

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН

На правах рукописи

БАЛДИН ЕВГЕНИЙ МИХАЙЛОВИЧ

**ИЗМЕРЕНИЕ ПРОИЗВЕДЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОННОЙ ШИРИНЫ  $J/\psi$ -МЕЗОНА  
НА ВЕРОЯТНОСТЬ РАСПАДА В ЛЕПТОНЫ**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
Тихонов Юрий Анатольевич —  
доктор физ.-мат. наук, профессор

Новосибирск-2010

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Лептонная ