коэффициенты;
- подстройка увеличением величины пространственного разрешения, то есть пространственное разрешение, полученное процедурой определения $x(t)$, в аксиальных и стерео слоях умножается на калибровочные коэффициенты.

Таким образом для каждой калибровки было два набора из двух коэффициентов – для аксиального и стерео слоев. Подстройка коэффициентов осуществлялась по разнице в полярных и азимутальных углов, а также относительных импульсов для e^+ - и e^- -треков (рис. 3.8).

При измерении физических величин систематические неопределённости, связанные с трековым разрешением детектора, оцениваются путем сравнения результатов, полученных способами, описанными выше.

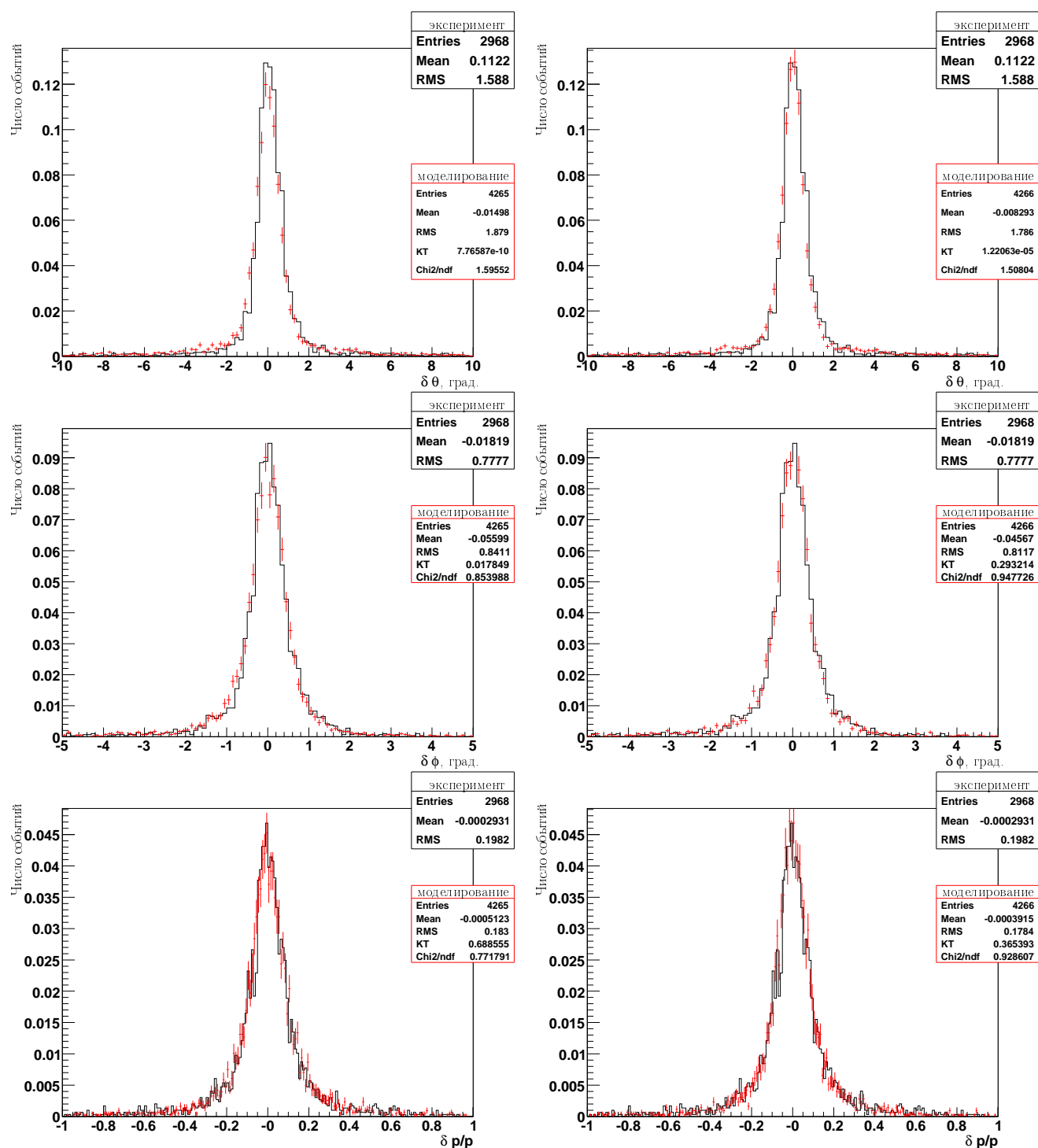


Рис. 3.8. Разрешение по азимутальному $\delta\theta$ и полярному $\delta\phi$ и углам, относительному импульсу $\delta p/p$ для e^+e^- -событий. Гистограмма показывает экспериментальные данные, красные точки – события моделирования, согласованные путем систематических ошибок (слева) и сигм пространственного разрешения (справа).

3.4. Ионизационные потери dE/dx в дрейфовой камере

3.4.1. Калибровка ионизационных потерь энергии по космическим частицам

Для калибровки использовались данные заходов, набранных в 2015 году с космическими частицами (преимущественно мюонами). В ходе эксперимента дрейфовая камера имела в рабочем состоянии все семь суперслоев. Пороги дискриминатора были повышены в два раза по сравнению с проектными для подавления наводки. Напряжение на электродах камеры было понижено, соответственно коэффициент газового усиления был приблизительно в 2 раза меньше проектного. Для калибровки отбирались треки с числом хитов, большим 10, и χ^2 , меньшим 20 (рис. 3.9).

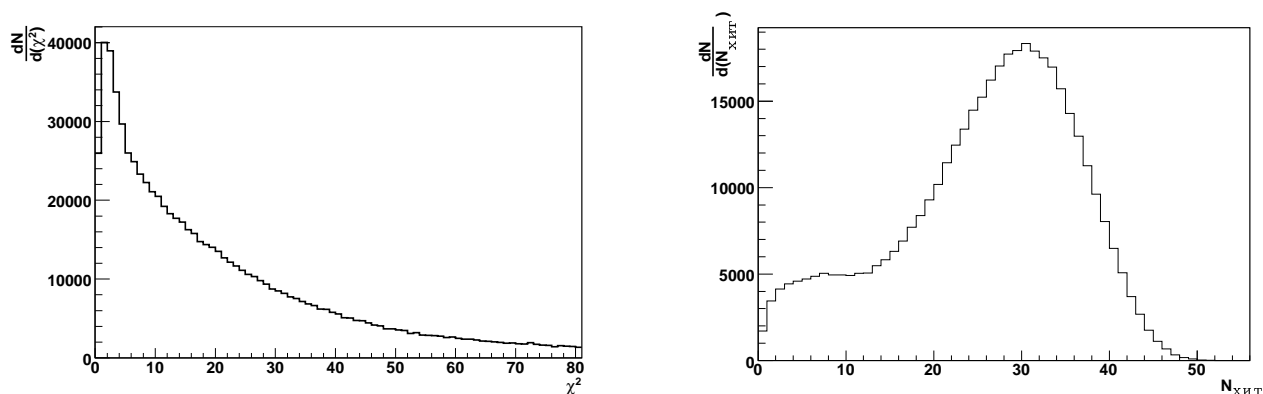


Рис. 3.9. Распределение по χ^2 и числу хитов для космических треков в заходах 2015 г.

Для каждой проволочки были получены распределения ионизационных потерь, которые имеют вид несимметричных колоколообразных функций. Заметим, что при калибровке dE/dx домножались на значение $VB_{min}/VB(\beta, \gamma)$ в соответствии с параметризацией Бете-Блоха (3.12) для данного измеренного импульса мюонов. Такая нормировка позволяет одновременно рассматривать несколько видов частиц. Характерный спектр энергетических потерь для μ -мезонов приведён на рис. 3.10.

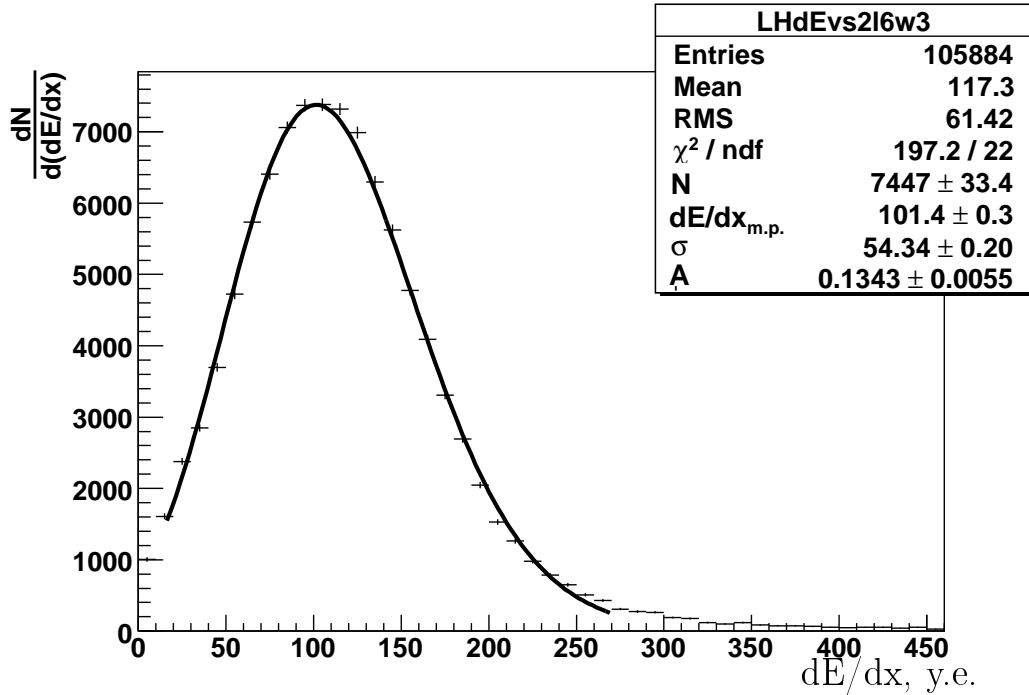


Рис. 3.10. Распределение ионизационных потерь космических μ -мезонов.

Гистограммы аппроксимируются асимметричной функцией Гаусса:

$$f = N \cdot \exp \left\{ -0.5 \cdot \left(\frac{\ln^2 \left(1 + \frac{\text{sh}(A \cdot \sqrt{\ln 4})}{\sqrt{\ln 4}} \cdot \frac{(\frac{dE}{dx} - \frac{dE}{dx_{m.p.}})}{\sigma} \right)}{A^2} + A^2 \right) \right\}, \quad (3.2)$$

где N — нормировочная константа, $\frac{dE}{dx_{m.p.}}$ — наиболее вероятное значение $\frac{dE}{dx}$, A — параметр асимметрии.

К измеряемым амплитудам сигналов был применен ряд поправок для их унификации и последующего суммирования. Первая из них связана с тем, что коэффициенты газового усиления для различных проволочек могут отличаться, так как отличаются характеристики различных каналов электроники. Эта поправка состояла из двух уровней — сначала вносились поправки для каждого слоя из 42 проволочек с учётом сектора ДК по высокому напряжению, в котором она находится; остаточная поправка учитывались по всем проволочкам в ДК по отдельности. Кроме того, измеряемые амплитуды нормировались на потери на длину сбора ионизации. Также было определено, что амплитуда

сигнала зависит от расстояния и времени дрейфа ионизации, углов наклона трека к линии дрейфа и координаты вдоль проволоочки.

Каждая поправка вносилась для определённой области в дрейфовой камере, что показано в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Поправки, вносимые в измеряемые амплитуды ионизационных потерь для различных областей ДК.

	HVS	LAYER	CELL	WIRE IN CELL	LR	число параметров
LL	+	+	-	+	-	126
WW	+	+	+	+	-	1512
Distance	+	+	-	+	+	252×9
Time	+	+	-	-	+	42×9
θ	+	+	-	+	-	126×9
α	-	+	-	+	+	84×8
z	+	+	-	+	-	126×5

В таблице 3.1 обозначены следующие поправки:

- WW и LL — поправки на различие амплитуд для разных проволочек и супер-слоев,
 - Distance, Time, θ , α и z — поправки на расстояние, время дрейфа, два угла наклона трека и координату вдоль оси пучков,
- и области в дрейфовой камере:
- HVS — секторы ДК по высокому напряжению (всего 3),
 - Layer — номер слоя (всего 7),
 - Cell — число ячеек в слое (всего 36),

- Wire in cell — число сигнальных проволочек в ячейке (всего 6),
- LR — левая и правая части ячейки .

Для удобства в дальнейшем изложении введём обозначения единичных векторов, получаемых из программы реконструкции, и углов наклона траектории частицы:

\vec{w} —вектор, направленный вдоль проволочки;

\vec{v} —вектор, направленный вдоль трека частицы;

\vec{u} —вектор, направленный по дрейфу ионизации;

$\vec{v} = [\vec{u} \times \vec{w}]$ — вектор, перпендикулярный анодной проволочке и направлению дрейфа ионизации;

θ — угол между векторами \vec{v} и \vec{w} (рис. 3.11) $\cos \theta = (\vec{w} \cdot \vec{v})$;

α — угол между вектором, перпендикулярным вектору дрейфа, и отрезком трека (рис. 3.11) $\cos \alpha = (\vec{v} \cdot \vec{v})$.

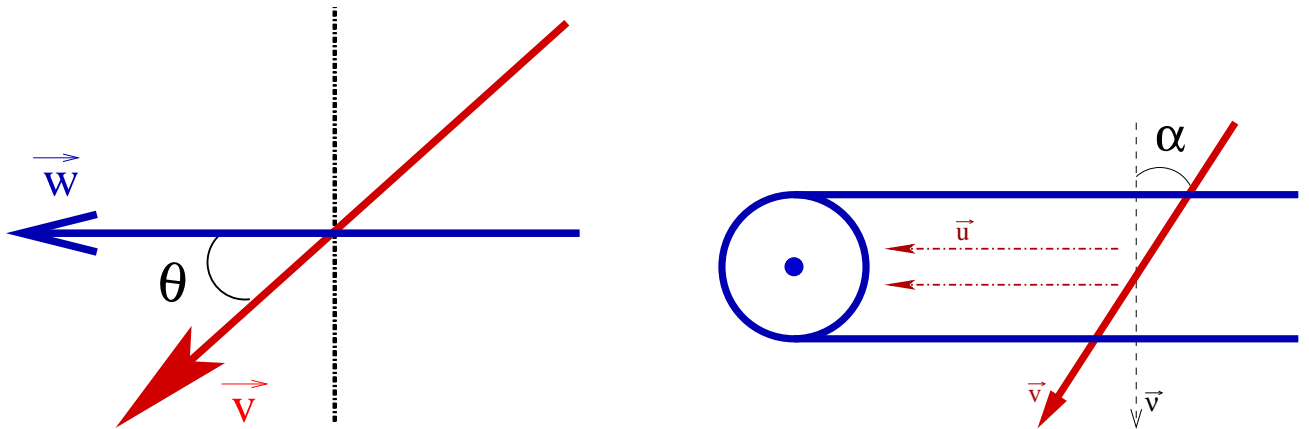


Рис. 3.11. Углы наклона трека к анодной проволочке.

Внесение поправки, связанной с длиной участка собирания ионизации

Измеряемые потери энергии dE нормировались на длину сбора ионизации dx . За единичный отрезок длины принимается значение dx для треков, перпендикулярных анодной проволочке и направлению дрейфа ионизации. Тогда нормировка измеренной потери энергии имеет вид:

$$dE_{\text{норм}} = dE_{\text{изм}} \cdot \sin \theta \cdot \cos \alpha, \quad (3.3)$$

где $dE_{\text{норм}}$ — значение потерь энергии, нормированное на единичный отрезок, $dE_{\text{изм}}$ — измеряемое значение потерь энергии.

Коэффициенты газового усиления в различных слоях и секторах дрейфовой камеры

При измерении ионизационных потерь необходимо учитывать разброс коэффициента газового усиления для различных слоев дрейфовой камеры и различных сигнальных проволочек внутри одного слоя. Различие газового усиления на отдельных сигнальных проволочках определяется геометрией ячеек ДК и разницей в подаваемых напряжениях.

Для внесения поправки, связанной с разбросом коэффициентов газового усиления, строились спектры dE/dx по отдельным проволочкам и слоям, из которых находились наиболее вероятные значения $dE/dx_{m.p.}$ и соответствующие поправочные коэффициенты. Зависимость $dE/dx_{m.p.}$ от номера слоя с учётом сектора по высоковольтному питанию показана на рис. 3.12.

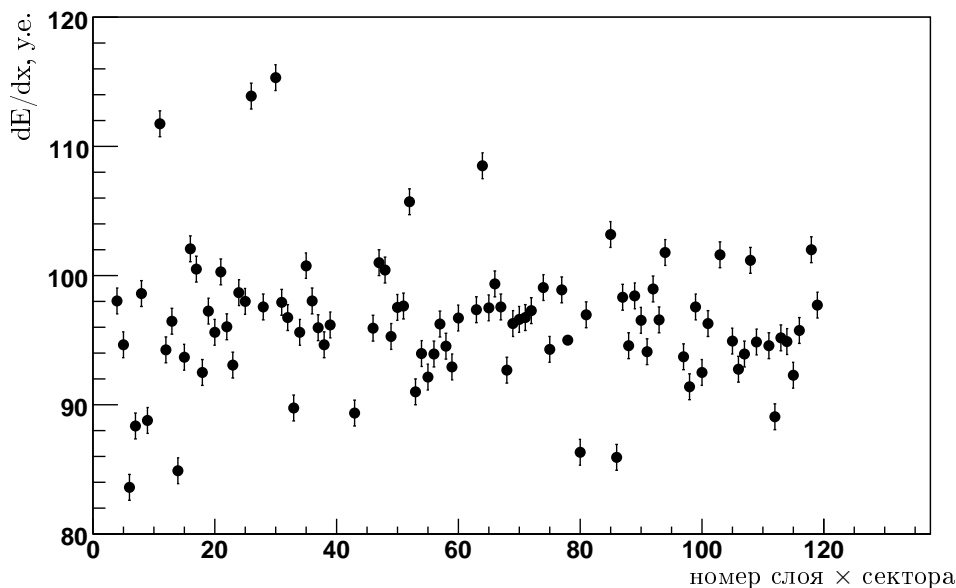


Рис. 3.12. Зависимость dE/dx от номера слоя и сектора по высокому напряжению.

Зависимость амплитуды сигнала от расстояния и времени дрейфа ионизации

Зависимость амплитуды сигнала от расстояния и времени дрейфа ионизации обусловлена несколькими факторами.

- Во-первых, существует зависимость области сбора ионизации от длины дрейфа (рис. 3.13). Из неоднородности изохрон следует, что ширина участка dx , с которого дрейфует ионизация, разная для разных времён дрейфа.
- Во-вторых, рабочий объём ДК не удаётся полностью изолировать от натекания воздуха из атмосферы, поэтому электроны в процессе дрейфа к анодной проволочке захватываются электроотрицательными примесями (O_2, H_2O) с образованием стабильных отрицательных ионов.

Длина поглощения в ДК для рассматриваемых заходов составляла ~ 6 см, максимальная длина дрейфа равна ~ 3 см. Таким образом, поглощение

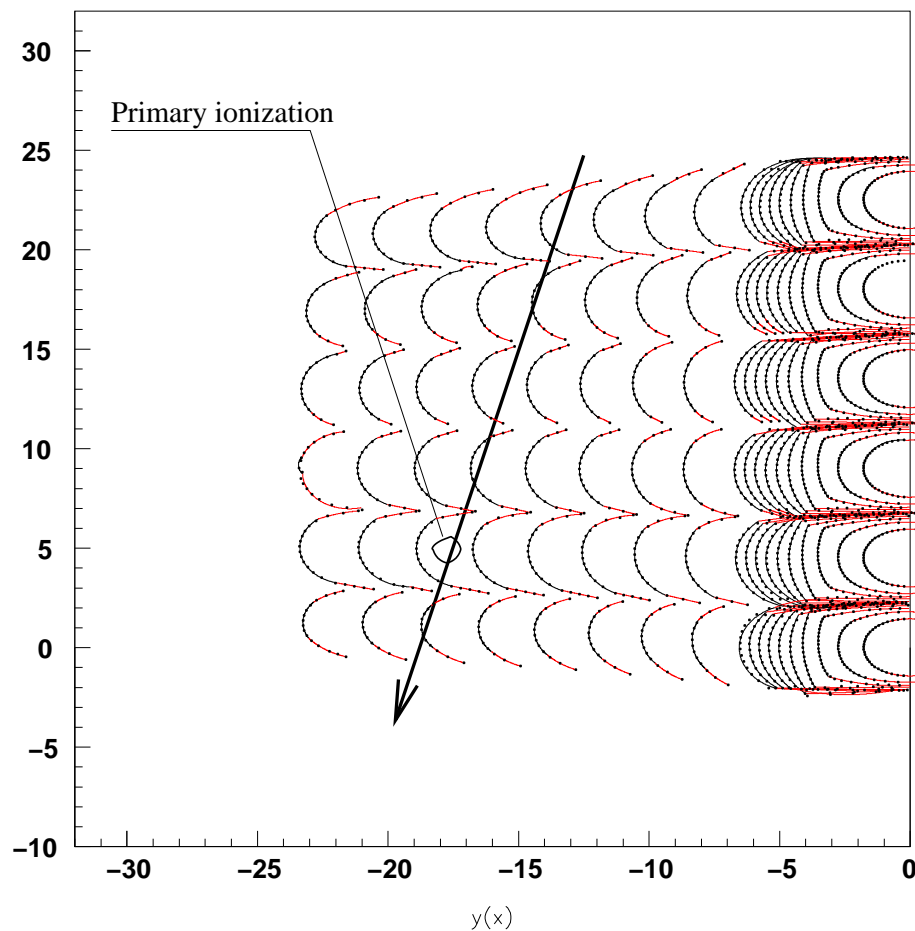


Рис. 3.13. Изохроны в ячейке ДК. По осям отложены x и y координаты в мм.

на краю ячейки может достигать $\sim e^{-\frac{3}{6}} \approx 0.6$, а падение амплитуды, соответственно, $\sim 40\%$.

- В-третьих, момент срабатывания электроники, а значит и измеряемое время дрейфа, зависит от амплитуды сигнала из-за установленного порога дискриминатора ("slewing").
- Четвёртый фактор связан с тем, что при реконструкции трека в амплитуду сигнала могут попасть не все хиты.

Все перечисленные эффекты описывались двумя параметрами — расстоянием и временем дрейфа. Но эти переменные скоррелированы, хотя и не полностью. Поправки вносились последовательно, сначала по времени, а потом

по расстоянию дрейфа. При обратной последовательности результат отличается, так как поправки скоррелированы, но после применения двух поправок результат одинаков, так как они дополняют друг друга.

Поправка на время дрейфа ионизации вносилась по 42 слоям дрейфовой камеры. Каждый слой разбивался на 50 областей по времени дрейфа. Далее для каждой области по спектрам ионизационных потерь из формулы (3.2) находились наиболее вероятные потери $dE/dx_{m.p.}$. Характерная зависимость $dE/dx_{m.p.}$ от времени дрейфа показана на рис. 3.14.

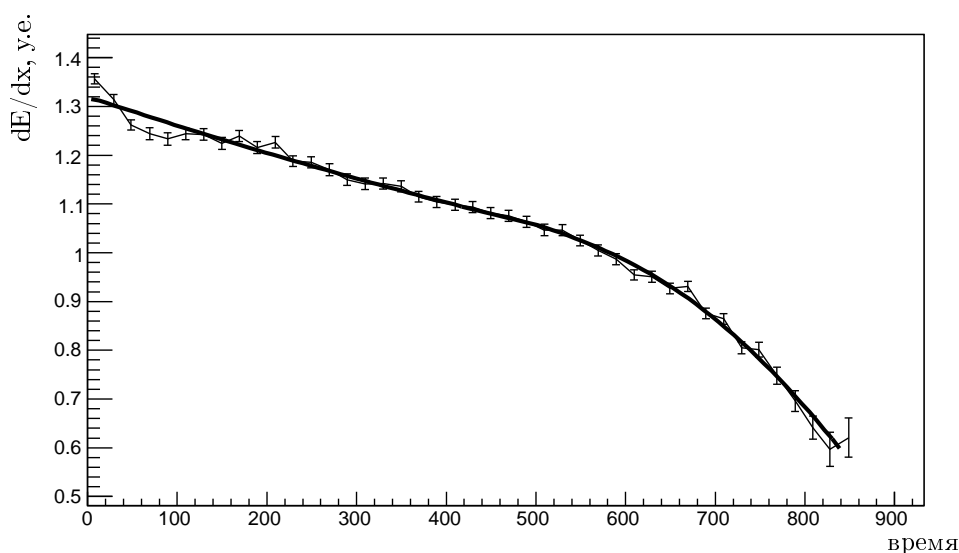


Рис. 3.14. Зависимость амплитуды сигнала от времени дрейфа (время дрейфа измеряется в условных единицах — тактах ВЦП).

Как видно из рис. 3.14, амплитуда сигнала линейно спадает с увеличением времени дрейфа, а при временах $t \sim 750$ резко уменьшаются. Провал ионизационных потерь на малых временах дрейфа объясняется неоднородностью электрического поля вблизи проволоочки. Полученные графики подгонялись

по формуле:

$$f(t) = \begin{cases} p_0 + p_1 t^2, & t < p_2, \\ A + p_3(t - p_2) + p_4(t - p_2)^2, & p_2 < t < p_5, \\ B - p_6(t - p_5) + p_7 \cdot \text{atan}(p_6(t - p_5)) + p_8(t - p_5)^2, & t > p_5, \end{cases} \quad (3.4)$$

где $A = p_0 + p_1 p_2^2$, $B = p_0 + p_1 p_2^2 + p_3(p_5 - p_2) + p_4(p_5 - p_2)^2$.

Для внесения поправки, обусловленной зависимостью от длины дрейфа, объем детектора, состоящий из 42 проволочных слоев и 3 высоковольтных секторов, был разделен на 252 области с учётом того, с какой стороны ячейки пришла ионизация. В каждой области полное расстояние дрейфа разбивалось на равные интервалы длиной 0.75 мм. Для каждого из интервалов строился амплитудный спектр, по которому определялись наиболее вероятные потери энергии $dE/dx_{m.p.}$. За длину дрейфа ионизации принималось расстояние между анодной проволочкой и точкой касания трека с изохроной. Характерная зависимость $dE/dx_{m.p.}$ от расстояния дрейфа показана на рис. 3.15.

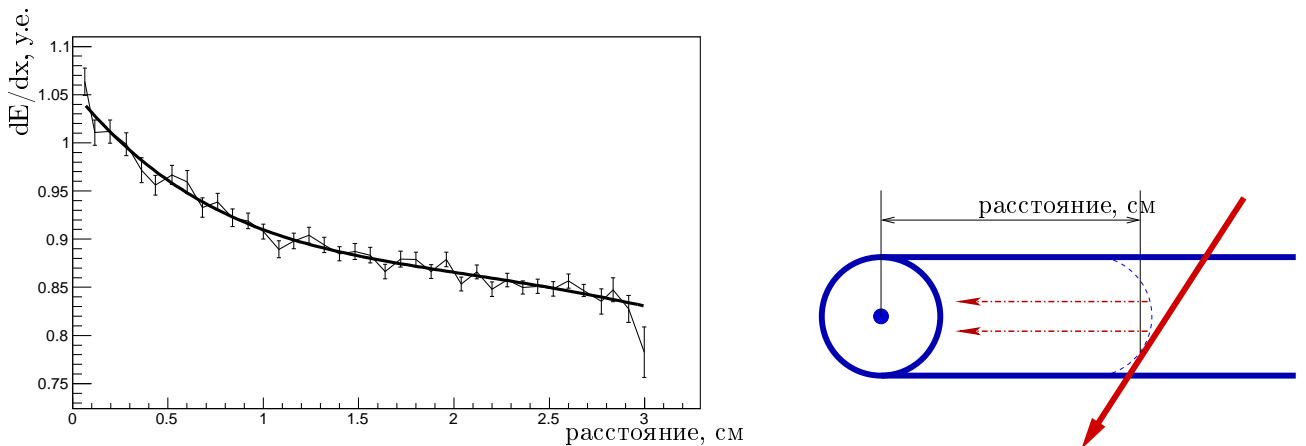


Рис. 3.15. Зависимость амплитуды сигнала от расстояния дрейфа.

Ионизационные потери примерно постоянны при расстояниях меньше 2 см, далее же начинают резко возрастать. Этот эффект компенсирует падение ам-

плитуды на больших временах дрейфа. Для аппроксимации использовалась следующая функция:

$$f(d) = \begin{cases} p_0 + p_1d + p_2d^2 + p_3d^3, & d < p_4, \\ A + p_5(d - p_4) + p_6(d - p_4)^2 + p_7(d - p_4)^3 + p_8(d - p_4)^4, & p_4 < d < 4, \end{cases} \quad (3.5)$$

где $A = p_0 + p_1p_4 + p_2p_4^2 + p_3p_4^3$.

Зависимость амплитуды сигнала от угла наклона трека частицы к анодной проволочке и угла к вектору дрейфа ионизации

Зависимость амплитуды сигнала от угла наклона трека частицы θ (рис. 3.11) к направлению дрейфа ионизации связана с двумя факторами — разбросом по времени прихода отдельных кластеров и насыщением. Время интегрирования входного сигнала в плате ГАМ равно 700 нс, поэтому при пролёте частицы параллельно проволочке не все кластеры ионизации успевают "додрейфовать". С другой стороны, ионизация частиц, летящих перпендикулярно сигнальной проволочке, собирается на малом участке, что приводит к уменьшению напряжённости электрического поля проволочки (эффект экранировки), и, как следствие, к уменьшению газового усиления и амплитуды сигнала.

Учёт зависимости ионизации от угла θ проводился путём деления интервала углов ($0 \div \pi$) на равные промежутки. Для каждого промежутка строился амплитудный спектр, по которому определялись наиболее вероятные потери энергии $dE/dx_{m.p.}$. Полученная зависимость показана на рис. 3.16.

Как видно из рисунка, при углах θ , близких к 0° и 90° , происходит падение амплитуды сигнала за счёт конечного времени интегрирования и эффекта плотности соответственно. Функция аппроксимировалась полиномом восьмой

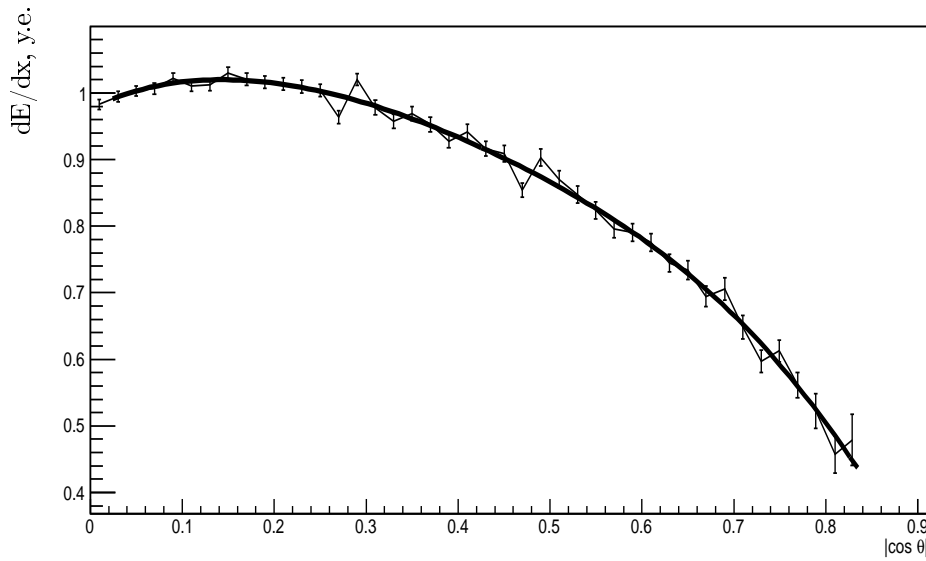


Рис. 3.16. Зависимость амплитуды сигнала от угла наклона трека к проволочке.

степени:

$$f(x) = p_0 \cdot T_0(x) + p_1 \cdot T_1(x) + p_2 \cdot T_2(x) + p_3 \cdot T_3(x) + p_4 \cdot T_4(x) + \\ + p_5 \cdot T_5(x) + p_6 \cdot T_6(x) + p_7 \cdot T_7(x) + p_8 \cdot T_8(x), \quad (3.6)$$

где $x = |\cos \theta|$ и T_i — полином Чебышёва степени i .

Однако аксиально несимметричный вид изохрон (рис. 3.13) и конечное время интегрирования определяют также зависимость dE/dx от угла α наклона трека частицы (рис. 3.11).

Учёт зависимости ионизации от угла α проводился путём вычисления наиболее вероятных потерь для различных значений $|\frac{\cos \alpha}{\sin \theta}|$. Такая комбинация углов α и θ была подобрана с целью минимизации получаемого разрешения. Полученная зависимость приведена на рис. 3.17.

Как видно из рис. 3.17, при $\alpha \sim 0^\circ$ происходит падение амплитуды сигнала, связанное с эффектом плотности. Поведение полученной кривой описыва-

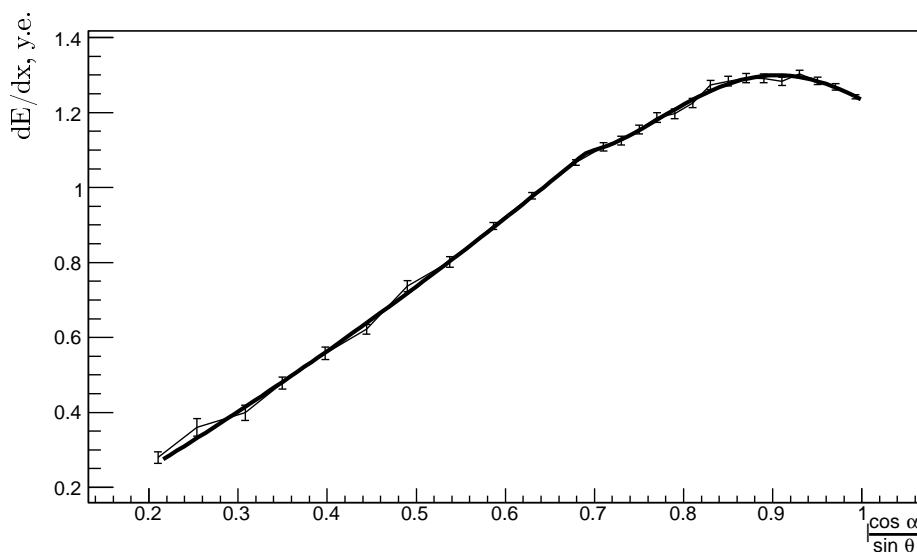


Рис. 3.17. Зависимость амплитуды сигнала от углов наклона трека к проволочке.

лось функцией:

$$f(x) = \begin{cases} p_0 + p_1 \cdot T_1(x) + p_2 \cdot T_2(x), & x \leq p_3, \\ A + p_4(x - p_3) + p_5(x - p_3)^2 + p_6(x - p_3)^3 + p_7(x - p_3)^4, & x > p_3, \end{cases} \quad (3.7)$$

где $x = |\frac{\cos \alpha}{\sin \theta}|$, $A = p_0 + p_1 \cdot T_1(p_3) + p_2 \cdot T_2(p_3)$ и T_i — полином Чебышёва степени i .

Зависимость амплитуды сигнала от продольной координаты

Краевые эффекты в поведении измеряемой амплитуды сигнала связаны с точностью восстановления треков при реконструкции события.

Для определения зависимости амплитуды сигнала от продольной координаты весь возможный интервал по оси z (100 см) делился на промежутки длиной около 4 см, на каждом из которых по данным захода строилась гистограмма амплитуд сигналов, которая подгонялась функцией (3.2). Затем по значениям параметров $dE/dx_{m.p.}$, строилась зависимость наиболее вероятной потери энергии от координаты вдоль проволочки (рис. 3.18). Различия в пове-

дении амплитуды сигнала для аксиальных и стерео слоев при этом не наблюдалось.

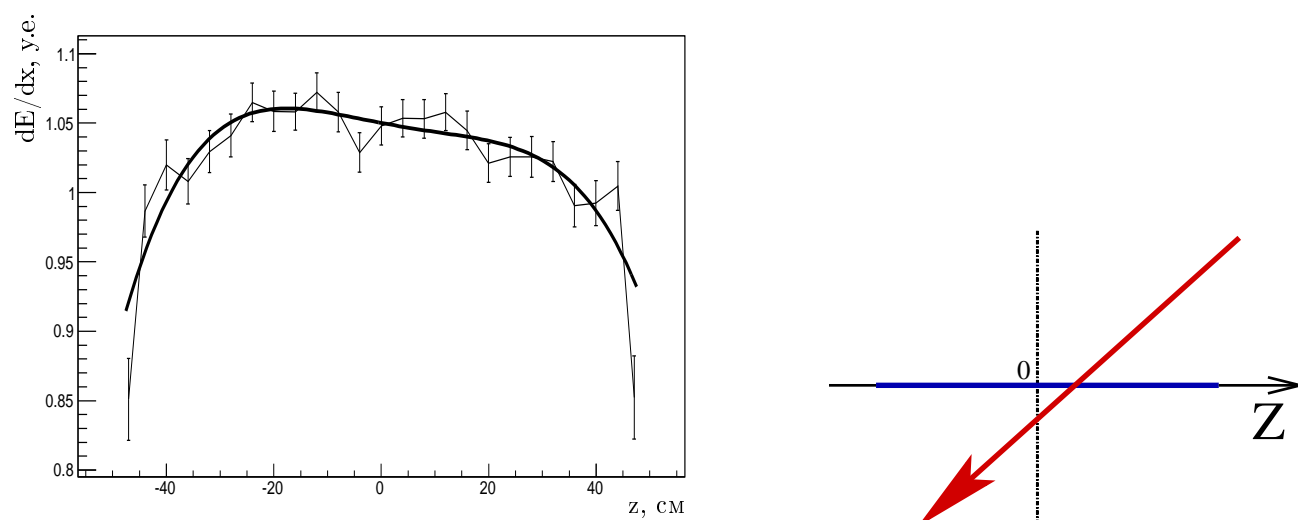


Рис. 3.18. Зависимость амплитуды сигнала от координаты вдоль анодной проволочки.

Подгонка полученной зависимости проводилась полиномом четвёртой степени:

$$f(z) = p_0 \cdot (1 + p_1z + p_2z^2 + p_3z^3 + p_4z^4) \quad (3.8)$$

Учёт зависимости сигнала от температуры параметров электроники

Пьедесталы и коэффициенты преобразования электроники ДК, по которым с помощью формулы (3.1) калибруются платы ТАМ, могут зависеть от температуры. Исследования этого эффекта проводилось на интервале заходов, используемых для калибровки dE/dx . Для каждой платы в стойке КЛЮКВЫ строились зависимости изменения пьедесталов электроники от соответствующего изменения температуры. Полученные точки подгонялись линейной функ-

цией, наклон которой для каждой стойки заносился отдельную гистограмму (рис. 3.19).

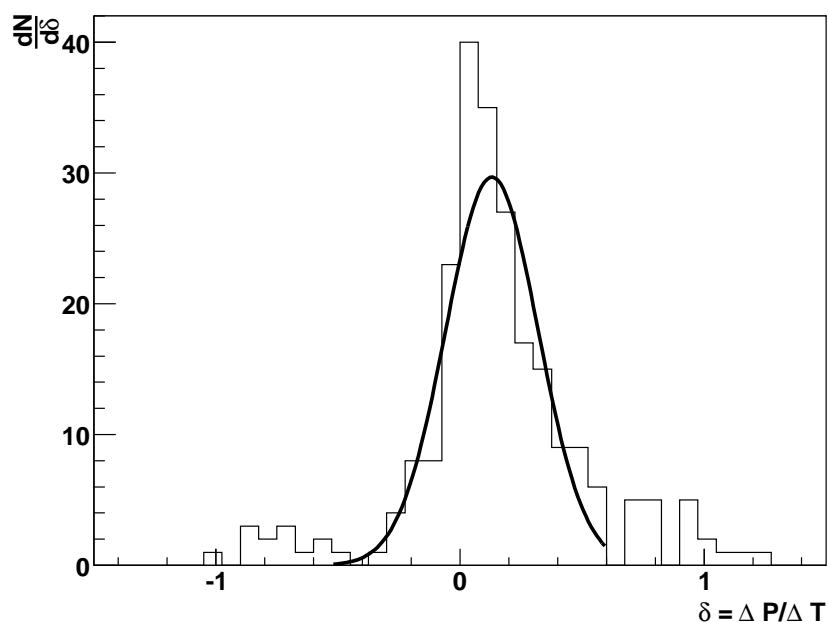


Рис. 3.19. Зависимость пьедесталов электроники от температуры для девятого крейта.

Среднее значение заполняемых гистограмм может быть использовано для оценки изменения пьедестала электроники за время между проведением калибровки и набором событий. Зависимость температуры от времени показана на рис. 3.20.

Аналогично исследовалась и зависимость коэффициента преобразования электроники от температуры (параметр p_4 в формуле (3.1)). Была построена гистограмма его изменения, делённого на соответствующее изменение температуры, то есть величины $\frac{\Delta A}{\Delta T}$ (рис. 3.21). Однако, так как в среднем относительное изменение коэффициента преобразования электроники составило $\sim 7 \cdot 10^{-3}$, то в дальнейшем он считался достаточно стабильным.

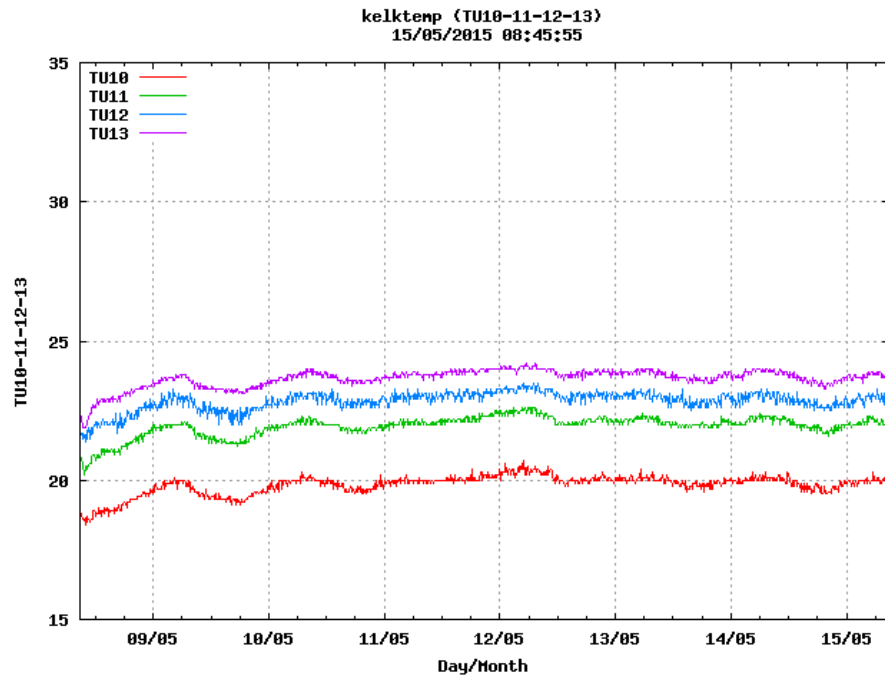


Рис. 3.20. Изменение температуры в стойках электроники 9-13.

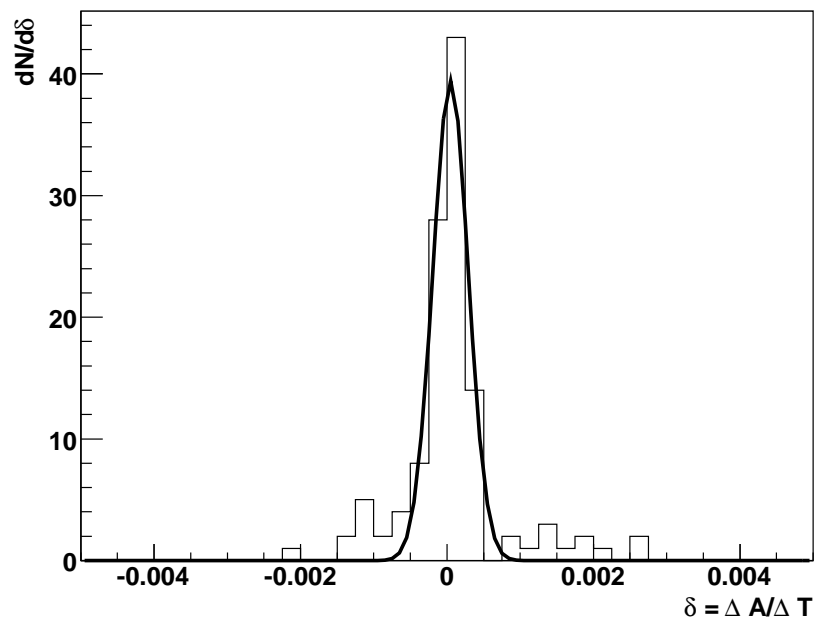


Рис. 3.21. Зависимость коэффициента преобразования электроники от температуры стойки КЛЮКВА для девятого крейта.

3.4.2. Метод вычисления dE/dx

При последовательном внесении поправок следует иметь в виду возможные корреляции между эффектами и исключать влияние ещё не учтённых эффектов на исследуемые. Для этого все поправки вносились в несколько этапов, с итерациями и возвратом на "шаг" назад: при уточнении предыдущих зависимостей систематические ошибки, связанные с текущим эффектом, уменьшаются.

Вычисление ионизационных потерь dE/dx на треке проводилось суммированием измеряемых потерь по хитам с весами, пропорциональными dx :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{трека}} = \frac{\sum_{NU_{sedHits}} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{хита}} \cdot W_{\text{хита}}}{\sum_{NU_{sedHits}} W_{\text{хита}}}, \quad (3.9)$$

где $W_{\text{хита}} = \left(\frac{1}{dX^\alpha}\right)^2$ и $\alpha = 0.23$. При этом используемое число хитов ($NU_{sedHits}$) отсортировывалось по величине $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{хита}} \cdot W_{\text{хита}}$ методом "усечённого среднего".

Метод усечённого среднего (truncated mean, [87–89]) является одним из способов "симметризации" распределения ионизационных потерь в детекторе. Этот метод наиболее часто используется, потому что требует гораздо меньше процессорного времени по сравнению с методом максимального правдоподобия [89], но почти не уступает по точности. Суть метода состоит в том, что из измеряемых N значений потерь энергии отбрасывают определённый, фиксированный процент наибольших (а иногда и наименьших) амплитуд. Доля отбрасываемых амплитуд определяется из требования минимизации разрешения. Были проверены два способа оптимизации метода усечённого среднего для вычисления dE/dx на треке.

Сначала для треков с одинаковым числом хитов, но разным количеством усредняемых наименьших амплитуд было вычислено разрешение по энергетическим потерям (рис. 3.22). Ширина распределения сначала постепенно умень-

шается с ростом числа используемых в обработке значений dE/dx , затем проходит через широкий минимум и быстро возрастает. Положение же минимума зависит от числа хитов на треке. Таким образом, можно использовать не фиксированный, а зависящий от числа хитов порог обрезания, что улучшает разрешение.

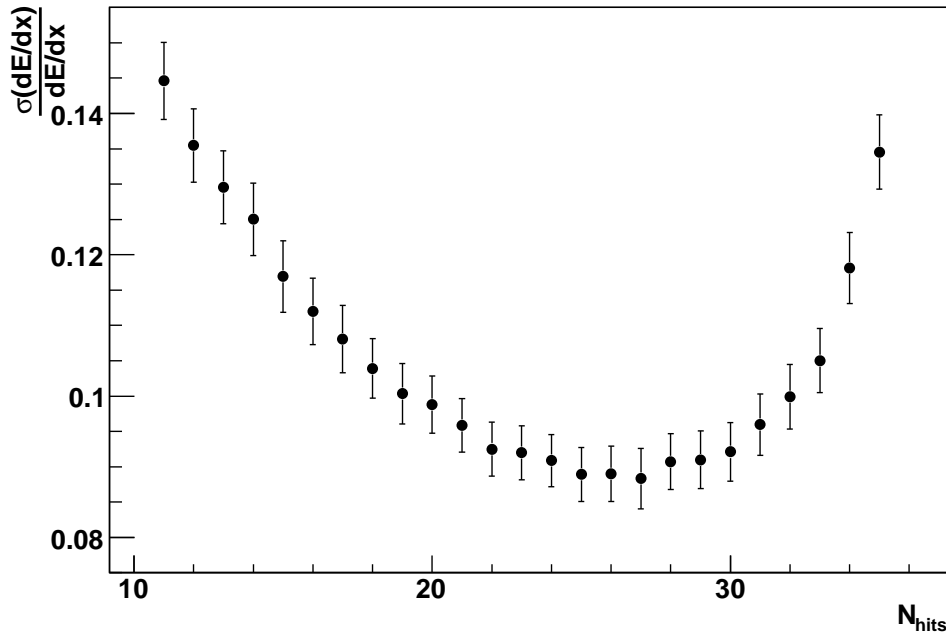


Рис. 3.22. Зависимость разрешения от числа усредняемых амплитуд.

Другой способ оптимизации алгоритма усечённого среднего связан с количеством собираемой ионизации [90], которая определялась следующим образом:

$$\rho_{\text{ионизации}} = \frac{\sum (dE)_{\text{хита}}}{\sum (dx)_{\text{хита}}}. \quad (3.10)$$

Плотность ионизации на треке определяет ширину и максимум распределения dE/dx , т.е. энергетическое разрешение дрейфовой камеры. Поэтому существует зависимость оптимального процента обрезания от плотности ионизации (рис. 3.23).

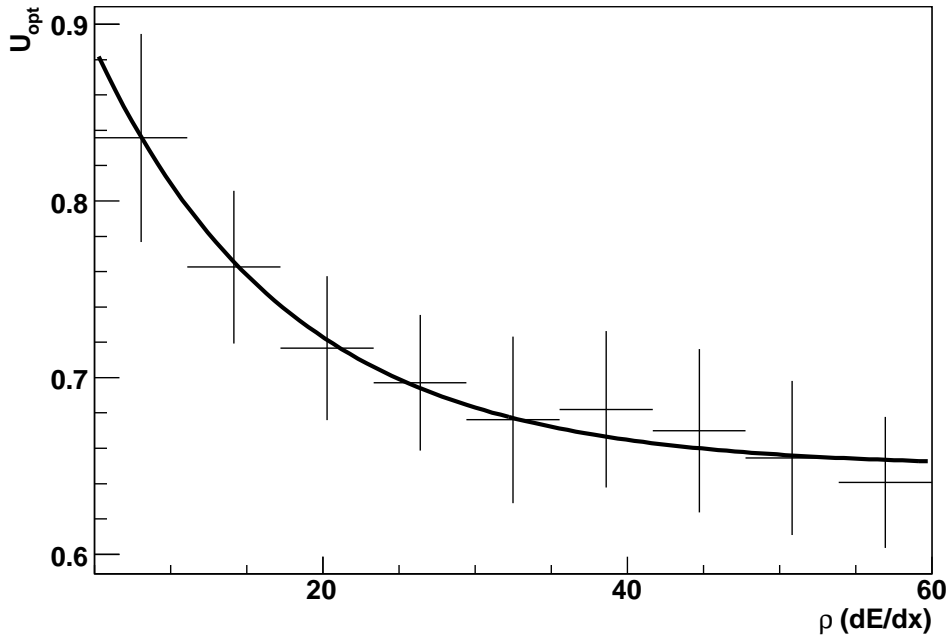


Рис. 3.23. Зависимость оптимальной доли отбираемых амплитуд от плотности ионизации на треке (в условных единицах). В качестве ошибок показаны ширины распределений по оптимальному оставляемому числу хитов в зависимости от плотности ионизации на треке.

Для подгонки полученных точек использовалась параметризация:

$$U_{\text{опт}}(\rho_{\text{ионизации}}) = p_0 + (1 - p_0) \cdot e^{-\frac{\rho_{\text{ионизации}}}{p_1}}. \quad (3.11)$$

Подобный вид функции $U_{\text{опт}}(\rho_{\text{ионизации}})$ определяется из физических соображений: при малой плотности ионизации на треке $\rho_{\text{ионизации}}$ следует использовать все хиты, при большой — только определённый процент p_0 . Число отбираемых амплитуд вычисляется как целая часть от произведения $U_{\text{опт}} \cdot N_{\text{хитов}}$. Такой оптимизированный метод усечённого среднего позволил еще улучшить разрешение на 3 % относительно разрешения, получаемого в предыдущем методе.

3.4.3. Кривая Бете-Блоха на космических событиях

После учёта найденных эффектов, влияющих на измеренное значение dE/dx , была построена кривая Бете-Блоха для космических мюонов (рис. 3.24).

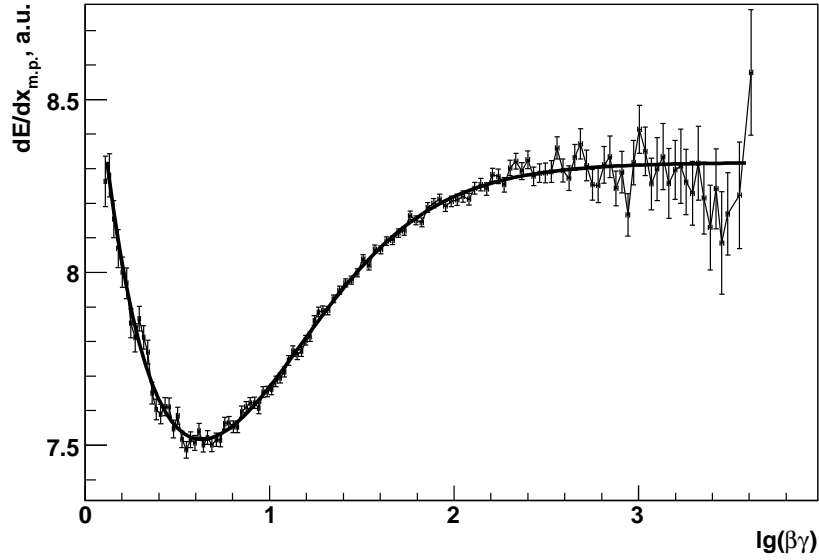


Рис. 3.24. Зависимость вероятных потерь энергии космических мюонов от $\beta\gamma$.

Для подгонки полученной зависимости использовалась следующая параметризация Бете-Блоха:

$$BB(\beta, \gamma) = \frac{p_0}{\beta^{p_4+p_7 \cdot \beta^{p_8}}} \cdot \left(p_1 - \beta^{p_4+p_7 \cdot \beta^{p_8}} - p_6 \cdot \ln \left(\frac{1 + p_2 \cdot (\beta\gamma)^{p_3}}{1 + p_5 \cdot (\beta\gamma)^{p_3}} \right) \right). \quad (3.12)$$

Из графика на рис. 3.24 видно, что минимум ионизации достигается при $lg(\beta\gamma) = 0.56$ (что соответствует импульсу мюонов около 380 МэВ), после чего потери энергии логарифмически возрастают. Масштаб релятивистского возрастания ионизации (отношение dE/dx на плато и в минимуме) составляет ~ 1.1 .

3.5. Идентификация частиц по dE/dx в дрейфовой камере

3.5.1. Функция разрешения dE/dx

Разрешение дрейфовой камеры по энергетическим потерям является в общем случае функцией нескольких переменных — числа усредняемых амплитуд, длины трека, величины энергетических потерь и поперечного импульса частицы. Использовалась следующая параметризация dE/dx разрешения:

$$R \equiv \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = p_0 * \left(\frac{N}{42}\right)^{p_1} * \left(\frac{L}{21}\right)^{p_2} * (1 + p_3 \cdot (x - p_4)^2) * (1 + p_5 \cdot (P_{\perp} - p_6)^2). \quad (3.13)$$

При этом введены следующие обозначения:

N — число используемых хитов;

L — длина трека (в см);

$x = \frac{BB(\beta\gamma) - BB_{min}(\beta\gamma)}{BB_{min}(\beta\gamma)}$ характеризует величину энергетических потерь (отметим, что $BB(\beta, \gamma)$ вычисляется по формуле (3.12));

P_{\perp} — поперечный импульс (в ГэВ/с).

Зависимость разрешения от числа хитов N и длины трека L показана на рис. 3.25. Как видно из рисунка с ростом числа используемых амплитуд и длиной сбора ионизации разрешение улучшается по закону:

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \sim N^{-0.4} \cdot L^{-0.1}. \quad (3.14)$$

Для минимально ионизирующих частиц при перпендикулярном падении ($N = 42$, $L = 42 \times 0.45 \approx 19$ см) разрешение, полученное по формуле 3.13, составляет 8.5 %. Проектное разрешение по dE/dx составляет 10.3 % [82], разрешение, вычисленное без учёта систематик — 8.2 % [91]. Полученные данные позволяют проводить идентификацию релятивистских заряженных частиц.

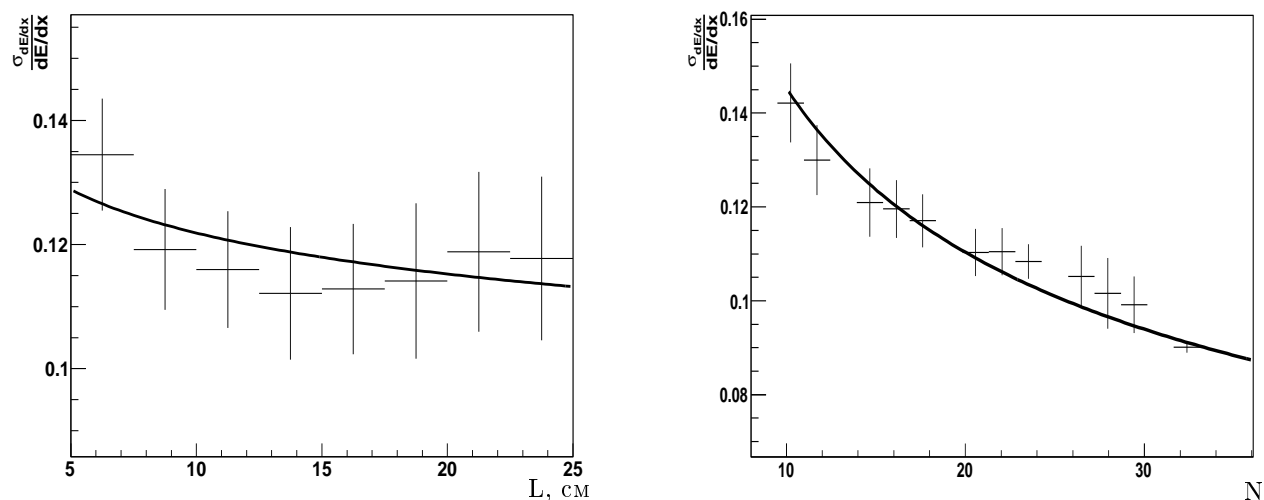


Рис. 3.25. Зависимость разрешения от длины трека L и числа хитов N , используемых при вычислении dE/dx .

3.5.2. Построение параметров идентификации

Для расширения области достоверной идентификации частиц по импульсу и ионизационным потерям была построена совместная кривая Бете-Блоха мюонов, электронов, пионов и каонов. В качестве источника мюонов использовались космические треки, по которым велась предварительная калибровка. В области $lg(\beta\gamma) < 0.1$ использовались адроны (преимущественно пионы) из статистики, набранной в пике J/ψ -мезона. Для каждого значения $\beta\gamma$ было найдено распределение ионизационных потерь (рис. 3.26). Распределения фитировались функцией Гаусса, среднее значение которой соответствует наиболее вероятным потерям dE/dx . Разрешением по dE/dx является отношение стандартного отклонения распределения к его среднему значению.

Таким образом была построена зависимость ионизационных потерь от десятичного логарифма $\beta \cdot \gamma$ (рис. 3.27). Для фитирования полученной зависимости использовалась модифицированная параметризация Бете-Блоха по формуле 3.12.

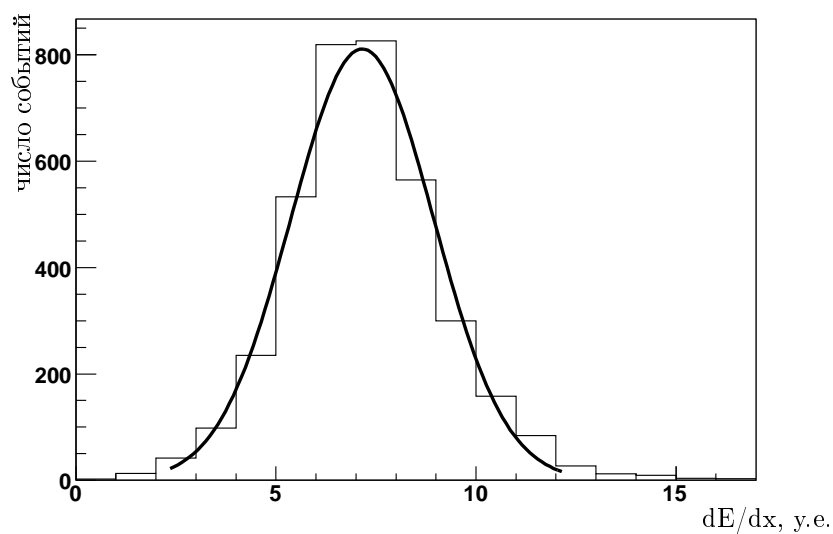


Рис. 3.26. Распределение dE/dx для космических мюонов (минимум ионизации)

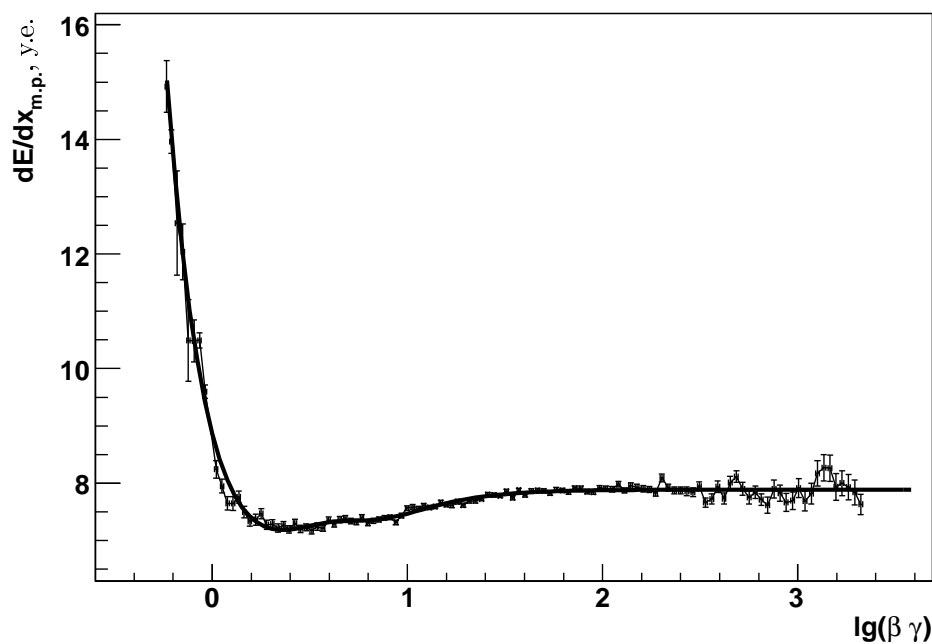


Рис. 3.27. Кривая Бете-Блоха на адронных событиях

Было получено распределение ионизационных потерь в зависимости от импульса для различных частиц из распадов J/ψ -мезона, отобранных по системе врямяпролётных счётчиков (рис. 3.28 и 3.29). На рисунке показаны "ветки" dE/dx на малых импульсах, позволяющие проводить идентификацию. На

больших импульсах (~ 1 ГэВ) все зависимости выходят на плато. Как видно из рис. 3.28 и 3.29, в распадах J/ψ -мезонов преобладают пионы.

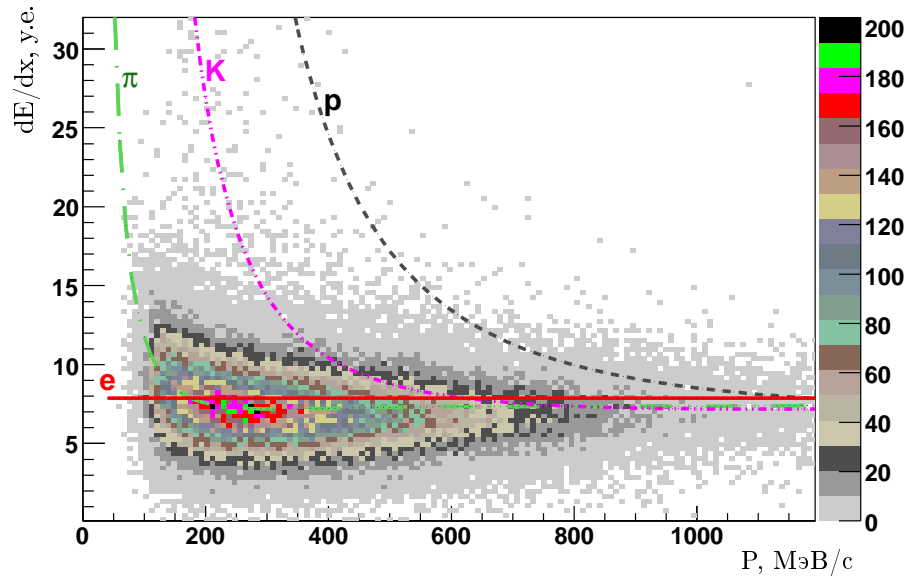


Рис. 3.28. Зависимость dE/dx от импульса для адронов. Кривыми показаны функции параметризации Бете-Блоха для электронов, пионов, каонов и протонов.

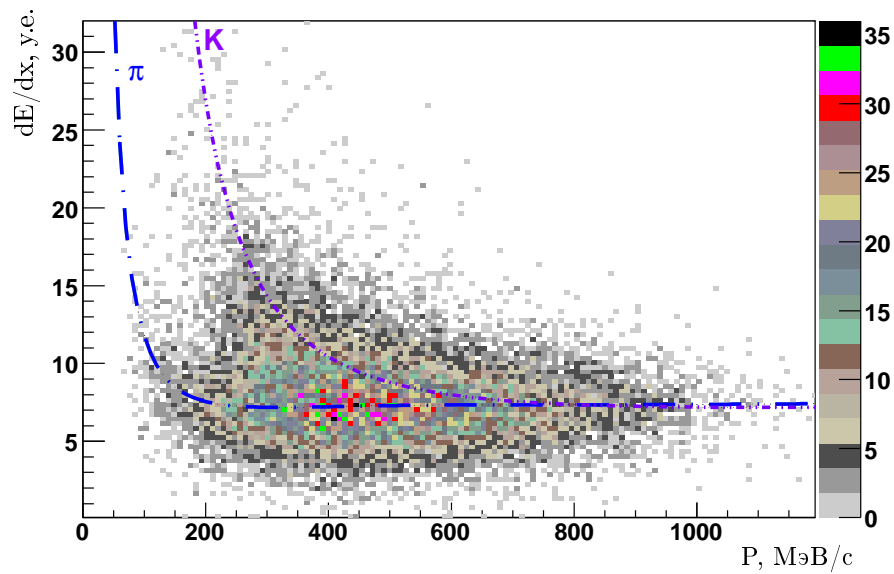


Рис. 3.29. Зависимость dE/dx от импульса для адронов. Кривыми показаны функции параметризации Бете-Блоха для пионов и каонов.

Импульсное распределение адронов в пике J/ψ -мезона показано на рис. 3.30. Распределения по ионизационным потерям частиц с импульсом менее 150 МэВ и в интервалах 150–300, 300–450 и 450–600 МэВ показано на рис. 3.31.

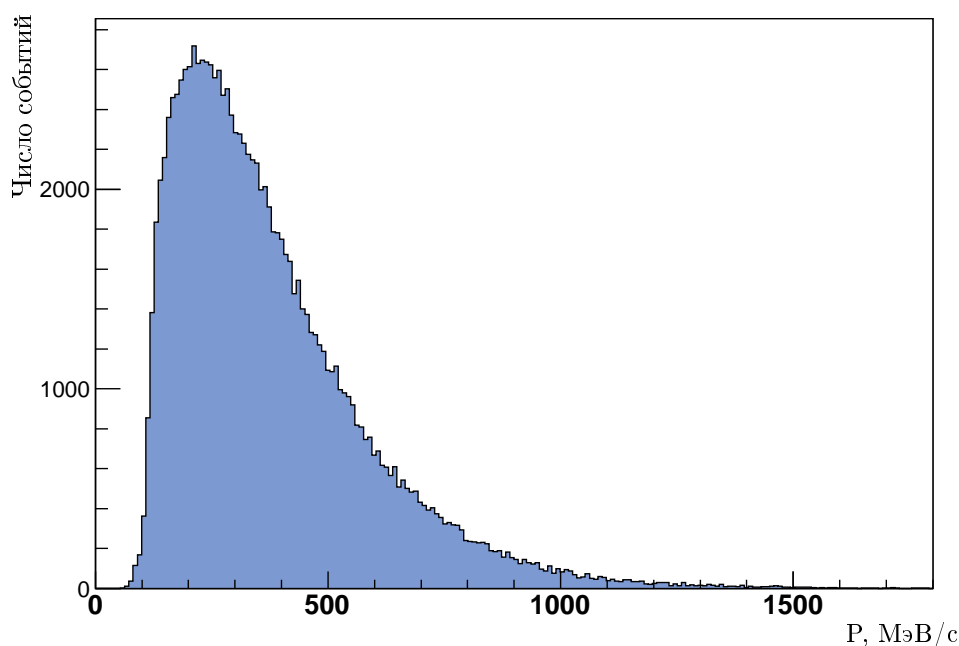


Рис. 3.30. Распределение по импульсу адронов из распада J/ψ -мезона.

С учётом полученной многопараметрической функции разрешения и кривой Бете-Блоха был написан пакет программ для идентификации заряженных частиц в дрейфовой камере. Он позволяет рассматривать до пяти гипотез одновременно; частица при этом может быть электроном, мюоном, пионом, каоном или протоном. Существует также возможность менять алгоритм идентификации — объединять несколько гипотез в одну и задавать минимальную вероятность для включения гипотезы.

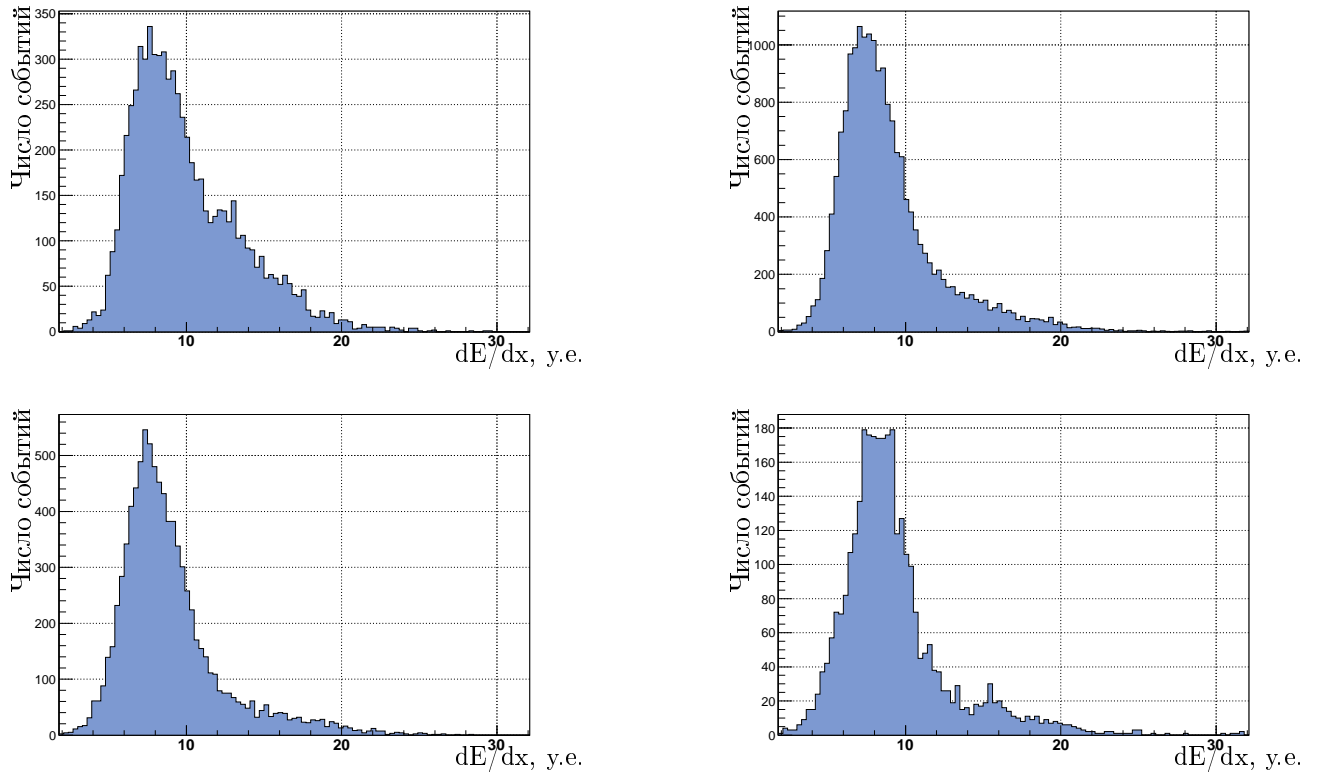


Рис. 3.31. Распределение dE/dx в интервалах импульсов 50–150, 150–300, 300–450 и 450–600 МэВ.

Параметром, характеризующим возможность различать две частицы, является величина, называемая коэффициентом разделения (сепарации) и определяемая равенствами:

$$S = \frac{\left| \frac{dE}{dx_1} - \frac{dE}{dx_2} \right|}{\sigma}, \sigma = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}. \quad (3.15)$$

Здесь $\frac{dE}{dx_{1,2}}$; $\sigma_{1,2}$ — наиболее вероятные ионизационные потери энергии и стандартные отклонения потерь энергии для первой и второй частиц соответственно.

Были построены зависимости величины сепарации S от импульса для пионов, каонов и протонов (рис. 3.32). Из зависимости от импульса величины S видно, что степень разделения $\pi - K$ превышает 2σ при импульсе до 480 МэВ/с, $K - p$ — до 930 МэВ/с, $\pi - p$ — до 900 МэВ/с.

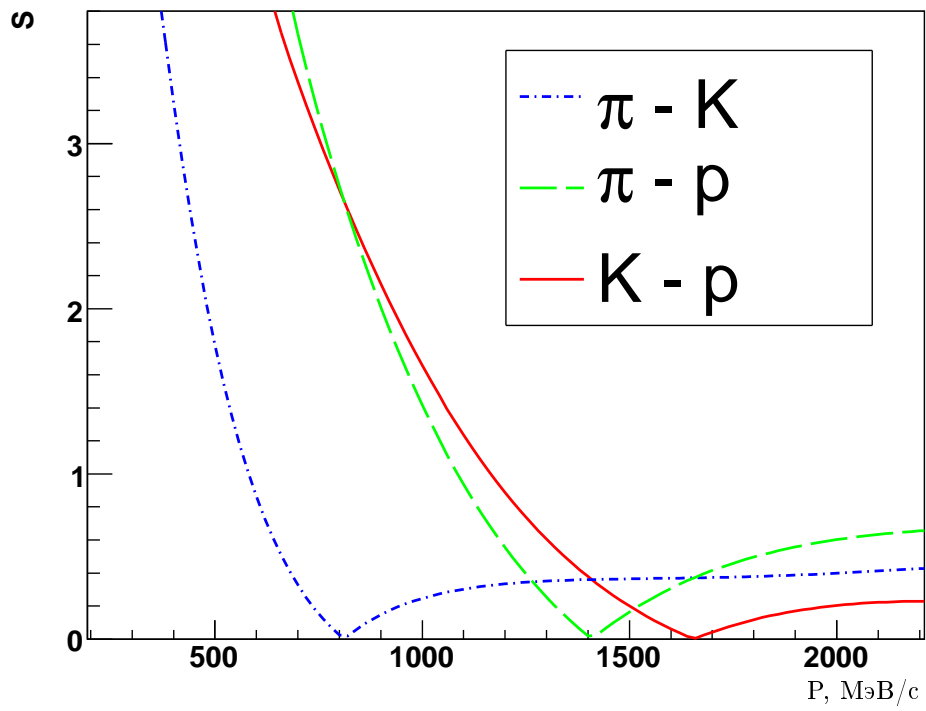


Рис. 3.32. Зависимость расчётного коэффициента разделения S (в единицах стандартных отклонений σ) от импульса.

Глава 4

Эксперимент по измерению ширины J/ψ -мезона

4.1. Схема эксперимента

Для анализа использовались данные, набранные в 2005 г. в области J/ψ -мезона. При сканировании набор статистики производился в 11 точках по энергии как показано на рис. 4.1. Схема набора приведена в таблице 4.1. Резонансная часть сечения процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в области J/ψ -мезона прямо пропорциональна произведению его электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \cdot B_{\text{адр}}(J/\psi)$ и электроны $\Gamma_{ee} \cdot B_{ee}(J/\psi)$ соответственно.

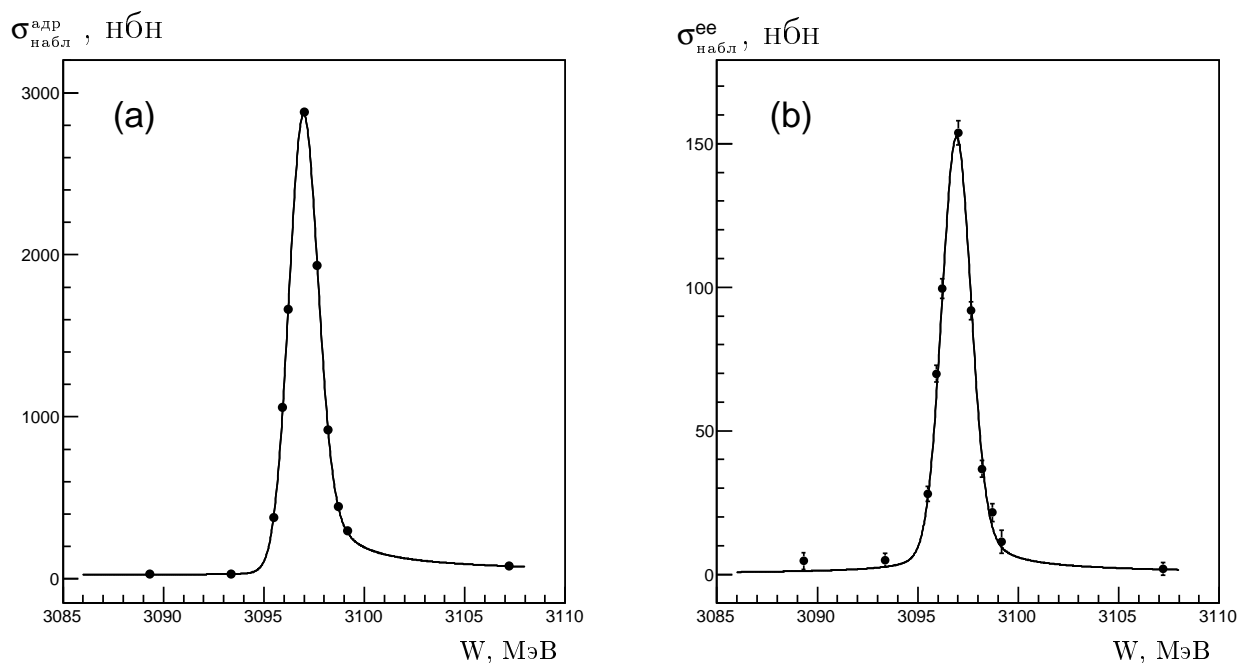


Рис. 4.1. Наблюдаемое сечение процессов $J/\psi \rightarrow$ адроны (а) и $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (б) в зависимости от энергии центра масс сталкивающихся пучков. Кривые представляют собой результат фитирования.

Таблица 4.1. Таблица точек по энергии при сканировании. Приведенная светимость измерена по однократному тормозному излучению.

Точка по энергии	Энергия, МэВ	Интеграл светимости, нбн ⁻¹
1	3107.206 ± 0.040	24.78 ± 0.08
2	3099.157 ± 0.040	8.34 ± 0.04
3	3098.704 ± 0.025	14.43 ± 0.06
4	3098.201 ± 0.025	18.84 ± 0.05
5	3097.652 ± 0.016	21.85 ± 0.06
6	3097.011 ± 0.012	16.22 ± 0.05
7	3095.929 ± 0.012	22.60 ± 0.07
8	3095.498 ± 0.020	23.03 ± 0.08
9	3093.355 ± 0.036	22.69 ± 0.08
10	3089.308 ± 0.040	14.65 ± 0.06
11	3096.223 ± 0.024	18.99 ± 0.07

Характерная картина события распада J/ψ на 4 заряженных частицы, зарегистрированного детектором КЕДР и восстановленного программой реконструкции, показана на рис. 4.2.

Интегральная светимость составила 230 нбн⁻¹, что соответствует примерно 250 тысячам рожденных J/ψ -мезонов. Энергия измерялась методом резонансной деполяризации [92], было проведено 26 калибровок с точностью интерполяции, не превышающей 15 кэВ.

Цепь обработки событий включает в себя съём информации со всех подсистем детектора, её оцифровку и последующую реконструкцию. На основе оцифрованных данных перед реконструкцией формируется сигнал триггера. Он служит для отбора экспериментальных событий исследуемого процесса и

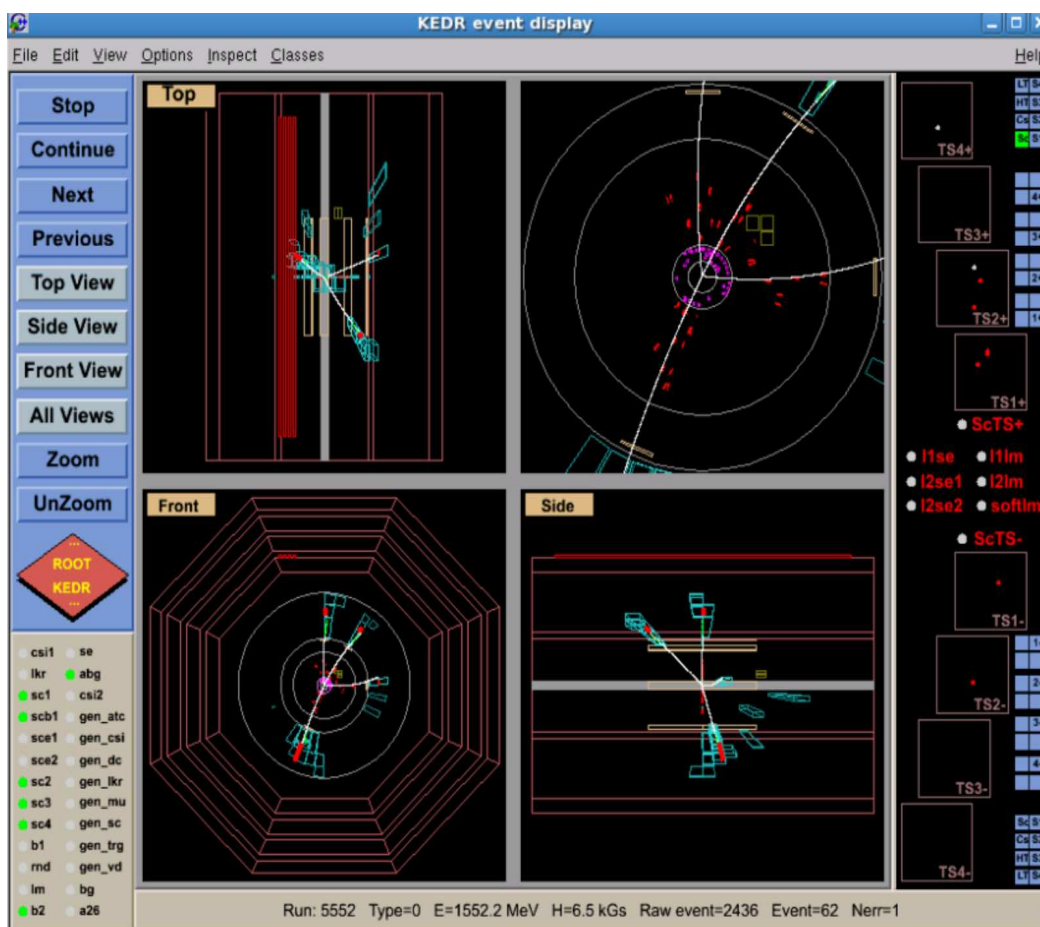


Рис. 4.2. Событие процесса $J/\psi \rightarrow$ адроны, зарегистрированное детектором КЕДР.

подавления пучкового фона. Триггер детектора КЕДР [93] имеет два уровня - первичный и вторичный. В 2005 г. первичный триггер срабатывал при наличии сигнала от двух и более несмежных сцинтилляционных счетчиков или энерговыделении более 100 МэВ в торцевом калориметре. В дополнение для подавления машинного фона требовалось вето от ближайших к оси пучка кристаллов торцевого CsI калориметра. Вторичный триггер срабатывал при наличии в событии двух и более треков в вершинном детекторе и дрейфовой камере, либо одного трека с энерговыделением более 70 МэВ в баррельном калориметре. Средние частоты срабатывания первичного и вторичного триггеров составляют 3.5 кГц и 50 Гц соответственно.

При анализе событий для улучшения согласия моделирования с экспериментальными данными используется так называемый “программный” триггер. При этом в программном триггере аргументы первичного и вторичного триггера перевычисляются с использованием более жестких условий, что также уменьшает неопределённости порогов калориметра и тем самым возможную нестабильность аппаратной части. Порог срабатывания кристаллов CsI считался равным 20 МэВ. Эффективность триггера, вычисленная по моделированию, составила $91.45 \pm 0.05 \%$.

4.2. Определение светимости

Абсолютное значение светимости определялось по процессу e^+e^- -рассеяния на большие углы с учётом вклада от распада J/ψ -мезона на электрон-позитронную пару по формуле 1.8. Сечение распада $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, полученное вычитанием вклада упругого Баба-рассеяния из полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, показано на рис. 4.1 (б).

Отбор e^+e^- -событий включал следующие критерии отбора в дополнение к срабатыванию триггера:

- наличие двух кластеров в калориметре, лежащих в диапазоне углов $40^\circ < \theta < 140^\circ$ от оси пучков и имеющих энерговыделение $E_{1,2}$ более 700 МэВ каждый;
- выделившаяся в калориметре энергия, не приписанная двум отобраннным кластерам, менее 10% от полного энерговыделения;
- расколлинearность по полярному θ и азимутальному ϕ углам менее 15° ;
- сферичность события, вычисленная по заряженным трекам, менее 0.05;

- наличие двух или трех треков из места встречи в дрейфовой камере. Трек считался исходящим из места встречи, если для него прицельный параметр по отношению к оси пучков $\rho < 0.5$ см, координата на треке, ближайшая к оси пучков $z < 13$ см и поперечный импульс $P_{\perp} > 100$ МэВ.

Сферичность события S вычислялась по восстановленным трекам заряженных частиц по формуле:

$$S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum_i P_{\perp,i}^2}{\sum_i P_i^2}, \quad (4.1)$$

где P_i — импульс i -й частицы, а $P_{\perp,i}$ — ее поперечный импульс относительно оси, направление которой находится из условия минимума суммы поперечных импульсов.

Фон от космических событий дополнительно подавлялся с помощью мюонной системы. События, в которых сработали противоположные либо соседние с противоположными октанты или более чем три слоя одного октанта мюонной системы, считались космическими мюонами и исключались из анализа.

На рис. 4.3 представлено сравнение распределений по суммарному энерговыделению двух кластеров в калориметре и расколлинеарности по полярному углу для экспериментальных данных и моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Распределение по углу вылета электрона для отобранных e^+e^- -событий показано рис. 4.4. Угловые распределения для событий от упругого Баба-рассеяния и от распадов J/ψ -мезона сильно различаются, позволяя разделить эти вклады в каждой точке по энергии.

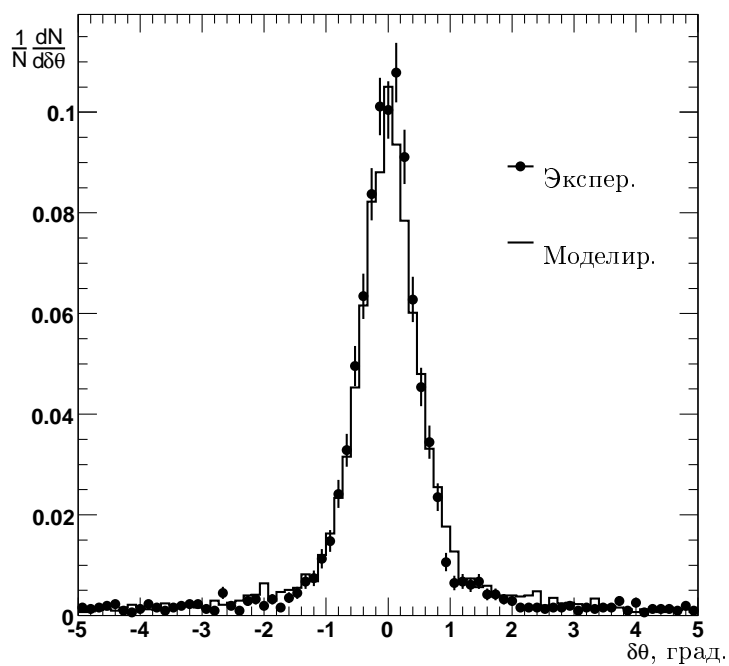
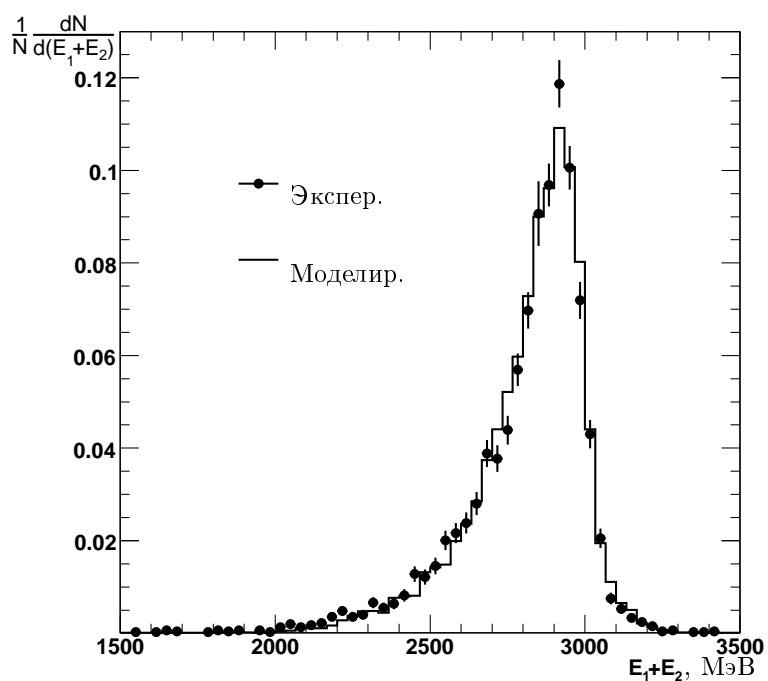


Рис. 4.3. Свойства e^+e^- -событий, рожденных в пике J/ψ -мезона при энергии в системе центра масс 3097 МэВ: сумма энерговывделений двух отобранных кластеров (сверху) и расколлинность по полярному углу (снизу) для экспериментальных данных и моделирования.

Все распределения нормированы на единицу.

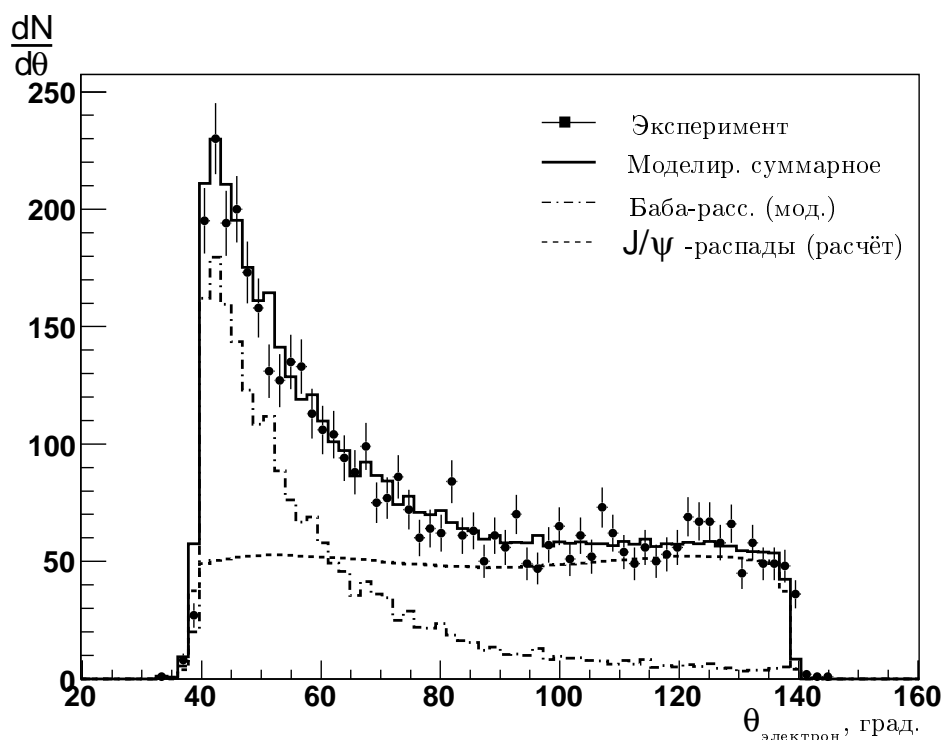


Рис. 4.4. Распределение по полярному углу электрона при энергии в системе центра масс 3097 МэВ. Точками показаны экспериментальные данные, гистограммы соответствуют моделированию: упругого рассеяния (точка-тире), распада J/ψ -резонанса и их интерференцию, вычисленную по формуле (1.8) (пунктир), а также сумме всех вкладов (сплошная линия).

4.3. Отбор адронных событий

Для отбора многоадронных событий использовались следующие критерии:

- суммарное энерговыделение в калориметре $700 < E_{\text{кал}} < 2500$ МэВ;
- энерговыделение в баррельном LKr-калориметре более 15 % от полного $E_{\text{LKr}}/E_{\text{кал}} > 0.15$;

- не менее одного трека в дрейфовой камере из места встречи (с прицельным параметром $\rho < 0.5$ см, ближайшей к оси пучков точкой на треке с координатой $|z_0| < 13$ см и импульсом $P_{\perp} > 100$ МэВ;
- не менее трех частиц в детекторе, включая треки в дрейфовой камере и кластеры в калориметре, не приписанные к трекам;
- отношение моментов Фокса-Вольфрама [97] $H_2/H_0 < 0.9$.

Требования на энерговыделение позволяют отделить адронные события от фоновых: условие $E_{\text{кал}} < 2500$ МэВ подавляет e^+e^- -события, а условие $E_{\text{кал}} > 700$ МэВ — $\mu^+\mu^-$ -события и пучковый фон. Условие на отношение моментов Фокса-Вольфрама H_2/H_0 существенно для подавления фона от квази-коллинеарных двухлептонных событий с дополнительными частицами от излучения или взаимодействия с веществом детектора. Космические события дополнительно отбраковываются с помощью мюонной системы, аналогично описанному в разделе 4.2.

На рис. 4.5 продемонстрировано сравнение наиболее важных характеристик отобранных событий для экспериментальных данных и моделирования: число треков из места встречи $N_{\text{тр}}$, полное число частиц $N_{\text{част}}$, энерговыделение в калориметре $E_{\text{кал}}$, поперечный импульс P_{\perp} и азимутальный угол $\theta_{\text{трек}}$ для заряженных частиц, отношение моментов Фокса-Вольфрама H_2/H_0 . Под частицами понимались треки в ДК и кластеры в калориметре, не приписанные к трекам. Распределения экспериментальных данных для распадов J/ψ было получено для точки в пике резонанса, при этом подложка резонанса вычиталась с учётом набранной светимости. Для моделирования событий использовался генератор BES [94] на основе JETSET [95] с модифицированными параметрами (подробнее в разделе 5.2).

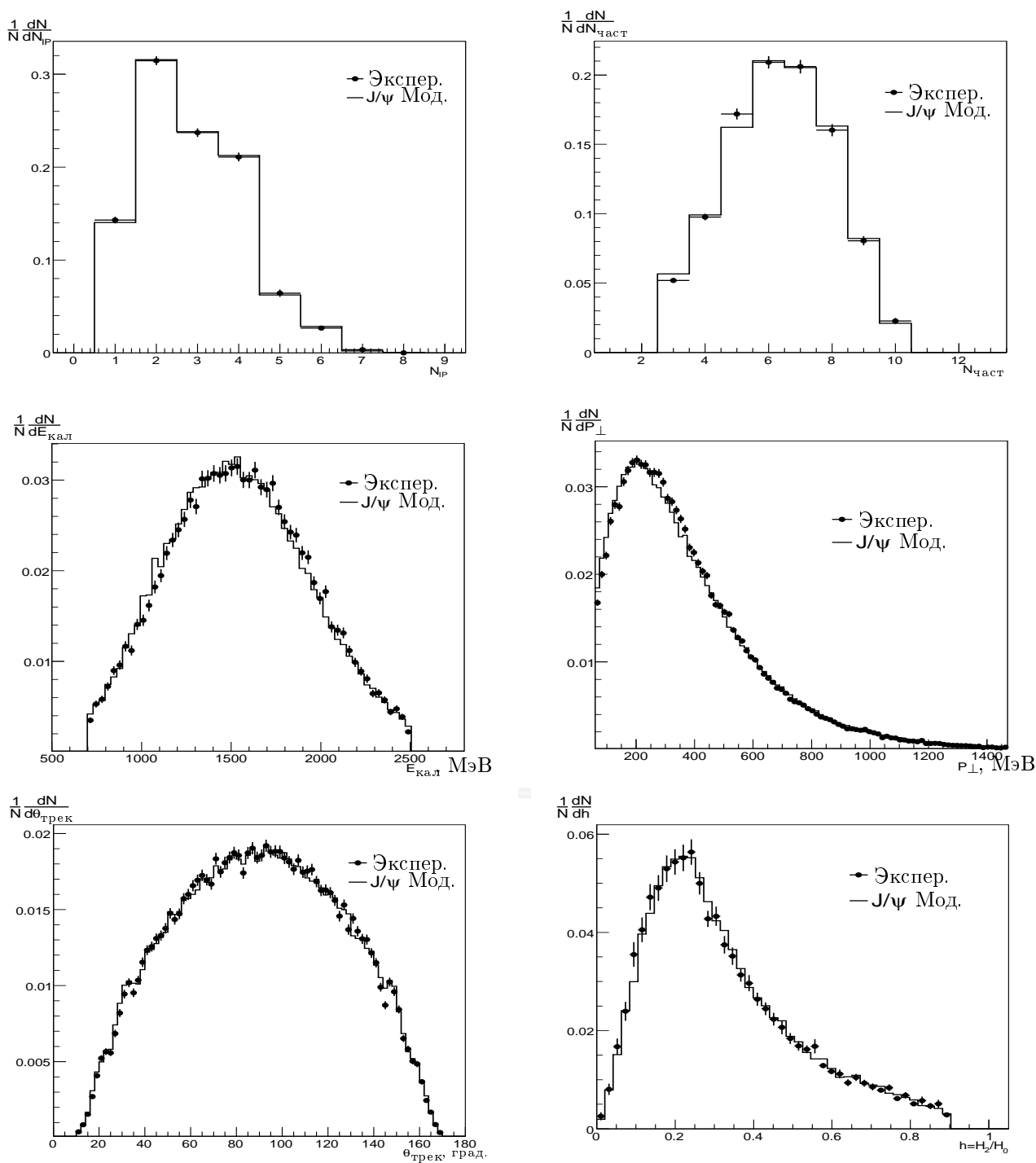


Рис. 4.5. Характеристики отобранных адронных событий вблизи рождения J/ψ -резонанса: число треков из места встречи N_{IP} , полное число частиц $N_{\text{част}}$, энерговыделение в калориметре E , поперечный импульс P_{\perp} и азимутальный угол $\theta_{\text{трек}}$ для заряженных частиц, отношение моментов Фокса-Вольфрама H_2/H_0 . Точками показаны экспериментальные данные, гистограммы соответствуют моделированию распадов J/ψ -мезона. Все распределения нормированы на единицу.

4.4. Подгонка сечения

Для получения значений искомым параметров ширины $\Gamma(J/\psi)$ и её произведения на вероятности распада в электроны и адроны проводилась совместная подгонка данных в адронном и электронном каналах в области энергий J/ψ -резонанса.

Экспериментальные заходы разделялись на группы ("точки") в соответствии с энергией. Энергия столкновения в каждой точке определялась по интерполяции измерений энергии пучков методом резонансной деполяризации в предположении симметричности e^+e^- -пучков $W = 2E_{\text{beam}}$. События e^+e^- дополнительно разбивались на 10 одинаковых угловых интервалов в области от 40° до 140° .

Числа адронных N_i и электронных n_{ij} событий, наблюдаемые в каждой энергетической точке i и в каждом угловом интервале j , подгонялись одновременно в зависимости от энергии столкновения и угла рассеяния электрона с использованием следующей функции минимизации:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_i^{\text{эксп}} - N_i^{\text{теор}})^2}{N_i^{\text{эксп}}} + \sum_i \sum_j \frac{(n_{ij}^{\text{эксп}} - n_{ij}^{\text{теор}})^2}{n_{ij}^{\text{эксп}}}, \quad (4.2)$$

где $N_i^{\text{эксп/теор}}$ и $n_{ij}^{\text{эксп/теор}}$ – экспериментально измеренные и теоретически ожидаемые числа адронных и лептонных событий соответственно. Теоретически ожидаемые числа событий определялись следующим образом:

$$\begin{aligned} N_i^{\text{теор}} &= L_i \cdot \sigma^{\text{адр}}(W_i), \\ n_{ij}^{\text{теор}} &= L_i \cdot \sigma^{ee}(W_i, \theta_j). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Наблюдаемое сечение рождения адронов $\sigma^{\text{адр}}(W_i)$ и электронов $\sigma^{ee}(W_i, \theta_j)$ получались из формул (1.2) и (1.8) соответственно:

$$\sigma^{\text{адр}}(W) = \varepsilon_{\text{адр}} \int \sigma_{\text{п.г.}}^{\text{адр}}(W') G(W, W') dW' + \sigma_{\text{конт}}(W), \quad (4.4)$$

$$\sigma^{ee}(W, \theta) = \varepsilon_{ee}(\theta) \left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right)^{ee \rightarrow ee} (W). \quad (4.5)$$

Проводилась свёртка сечения аннигиляции, вычисленного по формулам 4.4 и 4.5, вблизи энергии J/ψ -резонанса с гауссовой функцией распределения по энергии пучков с разбросом σ_W :

$$G(W, W') = \frac{g(W - W')}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} e^{-\frac{(W-W')^2}{2\sigma_W^2}}. \quad (4.6)$$

Предэкспоненциальный фактор g в распределении в общем случае отличается от единицы из-за ускорительных эффектов. Влияние этого эффекта на результаты измерения рассматривается в разделе 5.4. Сечение в подложке практически постоянно в области энергии узкого J/ψ -резонанса и параметризовалось в виде:

$$\sigma_{\text{конт}}(W) = \sigma_0 \cdot \left(\frac{m_{J/\psi}}{W} \right)^2. \quad (4.7)$$

В формулах (4.4) и (4.5), $\varepsilon_{\text{адр}}$ и $\varepsilon_{ee}(\theta)$ — детекторные эффективности и их зависимостью от энергии пучков для узкого резонанса можно пренебречь.

Светимость L_i в i -ой точке по энергии определялась следующим образом:

$$L_i = R_L \cdot L(E_i), \quad (4.8)$$

где $L(E_i)$ — интегральная светимость, измеренная монитором светимости по однократному тормозному излучению в i -ой энергетической точке и R_L — коэффициент абсолютной калибровки светимости.

Статистические ошибки параметров $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ сильно коррелированы. Для корректного определения ошибок этих величин подгонка экспериментальных данных проводилась отдельно для разных наборов свободных параметров. В первом случае подгонялись величины $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$, во втором — $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$

и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$, в третьем – $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, в четвертом – $\Gamma(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi)$. Все наборы содержали дополнительные свободные параметры: коэффициент абсолютной калибровки светимости R_L , массу резонанса $m(J/\psi)$, энергетический разброс пучков σ_W и сечение видимого континуума σ_0 из формулы 4.7. Для связи значений $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ использовалось отношение лептонных ширин:

$$\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_{\mu^+\mu^-}(J/\psi) = 1.0022 \pm 0.0065,$$

измеренное коллаборацией КЕДР [2], при этом вариация отношения в пределах экспериментальных ошибок вносила пренебрежимый вклад в систематическую неопределенность измеряемых величин.

Экспериментальные точки для адронов N_i/L_i и электронов n_i/L_i вместе с кривыми подгонки приведены на рисунке 4.1. Значение χ^2 составило 6.6 и 9.0 для адронного и электронного каналов соответственно, при полном числе степеней свободы 15, что соответствует вероятности 40.9 %. Полученные результаты для двух вариантов подгонок приведены в таблице 4.2. Измеренное значение массы J/ψ резонанса находится в хорошем согласии с результатом, опубликованным коллаборацией КЕДР [4]. Сечение видимого континуума составило 28.7 ± 1.5 нбн, что с учётом детекторной эффективности и доли фоновых событий соответствует вкладу uds -континуума ~ 15 нбн.

Таблица 4.2. Результаты четырех различных подгонок экспериментальных данных для определения парциальных ширин J/ψ -мезона и их произведения на вероятности распада в e^+e^- -пару и адроны.

Параметр	Подгонка 1	Подгонка 2	Подгонка 3	Подгонка 4
Γ (кэВ)	–	–	–	92.45 ± 1.40
$\Gamma_{\text{адр}}$ (кэВ)	–	–	81.37 ± 1.36	–
Γ_{ee} (кэВ)	5.550 ± 0.056	–	5.550 ± 0.056	5.549 ± 0.056
$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}$ (кэВ)	–	4.884 ± 0.048	–	–
$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{ee}$ (кэВ)	0.3331 ± 0.0066	0.3331 ± 0.0066	–	–
m (МэВ)	3096.902 ± 0.004			
R_L	0.973 ± 0.008			
σ_W (МэВ)	0.692 ± 0.004			
σ_0 (нбн)	28.70 ± 1.48			

Глава 5

Систематические погрешности измерения

В прецизионных измерениях по физике элементарных частиц значительную роль играет корректная оценка систематических неопределённостей получаемого результата. Одним из основных методов оценки систематических неопределённостей является вариация критериев отбора. При этом проверяются различия между экспериментальными данными и событиями моделирования в основных распределениях, используемых при анализе процесса. Для оценки влияния каждого из использованных критериев отбора они отбрасываются по очереди, либо ослабляются, и процедура анализа повторяется снова. Результат сравнивается с исходным, и разница принимается в качестве систематической неопределённости. Полученные оценки считаются независимыми и поэтому суммируются квадратично. Преимуществом метода также является относительная простота и ясность реализации такой оценки. К недостаткам метода стоит отнести статистические флуктуации и возможные корреляции между эффектами. Наличие больших различий может свидетельствовать о неправильности процедуры анализа и требует тщательного изучения. Также не все эффекты могут быть оценены подобным образом.

Вторым методом оценки систематических неопределённостей является получение результата независимыми способами и сравнение их между собой. В основном под этим подразумевается использование альтернативных критериев, отбора по разным подсистемам детектора, либо использование независимых генераторов событий и настроек моделирования.

В данной работе были использованы оба метода. Целью было получение консервативной оценки систематических неопределённостей величин $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$. Для удобства

изложения все вклады были разделены на пять категорий: систематические неопределённости, связанные с измерением светимости, моделированием адронных распадов, детекторными и ускорительными эффектами, теоретические неопределённости. Для большинства вкладов оценки погрешностей лептонной ширины были получены как изменение её значения при подгонке данных, что позволяет непосредственно учесть вклады вариаций от отдельных точек в ошибку измеряемых величин.

5.1. Неопределённости, связанные с измерением светимости

Основные систематические неопределённости, связанные с измерением светимости, оценивались с помощью вариации критериев отбора e^+e^- -событий. Ограничения на полярный угол θ изменялись в широком диапазоне: нижняя граница от 40° до 50° и верхняя от 140° до 90° , при этом изменение в числе отобранных Баба-событий достигало 50 %. Также изучалось изменение измеряемых величин в зависимости от определения трека из места встречи N_{IP} , для этого независимо варьировались следующие параметры: максимальный прицельный параметр от 0.5 до 1 см, требования на ближайшую к месту встречи z -координат и поперечный импульс смягчались до максимальной величины, и наибольшее отклонение в результатов подгонки использовалось в качестве оценки систематической неопределённости. Все вариации условий отбора e^+e^- -событий приведены в таблице 5.1 и их вклад в полную систематическую ошибку измерения не превышает 0.8 %.

Некоторые эффекты, дающие вклад в систематическую неопределённость измерения, были изучены более детально. Выставка LKr-калориметра по отношению к дрейфовой камере проводилась с использованием реконструиро-

Таблица 5.1. Влияние критериев отбора e^+e^- -событий на вычисление светимости.

Переменная	Границы вариации	Неопределённость, %
θ	$\theta > 40 \div 50^\circ$ и $\theta < 90 \div 140^\circ$	0.5
$(E_1 + E_2)$	$> 1800 \div 2000$ МэВ	0.3
Определение N_{IP}	$\rho < 0.5 \div 1.0$ см, $ z_0 < 13 \div 55$ см и $P_\perp > 0 \div 100$ МэВ	0.3
$E_{\text{кал}} - (E_1 + E_2)$	$< 0.1 \div 1.0 E_{\text{кал}}$	0.3
$\Delta\theta$ расколлинеарность	$< 15 \div 30^\circ$	0.2
$\Delta\phi$ расколлинеарность	$< 15 \div 30^\circ$	0.2
$S_{\text{заряж}}$	$< 0.05 \div 0.1$	0.2
Квадратичная сумма		0.8

ванных треков от космических событий. Положение точки взаимодействия и направление оси пучков в пространстве в координатной системе детектора вычислялось по распределению первичных вершин для треков от адронных событий. Ошибка в измерении светимости, связанная с неточностью выставки калориметра, оценивалась путем разброса калибровочных коэффициентов в соответствии с гауссовым распределением на одно стандартное отклонение в процессе реконструкции. Полученная неопределённость не превышала 0.2 %.

Амплитудное разрешение LKr-калориметра моделировалось двумя способами: с помощью доминирующего эффекта, связанного с ёмкостными наводками между каналами и с помощью геометрического фактора, влияющего на функцию отклика каналов электроники через заряд изображения. Сравнение распределений по суммарному энерговыделению в LKr-калориметре для экспериментальных данных и событий моделирования приведено на рис. 5.1. Неопределённость, возникающая из-за неидеальности моделирования отклика

калориметра, оценивалась как разница в двух вариантах настройки моделирования и составила менее 0.3 %.

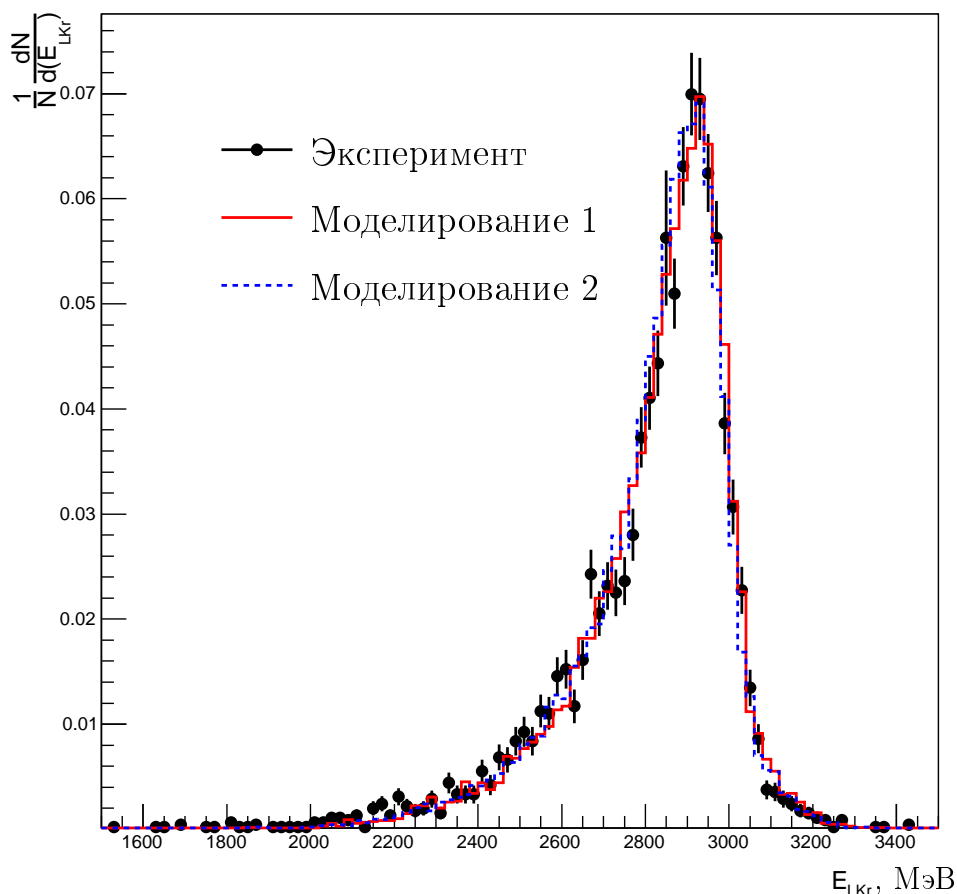


Рис. 5.1. Суммарная энергия e^+e^- -событий, выделившаяся в LKr-калориметре, для экспериментальных данных и двух вариантов моделирования. Все распределения нормированы на единицу.

Эффективность регистрации e^+e^- -событий $\varepsilon_{ee}(\theta)$ как функция полярного угла вылета электронов θ вычислялась с помощью моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (рис. 5.2). При этом угол θ определялся с помощью дрейфовой камеры либо LKr-калориметра, разница между двумя методами не превышала 0.3 %.

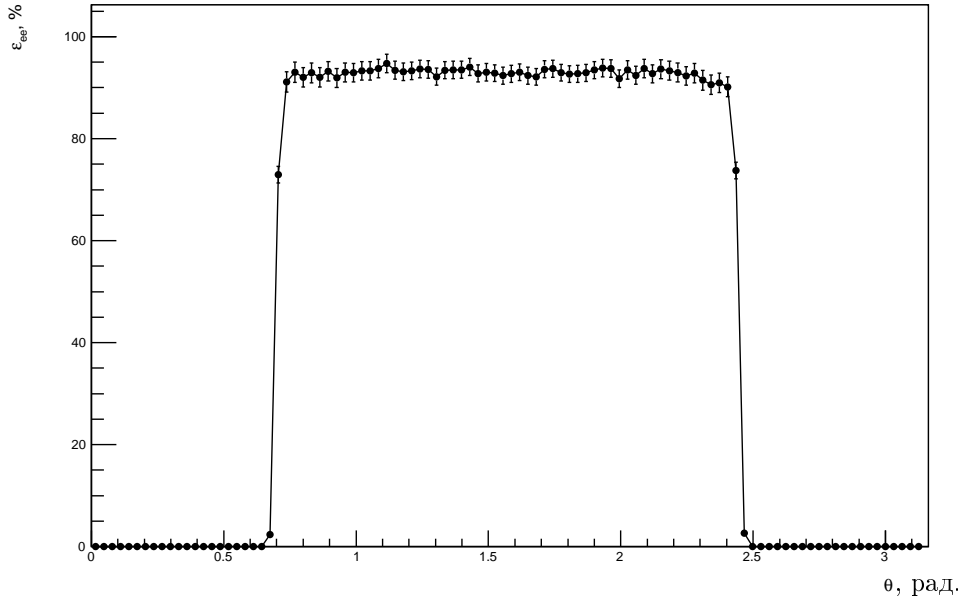


Рис. 5.2. Эффективность регистрации электронов для e^+e^- -событий.

Статистическая точность моделирования составляла 0.15 % и была включена в полную систематическую ошибку измерения.

Неопределённость сечения упругого $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ рассеяния, вычисляемого по формуле (1.8), оценивалась с помощью двух независимых генераторов событий — BNWIDE [61] and MCGPJ [62], соответствующая разница в измерении лептонной ширины $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ составила 0.37 %.

Для изучения влияния относительной погрешности измерения светимости на результат проводился разброс относительной светимости в каждой точке независимо в соответствии с распределением Гаусса. Ширина распределения оценивалась как разница в измерениях двух независимых мониторов светимости (по электронам и по позитронам) и составила менее 0.4 %. После этого резонанс переподгонялся. При многократном повторении процедуры подгонки соответствующий разброс значений составил 0.02 % для $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$ (рис. 5.4), 0.04 % для $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ (рис. 5.3) и 0.06 % для

$\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ (рис. 5.4). Таким образом, точность относительного измерения светимости не превышала 0.1 %.

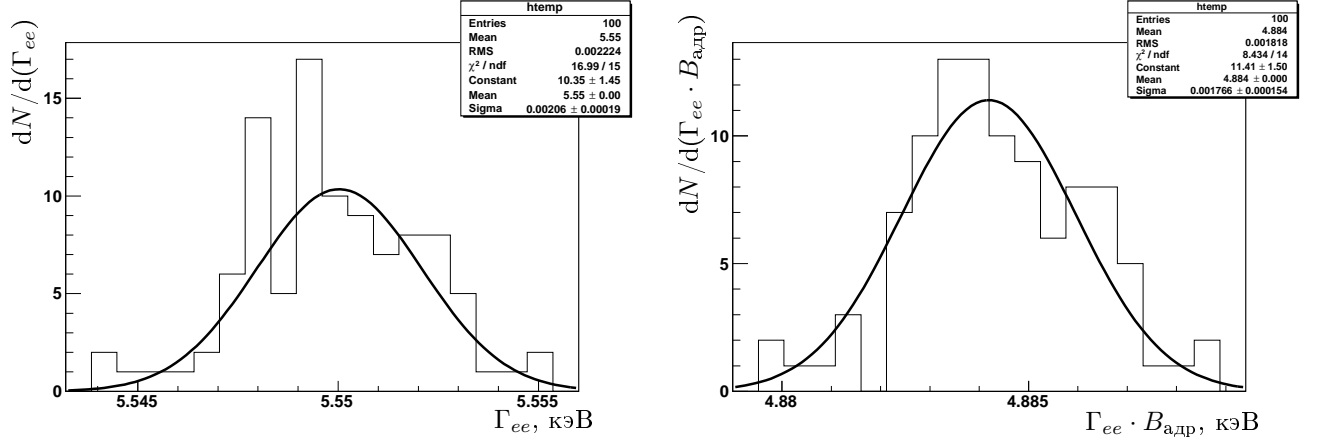


Рис. 5.3. Распределения по получаемым значениям $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ при разбросе светимости, измеренной по однократному излучению с соответствующей шириной.

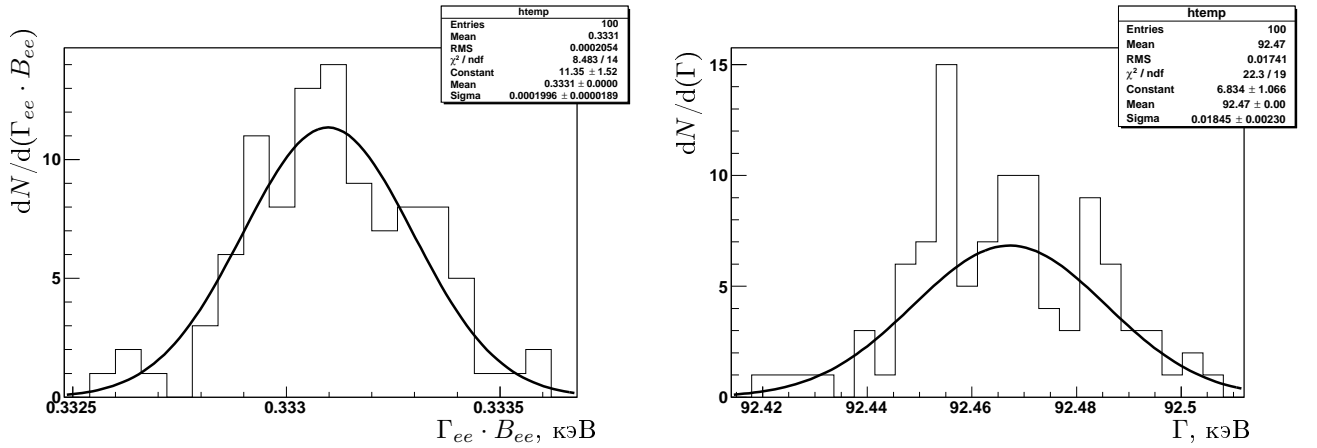


Рис. 5.4. Распределение по значениям $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$ при разбросе светимости, измеренной по однократному излучению с соответствующей шириной.

Вклады с систематическую неопределённость, связанную с измерением светимости, перечислены в таблице 5.2.

Таблица 5.2. Систематические неопределённости, связанные с измерением светимости, в %.

Источник погрешности	Неопределённость, %
Вариация условий отбора	0.8
Выставка калориметра	0.2
Моделирование отклика калориметра	0.3
Эффективность регистрации $\varepsilon_{ee}(\theta)$	0.3
Статистика моделирования	0.2
Вычисление сечения	0.4
Относительная светимость	0.1
Квадратичная сумма	1.0

5.2. Неопределённости, связанные с моделированием распадов J/ψ -мезона

Следующим важным источником неопределённостей в значении $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ является моделирование распадов J/ψ -мезона. Особенность заключается в том, что для энергии в системе центра масс меньше 10 ГэВ не существует надежного генератора распадов. Основные этапы моделирования адронных событий следующие:

1. генерация исходного процесса, например, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$;
2. излучение жестких глюонов по теории возмущений;
3. фрагментация партонов в адроны;
4. распад нестабильных частиц.

Основная трудность возникает с третьим этапом – получением частиц. Для этого используется лундовская модель фрагментации, которую необходимо на-

страивать. Настройка процедуры моделирования и получения надежной оценки систематической неопределённости, опиралась на метод, описанный в работе [59].

Для начала кратко рассмотрим, в чем состоит идея этого метода. Предположим, что существует идеальное моделирование, воспроизводящее все экспериментально наблюдаемые характеристики события и корреляции между ними, и существует набор параметров для настройки этого моделирования. При вариации одного из параметров можно проследить за изменением среднего значения распределения какой-либо наблюдаемой характеристики, например, средней множественности $\langle N_{\text{IP}} \rangle$, и эффективности регистрации ε . Среднее значение выбранной характеристики в моделировании совпадает с экспериментальным при оптимальном выборе параметров генератора. При малых вариациях эффективность регистрации линейно зависит от средней множественности, поэтому точность определения эффективности можно оценить из неопределённости экспериментально измеренной множественности $\delta \langle N_{\text{IP}} \rangle$ следующим образом: $\delta \varepsilon = \partial \varepsilon / \partial \langle N_{\text{IP}} \rangle \delta \langle N_{\text{IP}} \rangle$. В случае, когда параметров для настройки несколько, получается набор траекторий $\varepsilon(N_{\text{IP}})$, которые пересекаются в точке, соответствующей экспериментальному значению. На практике моделирование неидеально, поэтому вместо одной точки пересечения получается ситуация, отраженная на рис. 5.5. Неопределённость эффективности регистрации возрастает из-за разницы в наклонах прямых, полученных при изменении параметров генератора. Для оценки этой неопределенности использовался рисунок 5.5: для заштрихованной прямоугольной области вертикальные границы отображают статистическую ошибку экспериментально измеренной средней множественности, а горизонтальные — соответствующую оценку неопределённости эффективности регистрации, полученные по пересечению вертикальных границ с крайними траекториями изменения параметров генератора.

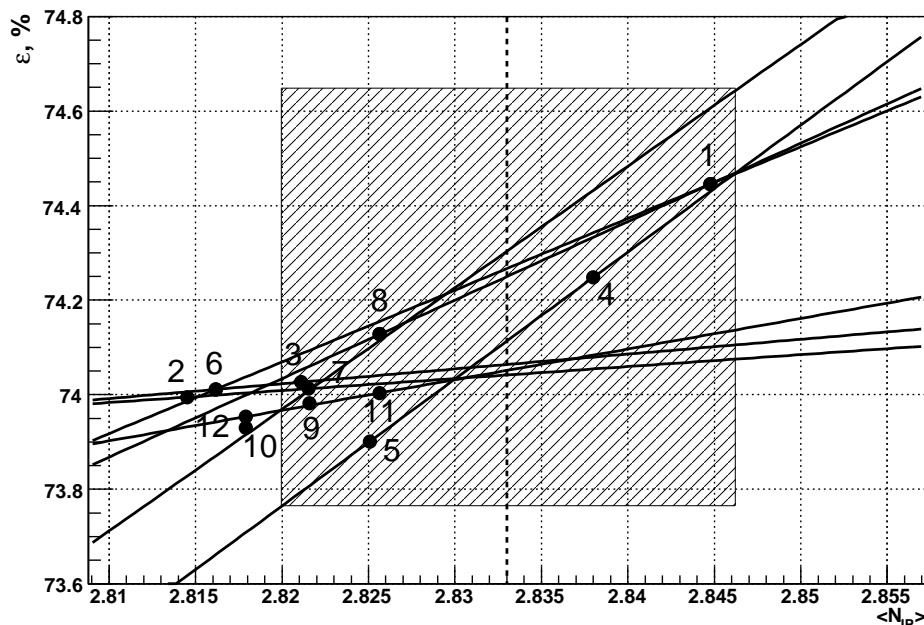


Рис. 5.5. Эффективность регистрации как функция средней зарядовой множественности для различных вариантов моделирования распадов J/ψ -мезона. Каждая точка соответствует варианту моделирования. Сплошные линии соответствуют вариациям изменяемых параметров. Пунктирная линия демонстрирует экспериментально измеренную зарядовую множественность и горизонтальные границы заштрихованной прямоугольной области определяются её статистической ошибкой. Вертикальные границы заштрихованной области соответствуют пересечению статистических пределов с линиями вариации параметров.

Результаты, представленные на рис. 5.5, получены следующим образом: сначала изменялся один из параметров генератора JETSET, а затем настраивался некоторый дополнительный к нему параметр таким образом, чтобы добиться хорошего согласия в распределении по заряженной множественности. Средние значения заряженной множественности и эффективности регистрации, полученные для различных настроек параметров генератора, приведены в таблице 5.3.

Таблица 5.3. Сравнение различных версий моделирования распадов J/ψ -мезона. Представлены изменения параметров генератора событий JETSET. Для каждого варианта моделирования вычислялась эффективность регистрации, средняя множественность заряженных частиц и результаты тестов χ^2 и Колмогорова-Смирнова по согласованию распределения по зарядовой множественности с экспериментально наблюдаемым.

Вариант	Изменения JETSET	$\langle N_{IP} \rangle$	$\varepsilon, \%$	k -тест	χ^2/ndf	
Изменения $\sigma_{P_{\perp}}$ и δW_{stop}						
	$\sigma_{P_{\perp}}, \text{ГэВ}$	δW_{stop}				
1	0.55	0.2	2.845	74.445	0.950	5.924/7
2	0.7	0.2	2.816	74.010	0.806	9.596/7
3	0.7	0.17	2.821	74.027	0.933	7.282/7
Включение партонных ливней						
4	0.6	0.2	2.838	74.248	0.996	4.387/7
5*	0.6	0.2	2.825	73.901	0.999	6.697/7
Изменения W_{stop}						
	$\sigma_{P_{\perp}}, \text{ГэВ}$	$W_{stop}, \text{ГэВ}$				
6	0.65	0.56	2.815	73.995	0.663	8.497/7
7	0.65	0.52	2.822	74.013	0.903	4.761/7
Функция фрагментации с параметрами $a=0.2, b=0.58$						
	$\sigma_{P_T}, \text{ГэВ}$	$\delta W_{stop}, \text{ГэВ}$				
8	0.65	0.2	2.826	74.128	0.954	8.574/7
9	0.65	0.17	2.822	73.982	0.839	13.288/7
10	0.7	0.2	2.818	73.930	0.685	11.234/7
Вариация параметров фрагментации						
	a	b				
11	1.0	0.7	2.826	74.004	0.979	10.483/7
12	0.5	0.65	2.818	73.954	0.986	9.514/7

* С отключением партонных ливней

Основными параметрами генератора JETSET, используемыми при вариациях, были следующие: PARJ(21), PARJ(33), PARJ(37), PARJ(41) и PAR(42), обозначающие σ_{P_T} , W_{stop} , δW_{stop} и два параметра a и b лундовской функции фрагментации соответственно. Параметр $\sigma_{P_{\perp}}$ характеризует ширину гауссовского распределения по поперечному импульсу первичных частиц, появляющихся в процессе фрагментации. Параметр W_{stop} соответствует порогу энергии струй, ниже которого рождаются конечные адроны. Эта энергия распределена с относительной шириной δW_{stop} . Помимо вариации параметров функции фрагментации была проверена модель фрагментации с выключенными партонами ливнями.

Множественность заряженных частиц является наиболее чувствительной характеристикой события при вариациях параметров генератора, и поэтому использовалась при настройке. Дополнительно проверялось согласие с экспериментальными данными распределений по сферичности заряженных треков, моментам Фокса-Вольфрама, энерговыделению в калориметре, а также по таким инклюзивным характеристикам события, как распределения по импульсу, азимутальному и полярному углам. Формы гистограмм сравнивались с помощью критерия Колмогорова-Смирнова, и варианты моделирования со значениями критерия менее 0.6 исключались.

Итоговая эффективность адронных событий была получена путем усреднения эффективностей, вычисленных для разных вариантов моделирования при средней множественности, соответствующей экспериментально измеренной $\langle N_{\text{TP}} \rangle$, как показано на рис. 5.5, и равнялась $74.2 \pm 0.4 \%$.

Значение средней множественности по заряженным частицам зависит от условий отбора треков, в анализе использовались следующие критерии: $\rho < 0.5$ см, $|z_0| < 13$ см и $P_{\perp} > 100$ МэВ. Выбор этих условий приводит к появлению дополнительной неопределённости при определении эффективности реги-

страции, которую можно оценить вариацией условий отбора. В данном анализе эта неопределённость не превышала 0.3 %. Эффективности реконструкции треков в моделировании и экспериментальных данных отличаются. Эта разница изучалась с помощью отобранных космических событий и событий упругого рассеяния, и соответствующая поправка вносилась в эффективность регистрации. Неопределённость поправки, вычисленная как разница коэффициентов между двумя процессами, не превышала 0.1 %.

По данным PDG [31] известно всего 50.3 % распадов J/ψ -мезона на адроны и лептоны и ещё на 2 % распадов поставлены верхние пределы. Распады на стабильные адроны и лептоны составляют 38.7 % (а также 0.5 % верхних пределов). Таким образом, измеренные моды распада на стабильные лептоны составляют всего 30.5 % от ширины резонанса. В генераторе BES отдельно генерируется 8.23 % хорошо известных двухчастичных моды распада: $\eta\gamma$, $\rho\pi$, $a_2\pi$, $\omega\eta$, ωf_2 , $\omega\rho$, $b_1\pi$, KK , ϕf_1 , ϕK . Для описания остальных адронных распадов генерируется 13.50 % событий $J/\psi \rightarrow q\bar{q}$ и 66.40 % событий $J/\psi \rightarrow \gamma gg, ggg$. Чтобы вероятности распадов в моделировании совпадали с экспериментальными к ним применяются веса. Для перевзвешивания моделирования использовались распады J/ψ -мезона, дающие непренебрежимый вклад в ширину мезона (больше 0.1 %) и измеренные с хорошей точностью (лучше 10-15%). Для проверки систематической неопределённости, оставшиеся распады также включались в процедуру перевзвешивания и использовались при вычислении весов в моделировании. Соответствующая разница в измеренных значениях $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ составила менее 0.1 %.

Систематические неопределённости, связанные с моделированием распадов J/ψ -мезонов представлены в таблице 5.4.

Таблица 5.4. Систематические неопределённости значения $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{др}}(J/\psi)$, связанные с первичным моделированием распадов J/ψ -мезона.

Источник погрешности	Неопределённость, %
Настройка генератора распадов	0.6
Отбор событий для настройки генератора	0.3
Статистическая ошибка моделирования	0.3
Эффективность реконструкции треков	0.1
Табличные вероятности распадов	0.1
Квадратичная сумма	0.7

5.3. Неопределённости, связанные с моделированием систем детектора

Основные источники систематических неопределённостей в определении ширины $\Gamma(J/\psi)$, связанные с моделированием систем детектора, представлены в таблице 5.5.

Таблица 5.5. Систематические неопределённости значения ширины J/ψ -мезона, связанные с моделированием систем детектора.

Источник погрешности	Неопределённость, %
Триггерная эффективность	0.5
Подавление фона космических событий	0.3
Ядерное взаимодействие	0.2
Трековые P_{\perp}/θ разрешения	0.2
Вариация условий отбора	0.5
Квадратичная сумма	0.8

Неэффективность триггера включала в себя три основных вклада. Неэффективность времяпролётных счётчиков, использованных в первичном триггере, определялась по специально отобранным $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и космическим событиям, и вклад её составил 0.3 %. Систематическая неопределённость, возникающая из-за наводки в электронике вершинного детектора, оценивалась как разница между моделированиями с разными наборами параметров, описывающих вершинный детектор. Два набора параметров были получены с использованием космических и Баба-событий (рис. 5.6). Разница составила 0.2 %. Третий вклад связан с вето от кристаллов CsI, расположенных около линии столкновения пучков. При расчёте решения программного триггера пороги срабатывания варьировались от 15 до 30 МэВ при измеренном пороге ~ 20 МэВ. Соответствующая неопределённость составила 0.3 %.

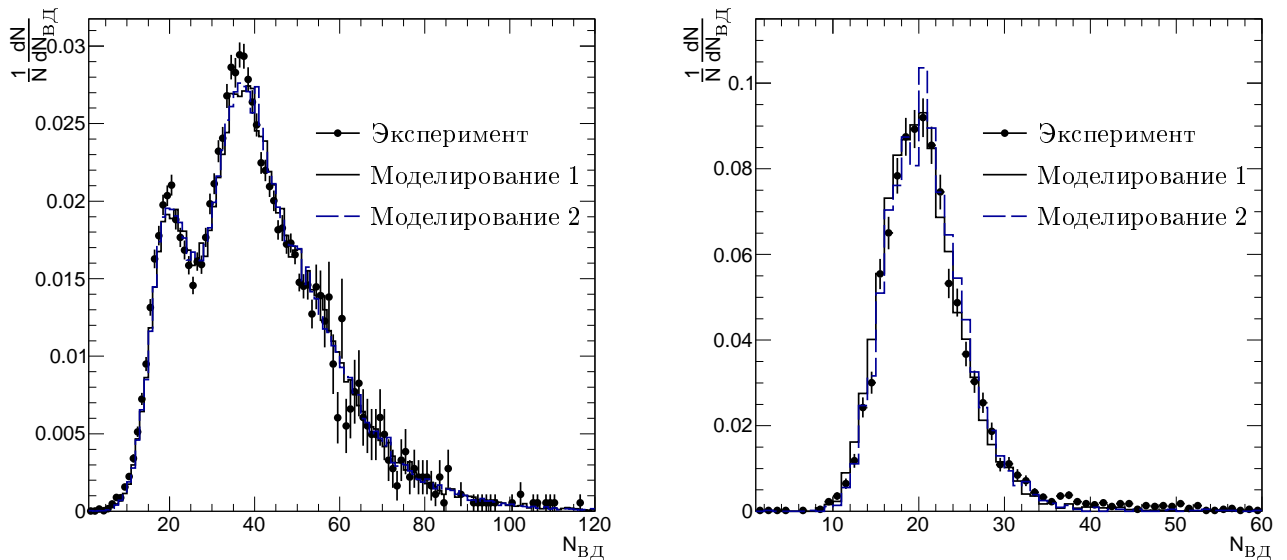


Рис. 5.6. Распределение по числу сработавших трубочек вершинного детектора для экспериментальных данных и двух вариантов моделирования адронных (слева) и e^+e^- (справа) событий. Все распределения нормированы на единицу.

Для оценки влияния фона от космических событий требование на вето по мюонной системе заменялось ограничением на среднее время по системе

времяпролётных счётчиков и общее число срабатываний в мюонной системе не более двух трубочек. Разница составила около 0.3 % для получаемых значений $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ и около 0.1 % для значения $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$.

Также были исследованы две модели ядерного взаимодействия, полученные для моделирования с помощью пакетов GHEISHA [98] и FLUKA [99], как они реализованы в GEANT 3.21 [100]. Разница для получаемого значения $\Gamma(J/\psi)$ составила порядка 0.2 %.

Для улучшения согласия моделирования с экспериментальными данными по импульсному и угловому разрешениям использовались два метода, описанные в разделе 3.3. Вклад разницы между методами составил 0.2 %.

Для оценки влияния возможных источников систематических неопределённостей, связанных с моделированием систем детектора, в дополнение к рассмотренным эффектам использовался метод вариации условий отбора событий. Минимальная и максимальная границы энерговыделения в калориметре варьировались до значений 500 и 2700 МэВ соответственно. Условие на моменты Фокса-Вольфрама [97] исключалось из критериев отбора. Условие на число треков из точки взаимодействия понижалось до требования $N_{\text{тр}} > 1$, отборы треков по параметрам ρ , z_0 и P_{\perp} также варьировались с повторением процедуры анализа, полученная разница не превышала 0.2 %. Результаты всех вариаций собраны в таблице 5.6 и общий эффект при квадратичном суммировании в предположении независимости этих вариаций составляет 0.5 %.

Таблица 5.6. Неопределённости ширины J/ψ -мезона в %, полученные путем вариации критериев отбора адронных событий.

Переменная	Границы вариации	Неопределённость, %
$E_{\text{кал}}$	$E_{\text{кал}} > 500 \div 700$ и $E_{\text{кал}} < 2500 \div 2700$ МэВ	0.3
$E_{\text{LКг}}/E_{\text{кал}}$	$> 0 \div 0.15$	0.3
N_{IP}	$\rho < 0.5 \div 1.5$ см, $z_0 < 13 \div 18$ см, $P_{\perp} > 60 \div 100$ МэВ, $N_{\text{IP}} > 1$	0.2
H_2/H_0	$< 0.9 \div 1$	0.1
Квадратичная сумма		0.5

5.4. Неопределённости, связанные с работой коллайдера

К машинному фону относится фон от выбывающих из пучка частиц, фон от взаимодействия с остаточным газом и другие эффекты. Оценка их влияния на результат проводилась по статистике, набранной во время инъекции с разведенными пучками. Был вычислен интеграл тока для данных с заведомо сведенными и с разведенными пучками. Затем число событий для данных с разведенными пучками, пересчитывалось в фоновое число событий для данных со сведенными пучками. При этом систематическая погрешность этого числа определяется статистическим разбросом фактора нормировки. Доля фоновых событий для обрабатываемых данных составила 0.4–0.8 %, а вклад фона в видимое сечение порядка 6–12 нбн. Число отобранных адронных событий в каждом заходе поправлялось на число фоновых событий, полученное при оценке, и данные переподгонялись. Полученная таким образом оценка влияния фона на результат составила менее 0.2 %.

Вклад отклонения формы распределения по полной энергии столкновения пучков от гауссовой в неопределённость значения $\Gamma(J/\psi)$ составил около 0.2 %. Для оценки этого вклада был введен предэкспоненциальный коэффициент в использованные при свертке сечения с функцией Гаусса в выражении (4.6) (аналогично методу, использованному в работе [4]):

$$g(\Delta W) = (1 + a \cdot \Delta W + b \cdot \Delta W^2)/(1 + b \cdot \sigma_W^2). \quad (5.1)$$

Для проверки неопределённости, связанной с точностью определения энергии пучков, значения энергии в каждой из 11 точек экспериментального набора варьировались внутри неопределённостей определения энергии с использованием известной формы сечения резонанса. Для этого в функцию фитирования (4.2) были введены 11 свободных параметров $E_i^{\text{фит}}$ и соответствующая добавка имела следующий вид:

$$\chi_E^2 = \sum_i \frac{(E_i^{\text{фит}} - E_i)^2}{\sigma_{E_i}^2}, \quad (5.2)$$

где E_i — энергия интерполяции значений, полученных методом резонансной деполяризации, и σ_{E_i} — оценка неопределённостей этой энергии. При вычислении сечения предполагалась симметрия электронного и позитронного пучков и энергия в системе центра масс вычислялась как $W_i = 2E_i^{\text{фит}}$. Разница в получаемых значениях $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$ и Γ_{ee} составила около 0.3 %.

Проводилась также дополнительная проверка влияния точности определения энергии на результат измерения. Для этого энергия в каждой экспериментальной точке независимо разбрасывалась в соответствии с гауссовым распределением с соответствующей шириной, и подгонка данных проводилась с новыми значениями. Процедура повторялась 100 раз и относительный разброс получаемых значений составил порядка 0.06 % для $\Gamma(J/\psi)$ и 0.01 % для $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ (рис. 5.7).

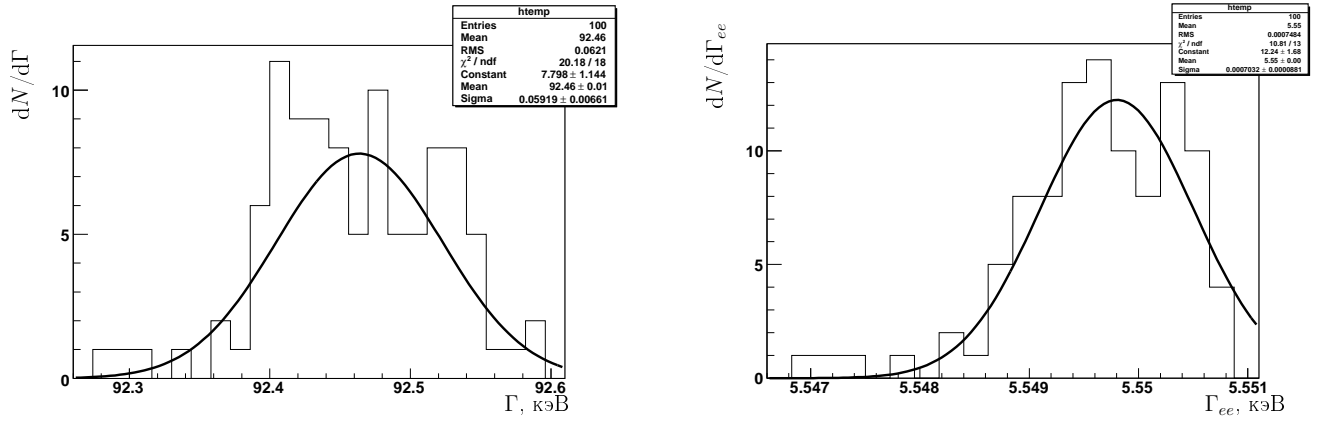


Рис. 5.7. Распределение по значениям $\Gamma(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ при вариации энергии в каждой точке.

Список неопределённостей, связанных с работой коллайдера, приведен в таблице 5.7.

Таблица 5.7. Неопределённости в %, связанные с работой коллайдера.

Источник погрешности	Неопределённость, %
Ускорительный фон	0.2
Форма распределения энергии	0.2
Энергия пучков	0.3
Относительная энергия	0.1
Квадратичная сумма	0.4

5.5. Теоретические неопределённости

Для проверки неопределённостей, связанных с интерференционным параметром λ , в процессе подгонки этот параметр был оставлен свободным. При этом изменение получаемых значений величин $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ составило 0.2 %, а величины $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ – 0.1 %. Полученное значение $\lambda = 0.36 \pm 0.14$ в пределах статистической ошибки согла-

суется со значением $\lambda = 0.45 \pm 0.07 \pm 0.04$, полученным в работе [4] на большей статистике.

Интерференционный параметр λ был фиксирован на значении 0.39 в первой подгонке в предположении, что все суммы в выражении (1.6) взаимно сокращаются. Для проверки проводилась оценка отклонения $\tilde{\Gamma}_{\text{адр}}$ от суммы парциальных ширин для всех адронных распадов Γ_h из-за эффектов интерференции в Бейсовском подходе. При этом предполагалось, что все фазы в уравнении (1.6) равновероятны (описание процедуры [3]). Эффект зависит от получаемого при подгонке значения параметра интерференции и его неопределённости и не превышает 0.3 %.

Точность аналитического выражения (1.2) составляет около 0.1 %. Также нужно учитывать точность вычисления радиационных поправок [60], оцениваемую как 0.1 %. Неопределённость моделирования эффектов излучения в конечном состоянии с пакетом PHOTOS пренебрежимо мала для данного анализа.

Квадратичная сумма всех описанных выше вкладов составила ~ 0.4 %.

5.6. Полученные результаты и сравнение с предыдущими измерениями

Были получены следующие результаты по измерению полной и парциальных ширин J/ψ -мезона, а также их произведения на вероятности распада в адроны и в лептоны:

$$\Gamma(J/\psi) = 92.45 \pm 1.40 \pm 1.48 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi) = 81.37 \pm 1.36 \pm 1.30 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{ee}(J/\psi) = 5.550 \pm 0.056 \pm 0.089 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi) = 4.884 \pm 0.048 \pm 0.078 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi) = 0.3331 \pm 0.0066 \pm 0.0040 \text{ кэВ}.$$

Первая и вторая неопределённости являются статистической и систематической соответственно. Основные систематические неопределённости при измерении значений $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ приведены в таблице 5.8 и составили 1.6%. Систематическая неопределённость при измерении $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ составила 1.2%.

Таблица 5.8. Основные систематические неопределённости при измерении значений $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$.

Источник	Неопределённость, %	
	Γ , $\Gamma_{\text{адр}}$, Γ_{ee} , $\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}$	$\Gamma_{ee} \cdot \mathcal{B}_{ee}$
Светимость	1.0	1.0
Моделирование распадов J/ψ	0.7	–
Отклик детектора	0.8	0.4
Ускорительные эффекты	0.4	0.4
Теоретические неопределённости	0.4	0.2
Квадратичная сумма	1.6	1.2

Полученные полная и лептонная ширины хорошо согласуются со среднемировыми значениями: $\Gamma = 92.9 \pm 2.8 \text{ кэВ}$ и $\Gamma_{ee} = 5.55 \pm 0.14 \pm 0.02 \text{ кэВ}$ [31]. Рисунок 5.8 демонстрирует сравнение $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$ с результатами, полученными в предыдущих экспериментах.

Лептонная ширина $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ известна из экспериментов BESIII[44], CLEO [43] и BaBar [42]. При этом ширина была вычислена с помощью величины $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$, измеренной в радиационном процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, где J/ψ распадался на мюонную пару, и вероятности распада $\mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$ из

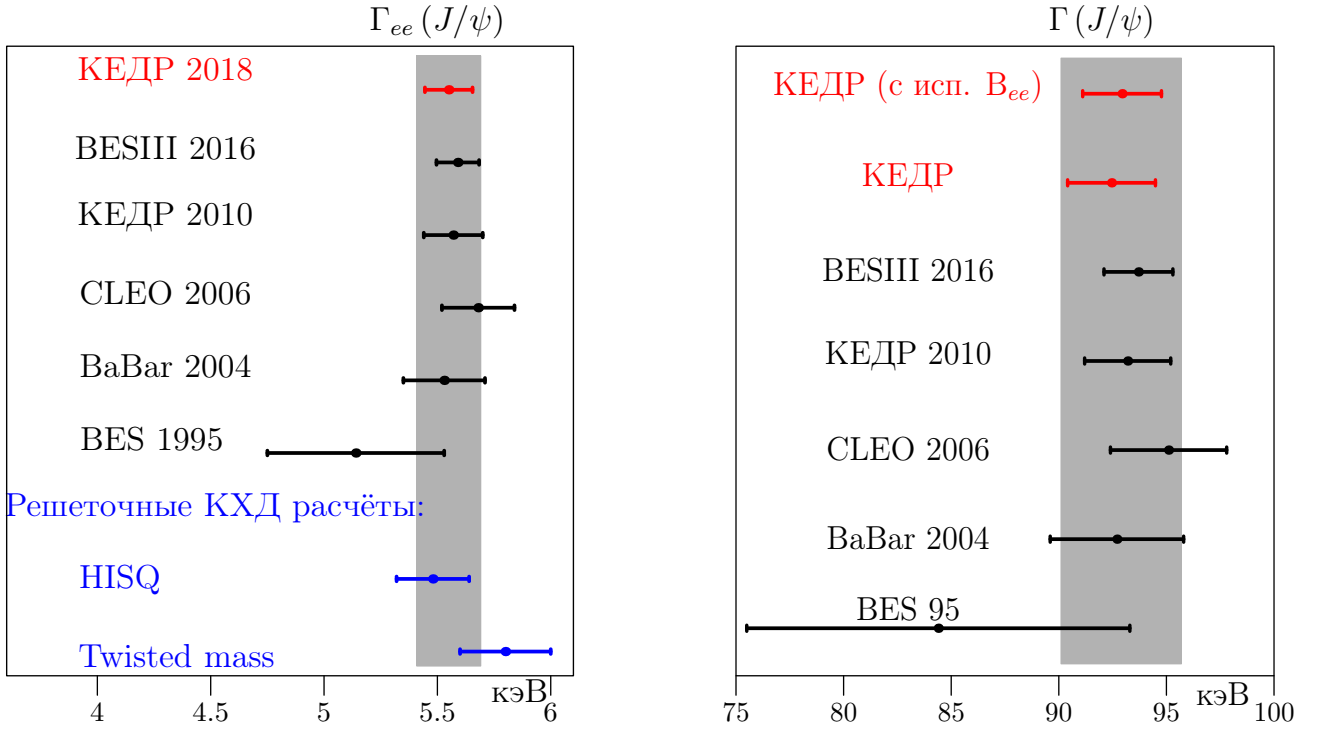


Рис. 5.8. Сравнение $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$, измеренных в наиболее точных экспериментах и полученных с помощью вычислений КХД на решетках. Значения $\Gamma(J/\psi)$, приведённые экспериментами BESIII, КЕДР (2010), CLEO (2006), BaBar(2004), получены с использованием среднемирового значения вероятности распада J/ψ -мезона в пару лептонов [31]. Серым прямоугольником показаны среднемировые значения и их неопределённость.

таблиц PDG [31]. Значения ширины, приведенные в данной работах с экспериментами КЕДР и BES [41], измерены напрямую.

Из значения $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ с помощью среднемирового значения вероятности распада J/ψ -мезона на электрон и позитрон $\mathcal{B}_{ee}(J/\psi) = (5.971 \pm 0.032)\%$ [31] также можно вычислить полную ширину J/ψ -мезона:

$$\Gamma = 92.94 \pm 1.83 \text{ кэВ.}$$

Результат согласуется с прямым измерением.

Полученные результаты для значений $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ согласуются с результатами предыдущих экспериментов, как показано на рис. 5.9,

и имеют в четыре раза лучшую точность в сравнении с последним измерением в адронном канале [41].

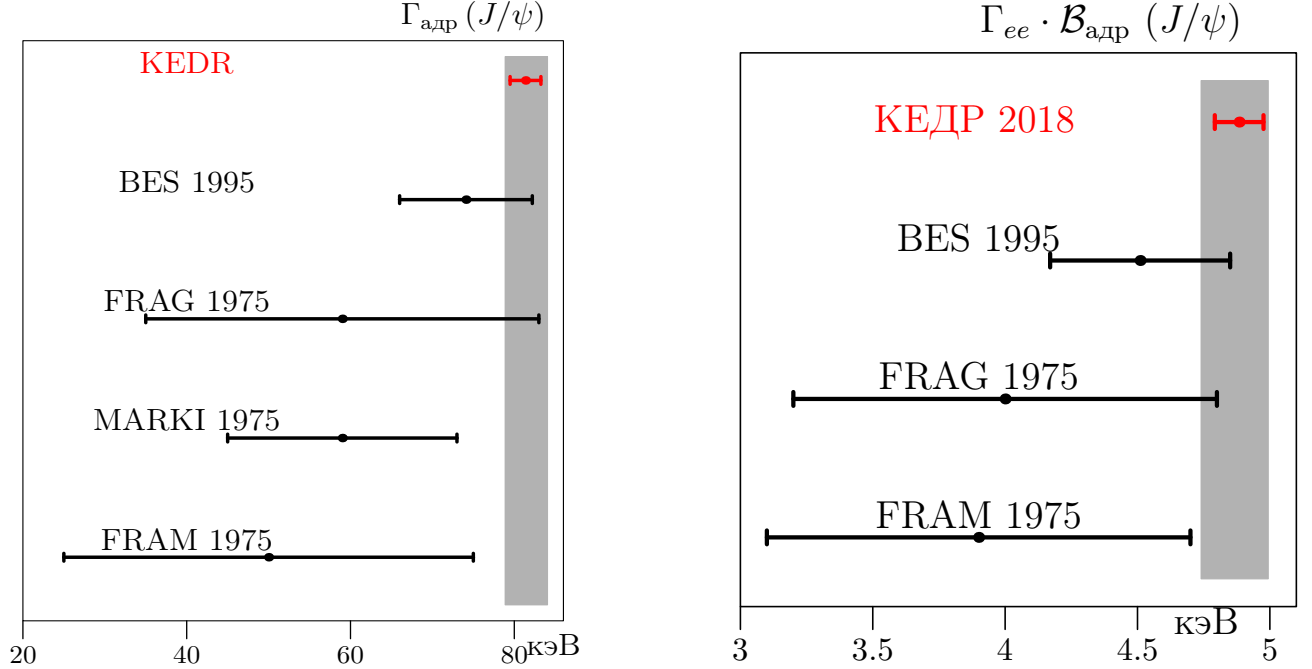


Рис. 5.9. Сравнение $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$, измеренных в наиболее точных экспериментах. Серым прямоугольником показаны среднемировые значения и их неопределённость.

С помощью измеренного в эксперименте КЕДР отношения лептонных ширины $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_{\mu^+\mu^-}(J/\psi)$ [2] и измеренной в данной работе парциальной электронной ширины можно также получить парциальную ширину распада J/ψ -мезона на мюон-антимюонную пару:

$$\Gamma_{\mu\mu} = 5.538 \pm 0.111 \text{ кэВ}.$$

Полученная величина согласуется с данными, полученными из таблиц PDG [31] из среднемировых значений полной ширины J/ψ -мезона и вероятности распада на мюон-антимюонную пару – $\Gamma_{\mu\mu} = 5.547 \pm 0.170$ кэВ, а также более точного значения, вычисленного из величины $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\mu\mu}(J/\psi)$ и составляющего $\Gamma_{\mu\mu} = 5.586 \pm 0.074$ кэВ

Рисунок 5.10 демонстрирует сравнение $\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ с результатами, полученными в предыдущих экспериментах. Полученное значение $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ находится в хорошем согласии с измерением, сделанным на той же статистике в более ранней работе [1].

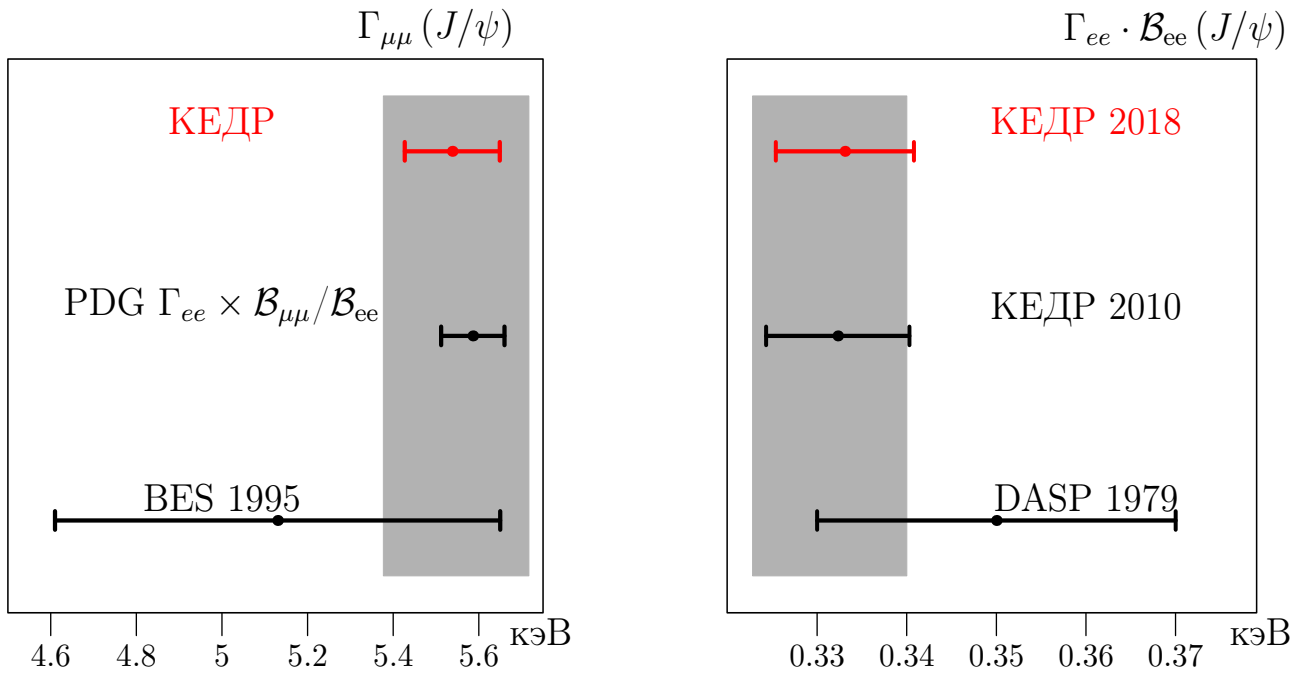


Рис. 5.10. Сравнение $\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$, измеренных в экспериментах КЕДР, BES [41] и DASP [55] и полученных по таблицам PDG [31]. Серым прямоугольником показаны среднемировые значения и их неопределённость.

Результаты работы по анализу ширины J/ψ -мезона включены в обновленные в 2019 г. таблицы PDG [31].

Заключение

В диссертации представлена работа по измерению полной и парциальных ширин J/ψ -мезона, а также их произведения на вероятности распада в адроны и электрон-позитронную пару, что является частью физической программы детектора КЕДР, работающего на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М.

Основные результаты работы, полученные автором диссертации, состоят в следующем:

- Разработано программное обеспечение для калибровки ионизационных потерь dE/dx в дрейфовой камере детектора КЕДР, проводимой с помощью космических мюонов, а также для идентификации заряженных частиц по ионизационным потерям. Достигнутое разрешение составило 9.5 % для минимально ионизирующих частиц при нормальном падении, что лучше проектного разрешения 10.3 %.
- Прямым способом измерены полная, адронная и электронная ширины J/ψ -мезона:

$$\Gamma(J/\psi) = 92.45 \pm 1.40 \pm 1.48 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi) = 81.37 \pm 1.36 \pm 1.30 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{ee}(J/\psi) = 5.550 \pm 0.056 \pm 0.089 \text{ кэВ},$$

С помощью отношения лептонных ширин J/ψ -мезона $\Gamma_{e^+e^-}/\Gamma_{\mu^+\mu^-}(J/\psi)$ вычислена мюонная ширина:

$$\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi) = 5.538 \pm 0.111 \text{ кэВ}.$$

- Проведено наиболее актуальное измерение произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны для J/ψ -мезона:

$$\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi) = 4.884 \pm 0.048 \pm 0.078 \text{ кэВ}.$$

В заключение выражаю искреннюю благодарность своему научному руководителю К. Ю. Тодышеву за неоценимую помощь в работе над данной диссертацией. Особую признательность выражаю А. Г. Шамову, обсуждения с которым значительно улучшили качество данной работы. Отдельную благодарность выражаю Е. М. Балдину, работы которого по измерению параметров J/ψ -мезона с детектором КЕДР значительно помогли автору. Очень полезны и конструктивны были замечания В. П. Дружинина. Большое спасибо С. И. Эйдельману за помощь в подготовке публикаций. Также благодарю всех коллег по работе, особенно А. Р. Бузыкаева, Д. А. Максимова, Е. М. Сухарева. Проект КЕДР и данную малую его часть было бы невозможно реализовать без постоянного внимания и существенной поддержки заведующего лабораторией В. Е. Блинова, за что ему огромное спасибо. Отдельную благодарность выражаю всему коллективу ВЭПП-4М, а также руководству Института ядерной физики СО РАН за то, что сделали возможным проведение данной работы.

Список литературы

1. V. V. Anashin, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot Br(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ and $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$. Phys. Lett. B **685** (2010) 134.
2. V. M. Aulchenko, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of the ratio of the leptonic widths $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ for the J/ψ meson. Phys. Lett. B **731** (2014) 227.
3. V. V. Anashin, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of main parameters of the $\psi(2S)$ resonance. Phys. Lett. B **711** (2012) 280.
4. V. V. Anashin, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* (KEDR Collaboration). Final analysis of KEDR data on J/ψ and $\psi(2S)$ masses. Phys. Lett. B **749** (2015) 50.
5. V. M. Aulchenko, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* Measurement of $\Gamma_{ee} \times B_{\mu\mu}$ for $\psi(2S)$ meson. Physics Letters B **781** (2018) p. 174–181.
6. J. J. Aubert, *et al.* Experimental Observation of a Heavy Particle J. Phys. Rev. Lett. **33** (1974) p. 1404
7. J. E. Augustin, *et al.* Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation Phys. Rev. Lett. **33** (1974) p. 1406
8. N. Brambilla, S. Eidelman, B. K. Heltsley, *et al.* Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. The European Physical Journal C **71** (2011) 2.

9. A. Blondel, G. Gluza, *et al.* Theory report on the 11th FCC-ee workshop: Theory and Experiments. 8-11 January 2019, CERN, Geneva, Switzerland. arXiv:1905.0507, p. 9
10. J. H. Kuhn, M. Steinhauser, C. Sturm. Heavy Quark Masses from Sum Rules in Four-Loop Approximation. Nucl. Phys. B **778** (2007) 192.
11. J. H. Kuhn. Precise heavy quark masses. Mod. Phys. Lett. A **28** (2013) 1360019.
12. F. Jegerlehner. Leading-order hadronic contribution to the electron and muon $g - 2$. EPJ Web of Conferences **118** (2016) 01016.
13. E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, *et al.* Charmonium: Comparison with experiment. Phys. Rev. D **21** (1980) p. 203–233.
14. W. Buchmuller, S.-H. H. Tye. Quarkonia and quantum chromodynamics. Phys. Rev. D **24** (1981) p. 132–156.
15. L. P. Fulcher. Perturbative QCD, a universal QCD scale, long-range spin-orbit potential, and the properties of heavy quarkonia. Phys. Rev. D **44** (1991) p. 2079–2084.
16. S. N. Gupta, W. W. Repko, C. J. Suchyta. Nonsingular potential model for heavy quarkonia. Phys. Rev. D **39** (1989) p. 974–977.
17. S. N. Gupta, J. M. Johnson, W. W. Repko, C. J. Suchyta. Heavy quarkonium potential model and the $1P_1$ state of charmonium. Phys. Rev. D **49** (1994) p. 1551–1555.
18. E. J. Eichten, C. Quigg. Mesons with beauty and charm: Spectroscopy. Phys. Rev. D **49** (1994) p. 5845–5856.

19. C. Itoh, T. Minamikawa, K. Miura, T. Watanabe. Heavy-quarkonium spectroscopy and leptonic decay widths. *Il Nuovo Cimento A*, **109** (1996) 5, p. 569–574.
20. D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin. Hyperfine Splitting and Leptonic Decay Rates in Heavy Quarkonia. *Modern Physics Letters A* **18** (2003) 23, p. 1597–1600.
21. P. Gonzalez, A. Valcarce, H. Garcilazo, J. Vijande. Heavy meson description with a screened potential. *Phys. Rev. D* **68** (2003) p. 034007.
22. S. F. Radford, W. W. Repko. Potential model calculations and predictions for heavy quarkonium. *Phys. Rev. D* **75** (2007) p. 074031.
23. A. M. Badalian, I. V. Danilkin. Di-electron and two-photon widths in charmonium. *Physics of Atomic Nuclei* **72** (2009) 7, p. 1206–1213.
24. L. Cao, Y.-C. Yang, H. Chen. Charmonium States in QCD-Inspired Quark Potential Model Using Gaussian Expansion Method. *Few-Body Systems* **53** (2012) 3, p. 327–342.
25. M. Shah, A. Parmar, P. C. Vinodkumar. Leptonic and digamma decay properties of S-wave quarkonia states. *Phys. Rev. D* **86** (2012) p. 034015.
26. S. Patel, P. C. Vinodkumar, S. Bhatnagar. Decay rates of charmonia within a quark-antiquark confining potential. *Chinese Physics C* **40** (2016) 5, p. 053102.
27. G. C. Donald *et al.* (HPQCD Collaboration). Precision tests of the J/ψ from full lattice QCD: Mass, leptonic width, and radiative decay rate to η_c . *Phys. Rev. D* **86** (2012) 094501.
28. G. Bali, S. Collins, D. Mohler, *et al.* Charmonium resonances on the lattice. *EPJ Web Conf.* 175 (2018) p. 05020.

29. G. Bailas, B. Blossier, V. Morenas. Some hadronic parameters of charmonia in $N_f = 2$ lattice QCD. *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 1018.
30. D. Becirevic, F. Sanfilippo. Lattice QCD study of the radiative decays $J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma$ and $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$. *J. High Energ. Phys.* **01** (2013) 28.
31. M. Tanabashi, *et al.* (Particle Data Group). The Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 98 (2018) 030001 and 2019 update. <http://pdglive.lbl.gov>
32. G. T. Bodwin, F. Petriello, S. Stoynev, M. Velasco. Higgs boson decays to quarkonia and the $Hc\bar{c}$ coupling. *Phys. Rev. D* **88** (2013) 5, p. 053003
33. G. Aad, *et al.* (ATLAS Collaboration). Search for Higgs and Z boson decays to $J/\psi\gamma$ and $Y(nS)\gamma$ with the ATLAS detector. *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 121801.
34. A. M. Sirunyan, *et al.* (CMS Collaboration). Search for rare decays of Z and Higgs bosons to J/ψ and a photon in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 94.
35. G. Aad, *et al.* (ATLAS Collaboration). Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data. *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3071.
36. A. Tomaradze, *et al.* High precision measurement of the masses of the D_0 and K_s mesons. *Phys. Rev. D* **89** (2014) 031501.
37. A. Tomaradze, *et al.* Is the Exotic Hadron $X(3872)$ a D_0D^*0 Molecule: Precision Determination of the Binding Energy of $X(3872)$. arXiv:1212.4191 [hep-ex].
38. A. M. Boyarski *et al.* The Quantum Numbers and Decay Widths of the $\psi(3095)$. *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1357.

39. C. Bacci, R. Baldini-Celio, *et al.* Multi-hadronic decays and partial widths of the $J/\psi(3100)$ resonance produced in e^+e^- annihilation at ADONE. Phys. Lett. B **58** (1975) 471.
40. B. Bartoli, *et al.* Measurement of the $J/\psi(3100)$ decay widths into e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ at ADONE. Lett. Nuovo Cim. **14** (1975) p. 73-81
41. J. Z Bai *et al.* (BES Collaboration). A measurement of J/ψ decay widths. Phys. Lett. B **355** (1995) 374.
42. B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration). J/ψ production via initial state radiation in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ at an e^+e^- center-of-mass energy near 10.6 GeV. Phys. Rev. D **69** (2004) 011103.
43. G. S. Adams *et al.* (CLEO Collaboration). Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{tot}(J/\psi)$, and $\Gamma_{ee}[\psi(2S)]/\Gamma_{ee}(J/\psi)$. Phys. Rev. D **73** (2006) 051103.
44. M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration). Measurement of the leptonic decay width of J/ψ using initial state radiation. Phys. Lett. B. **761** (2016) 98.
45. H. Czyz, J. H. Kuhn, A. Wapientnik. Four-pion production in tau decays and e^+e^- annihilation: an update. Phys. Rev. D **77** (2008) 114005.
46. V. V. Anashin, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ with KEDR detector. J. High Energ. Phys. **1805** (2018) 119.
47. Т. А. Харламова. Измерение произведения лептонной ширины на вероятность распада J/ψ -мезона в адроны. Ядерная физика, **78** (2015) 5, стр. 399-402.
Т. А. Kharlamova. Measurement of the product of the leptonic width of the J/ψ meson and the branching ratio for its decay to hadrons. Physics of Atomic Nuclei **78** (2015) 3, p. 369-372.

48. V. V. Anashin, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* The KEDR detector. *Physics of Particles and Nuclei* **44** (2013) 4, p. 657–702.
49. K. Yu. Todyshev (KEDR Collaboration). Recent results from the KEDR detector at the VEPP-4M. *J. Univ. Sci. Tech. China* **46** (2016) 4, p. 282-285.
50. В. И. Захаров, Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь. Новые элементарные частицы. *УФН* **117** (1975) с. 227.
51. J. H. Christenson, *et al.* Observation of muon pairs in high-energy hadron collisions. *Phys. Rev. D* **8** (1972) p. 2016.
52. C. Bacci, *et al.* Preliminary result of Frascati (ADONE) on the nature of a new 3.1-GeV particle produced in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) p. 1408.
53. G. S. Abrams *et al.* Discovery of a second narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) p. 1453.
54. Б. Рихтер. От ψ к очарованию (Эксперименты 1975–1976 гг.). *УФН* **125** (1978) с. 201.
55. R. Brandelik, W. Braunschweig, *et al.* Results from DASP on e^+e^- annihilation between 3.1 and 5.2 GeV. *Z. Phys. C* **1** (1979) p. 233-256.
56. Я. И. Азимов, А. И. Вайнштейн, Л. Н. Липатов, В. А. Хозе. Электромагнитные поправки к рождению узких резонансов на встречных e^+e^- пучках. *Письма в ЖЭТФ* **21** (1975) 6, с. 378 – 382.
57. В. В. Бажанов, Г. П. Пронько, Л. Д. Соловьёв. Двухчастичные распады ψ -резонансов и электромагнитные эффекты. *Письма в ЖЭТФ* **21** (1975) 673.

58. В. В. Бажанов, Г. П. Пронько, Л. Д. Соловьёв. Электромагнитные эффекты в резонансных процессах на встречных пучках. *ФЭЧАЯ* **8** (1977).
59. К. Ю. Тодышев. Измерение параметров $\psi(2S)$ – и $\psi(3770)$ –мезонов. Новосибирск, 2012. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук.
60. Э. А. Кураев, В. С. Фадин. Вычисление радиационных поправок к сечению однофотонной аннигиляции с помощью структурных функций. Препринт ИЯФ 84-44
61. S. Jadach, W. Placzek, B. F. L. Ward. BHWIDE 1.00: $O(\alpha)$ YFS exponentiated Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP1/SLC and LEP2. *Phys. Lett. B* **390** (1997) 298.
62. A. B. Arbuzov *et al.* Monte-Carlo generator for e^+e^- annihilation into lepton and hadron pairs with precise radiative corrections. *Eur. Phys. J. C* **46** (2006) 689.
63. X. Y. Zhou, Y. D. Wang, L. G. Xia. Analytic forms for cross sections of dilepton production from e^+e^- collision around the J/ψ resonance. *Chin. Phys. C* **41** (2017) 083001.
64. V. V. Anashin *et al.* VEPP-4M Collider: Status and Plans. Proc. of EPAC 98*, Stockholm, (1998) 400.
65. А. Н. Алешаев *и др.* Ускорительный комплекс ВЭПП-4. Препринт ИЯФ 2011-20.
66. А. Н. Алешаев *и др.* Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4М: состояние и перспективы. Доклады Академии наук высшей школы Российской

Федерации. Издательство: Новосибирский государственный технический университет (Новосибирск), ISSN: 1727-2769.

67. V. E. Blinov, *et al.* Absolute Calibration of Particle Energy at VEPP-4M. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, **494(1–3)** (2002) p. 81–85.
68. N. Yu. Muchnoi, *et al.* Fast and Precise Beam Energy Monitor Based on the Compton Backscattering at the VEPP-4M Collider. EPAC06, Edinburgh, Scotland. 26–30 Jun 2006, p. 1181–1183.
69. V. E. Blinov, *et al.* Review of beam energy measurements at VEPP-4M collider: KEDR/VEPP-4M. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, 2009, V. 598, p. 23–30.
70. V. V. Anashin, ..., T. A. Kharlamova, *et al.* The KEDR detector. Physics of Particles and Nuclei **44** (2013) 4, p. 657–702.
71. V. M. Aulchenko, A. G. Chilingarov, G. M. Kolachev, O. B. Lazarenko, V. P. Nagaslaev, L. V. Romanov. Vertex chamber for the KEDR detector. Nucl. Instr. and Meth. A **283** (1989) p. 528-531.
72. В. П. Нагаслаев. Вершинная камера детектора КЕДР. Кандидатская диссертация по специальности 01.04.16. ИЯФ, Новосибирск, 1997
73. A. Yu. Barnyakov, *et al.* Operation and performance of the ASHIPH counters at the KEDR detector. Nucl. Instr. and Meth. Volume **824**, 11 July 2016, Pages 79-82.
74. И. В. Бедный, А. И. Воробьёв. Статус работ по сцинтилляционным счетчикам. Меморандум КЕДР ВП-2. LEDR 2000.

75. S. V. Peleganchuk. Liquid gas calorimeters at Budkedr INP. Nucl. Instr. and Meth. **A598** (2009) 248.
76. V. M. Aulchenko, *et al.* Liquid Krypton Electromagnetic Calorimeter. Nucl. Instr. Meth. A **327** (1993) p.194-198.
77. Б. А. Шварц. Создание калориметров на основе кристаллов CsI и их применение в экспериментах на встречных пучках. Докторская диссертация. ИЯФ, Новосибирск, 2004.
78. V. M. Aulchenko, *et al.* Experience with CsI(Na) crystals for calorimetry. Nucl. Instr. and Meth. **A379** (1996) p. 502-504.
79. V. M. Aulchenko *et al.* Muon System Based on Streamer Tubes with Time Difference Readout. Nucl. Instr. Meth. A. **265** (1988) p. 137-140.
80. В. М. Аульченко *и др.* Мюонная система детектора КЕДР. Препринт ИЯФ 200-48.
81. S. E. Baru *et al.* Status of the KEDR drift chamber. Nucl. Instr. and Meth. A **494** (2002) p. 451-454.
82. В. Е. Блинов. Дрейфовая камера детектора КЕДР. Квалификационная работа на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. ИЯФ, Новосибирск, 1997.
83. W. V. Atwood *et al.* Performance of the Sld central drift chamber prototype. Nucl. Instr. and Meth. A **252** (1986) 295.
84. С. Е. Бару, Г. А. Савинов. Информационная плата ТАМ системы сбора данных КЛЮКВА. Препринт ИЯФ 89-12.

85. В. М. Аульченко, С. Е. Бару, Г. А. Савинов. Электроника новых детекторов ИЯФ. Препринт ИЯФ 88-29.
86. R. Veenhof. GARFIELD User Guide 2008.
87. Г. И. Мерзон *и др.* Идентификация релятивистских частиц по ионизации в газе. ФЭЧАЯ **14** (1983) 3
88. M. Hauschild *et. al.* Particle identification with the OPAL jet chamber. Nucl. Instr. and Meth. A **134** (1992) p. 74-85.
89. D. Jeanne *et. al.* High energy particle identification using multilayer proportional counters. Nucl. Instr. and Meth. **111** (1973) p. 287-300.
90. K. Todyshev. BaBar DCH dE/dx calibration and a new technique of energy loss calculation. BABAR Analysis Document 1698 (2007).
91. К. Ю. Тодышев. Идентификация заряженных частиц в дрейфовой камере детектора КЕДР. Квалификационная работа на соискание степени магистра, 2000 г.
92. A. D. Bukin *et. al.* Absolute calibration of beam energy in the storage ring, Φ -meson mass measurement. Preprint IYF-75-64 (1975).
93. С., Е. Бару, А. А. Талышев *и др.* Триггер детектора КЕДР. Приборы и техника эксперимента **3** (2011) с. 46-61.
94. J. C. Chen, *et al.* Event generator for J/ψ and $\psi(2S)$ decay. Phys. Rev. D **62** (2000) 034003.
95. Т. Sjostrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual. LU-TP-95-20, CERN-TH-7112-93, CERN-TH-7112-93-REV. hep-ph/9508391

96. E. Barberio, Z. Was. PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays. *Comput. Phys. Commun.* **79** (1994) 291.
97. G. C. Fox, S. Wolfram. Event shapes in e^+e^- annihilation. *Nucl. Phys. B* **149** (1979) 413.
98. H. C. Fesefeldt. GHEISHA the simulation of hadronic showers. RWTH/PITHA 8502 (1985).
99. A. Fasso *et. al.* The FLUKA code: present applications and future developments. arxiv:physics/0306162.
100. R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zancarini. GEANT3. Geneva: CERN Data Handling Division. DDD/EE/84-1 (1987).

Список иллюстративного материала

1.1	Распределение по инвариантной массе e^+e^- -пары в реакции $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$ согласно работе [6]. Штрихованные и нештрихованные гистограммы относятся к различным режимам работы ускорителя.	9
1.2	Сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергии вблизи резонанса J/ψ согласно работе [7].	10
1.3	Схема состояний чармония с возможными переходами на низший уровень [31].	11
2.1	Схема ускорительного комплекса ВЭПП-4: инжектор, накопитель ВЭПП-3, коллайдер ВЭПП-4М и детектор КЕДР.	21
2.2	Детектор КЕДР. Цифрами обозначены: 1 – вакуумная камера, 2 – вершинный детектор, 3 – дрейфовая камера, 4 – времяпролётная система, 5 – цилиндрический LKr-калориметр, 6 – обмотка магнита, 7 – мюонная система, 8 – ярмо магнита, 9 – торцевой CsI-калориметр, 10 – аэрогелевые черенковские счётчики.	23
3.1	Дрейфовая камера детектора КЕДР. Цифрами обозначены: 1 – торцевые пластины ДК, 2 – внешняя обечайка, 3 – внутренняя обечайка, 4 – предусилители.	30
3.2	Схема расположения проволочных суперслоев в ДК. Буквами обозначены: А – аксиальные слои, S – стерео слои.	31
3.3	Схема подключения регистрирующего канала электроники ДК. Числами обозначены: 1 – сигнал с анодной проволоочки, 2 – тестовый сигнал, 3 – калибровочная ёмкость, 4 – предусилитель, 5 – выходной сигнал, поступающий на плату ТАМ.	35

3.4	Зависимость заряда на входе предусилителя (в относительных единицах) от номера канала в амплитудном регистраторе платы ТАМ с учётом пьедестала.	36
3.5	Зависимости $r(t)$, $x(t)$ и $y(t)$, полученные при калибровке ДК по космическим частицам.	37
3.6	Пространственное разрешение ДК как функция времени дрейфа для аксиально (слева) и стереослоёв (справа).	39
3.7	Зависимости $r(t)$ (слева) и σ (справа) для ВД, полученные при калибровке трековой системы по космическим частицам.	39
3.8	Разрешение по азимутальному $\delta\theta$ и полярному $\delta\phi$ и углам, относительному импульсу $\delta p/p$ для e^+e^- -событий. Гистограмма показывает экспериментальные данные, красные точки – события моделирования, согласованные путем систематических ошибок (слева) и сигм пространственного разрешения (справа).	41
3.9	Распределение по χ^2 и числу хитов для космических треков в заходах 2015 г.	42
3.10	Распределение ионизационных потерь космических μ -мезонов.	43
3.11	Углы наклона трека к анодной проволочке.	45
3.12	Зависимость dE/dx от номера слоя и сектора по высокому напряжению.	47
3.13	Изохроны в ячейке ДК. По осям отложены x и y координаты в мм.	48
3.14	Зависимость амплитуды сигнала от времени дрейфа (время дрейфа измеряется в условных единицах — тактах ВЦП).	49
3.15	Зависимость амплитуды сигнала от расстояния дрейфа.	50
3.16	Зависимость амплитуды сигнала от угла наклона трека к проволочке.	52

3.17	Зависимость амплитуды сигнала от углов наклона трека к проволочке.	53
3.18	Зависимость амплитуды сигнала от координаты вдоль анодной проволочки.	54
3.19	Зависимость пьедесталов электроники от температуры для девятого крейта.	55
3.20	Изменение температуры в стойках электроники 9-13.	56
3.21	Зависимость коэффициента преобразования электроники от температуры стойки КЛЮКВА для девятого крейта.	56
3.22	Зависимость разрешения от числа усредняемых амплитуд.	58
3.23	Зависимость оптимальной доли отбираемых амплитуд от плотности ионизации на треке (в условных единицах). В качестве ошибок показаны ширины распределений по оптимальному оставляемому числу хитов в зависимости от плотности ионизации на треке.	59
3.24	Зависимость вероятных потерь энергии космических мюонов от $\beta\gamma$	60
3.25	Зависимость разрешения от длины трека L и числа хитов N , используемых при вычислении dE/dx	62
3.26	Распределение dE/dx для космических мюонов (минимум ионизации)	63
3.27	Кривая Бете-Блоха на адронных событиях	63
3.28	Зависимость dE/dx от импульса для адронов. Кривыми показаны функции параметризации Бете-Блоха для электронов, пионов, каонов и протонов.	64
3.29	Зависимость dE/dx от импульса для адронов. Кривыми показаны функции параметризации Бете-Блоха для пионов и каонов.	64

3.30	Распределение по импульсу адронов из распада J/ψ -мезона. . .	65
3.31	Распределение dE/dx в интервалах импульсов 50–150, 150–300, 300–450 и 450–600 МэВ.	66
3.32	Зависимость расчётного коэффициента разделения S (в единицах стандартных отклонений σ) от импульса.	67
4.1	Наблюдаемое сечение процессов $J/\psi \rightarrow$ адроны (а) и $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (b) в зависимости от энергии центра масс сталкивающихся пучков. Кривые представляют собой результат фитирования. .	68
4.2	Событие процесса $J/\psi \rightarrow$ адроны, зарегистрированное детектором КЕДР.	70
4.3	Свойства e^+e^- -событий, рожденных в пике J/ψ -мезона при энергии в системе центра масс 3097 МэВ: сумма энерговывделений двух отобранных кластеров (сверху) и расколлинеарность по полярному углу (снизу) для экспериментальных данных и моделирования. Все распределения нормированы на единицу.	73
4.4	Распределение по полярному углу электрона при энергии в системе центра масс 3097 МэВ. Точками показаны экспериментальные данные, гистограммы соответствуют моделированию: упругого рассеяния (точка-тире), распада J/ψ -резонанса и их интерференцию, вычисленную по формуле (1.8) (пунктир), а также сумме всех вкладов (сплошная линия).	74

4.5	Характеристики отобранных адронных событий вблизи рождения J/ψ -резонанса: число треков из места встречи $N_{\text{тр}}$, полное число частиц $N_{\text{част}}$, энерговыделение в калориметре E , поперечный импульс P_{\perp} и азимутальный угол $\theta_{\text{трек}}$ для заряженных частиц, отношение моментов Фокса-Вольфрама H_2/H_0 . Точками показаны экспериментальные данные, гистограммы соответствуют моделированию распадов J/ψ -мезона. Все распределения нормированы на единицу.	76
5.1	Суммарная энергия e^+e^- -событий, выделившаяся в LKr-калориметре, для экспериментальных данных и двух вариантов моделирования. Все распределения нормированы на единицу.	84
5.2	Эффективность регистрации электронов для e^+e^- -событий.	85
5.3	Распределения по получаемым значениям $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ при разбросе светимости, измеренной по однократному излучению с соответствующей шириной.	86
5.4	Распределение по значениям $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$ при разбросе светимости, измеренной по однократному излучению с соответствующей шириной.	86

- 5.5 Эффективность регистрации как функция средней зарядовой множественности для различных вариантов моделирования распадов J/ψ -мезона. Каждая точка соответствует варианту моделирования. Сплошные линии соответствуют вариациям изменяемых параметров. Пунктирная линия демонстрирует экспериментально измеренную зарядовую множественность и горизонтальные границы заштрихованной прямоугольной области определяются её статистической ошибкой. Вертикальные границы заштрихованной области соответствуют пересечению статистических пределов с линиями вариации параметров. 89
- 5.6 Распределение по числу сработавших трубочек вершинного детектора для экспериментальных данных и двух вариантов моделирования адронных (слева) и e^+e^- (справа) событий. Все распределения нормированы на единицу. 94
- 5.7 Распределение по значениям $\Gamma(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ при вариация энергии в каждой точке. 98
- 5.8 Сравнение $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$, измеренных в наиболее точных экспериментах и полученных с помощью вычислений КХД на решетках. Значения $\Gamma(J/\psi)$, приведённые экспериментами BESIII, КЕДР (2010), CLEO (2006), ВаВаг(2004), получены с использованием среднемирового значения вероятности распада J/ψ -мезона в пару лептонов [31]. Серым прямоугольником показаны среднемировые значения и их неопределённость. 101
- 5.9 Сравнение $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$, измеренных в наиболее точных экспериментах. Серым прямоугольником показаны среднемировые значения и их неопределённость. 102

- 5.10 Сравнение $\Gamma_{\mu\mu}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$, измеренных в экспериментах КЕДР, BES [41] и DASP [55] и полученных по таблицам PDG [31]. Серым прямоугольником показаны среднемировые значения и их неопределённость. 103

Список таблиц

1.1	Результаты наиболее точных значений $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ и $\Gamma(J/\psi)$, полученных в различных экспериментах. Значения были рассчитаны по измеренным величинам с учётом наиболее актуальных значений вероятностей распада J/ψ -мезона на пару лептонов [31]. . .	16
2.1	Основные параметры ВЭПП-4М.	22
2.2	Основные характеристики ВД.	24
2.3	Основные характеристики системы АШИФ детектора КЕДР. .	25
2.4	Основные характеристики сцинтилляционных счётчиков детектора КЕДР.	25
2.5	Основные характеристики баррельного LKr калориметра. . . .	26
2.6	Основные характеристики торцевого CsI калориметра.	27
2.7	Основные характеристики мюонной системы.	27
3.1	Поправки, вносимые в измеряемые амплитуды ионизационных потерь для различных областей ДК.	44
4.1	Таблица точек по энергии при сканировании. Приведенная светимость измерена по однократному тормозному излучению. . .	69
4.2	Результаты четырех различных подгонок экспериментальных данных для определения парциальных ширин J/ψ -мезона и их произведения на вероятности распада в e^+e^- -пару и адроны.	80
5.1	Влияние критериев отбора e^+e^- -событий на вычисление светимости.	83
5.2	Систематические неопределённости, связанные с измерением светимости, в %.	87

5.3	Сравнение различных версий моделирования распадов J/ψ -мезона. Представлены изменения параметров генератора событий JETSET. Для каждого варианта моделирования вычислялась эффективность регистрации, средняя множественность заряженных частиц и результаты тестов χ^2 и Колмогорова-Смирнова по согласованию распределения по зарядовой множественности с экспериментально наблюдаемым.	90
5.4	Систематические неопределённости значения $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$, связанные с первичным моделированием распадов J/ψ -мезона.	93
5.5	Систематические неопределённости значения ширины J/ψ -мезона, связанные с моделированием систем детектора.	93
5.6	Неопределённости ширины J/ψ -мезона в %, полученные путем вариации критериев отбора адронных событий.	96
5.7	Неопределённости в %, связанные с работой коллайдера.	98
5.8	Основные систематические неопределённости при измерении значений $\Gamma(J/\psi)$, $\Gamma_{\text{адр}}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi)$, $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{\text{адр}}(J/\psi)$ и $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}_{ee}(J/\psi)$	100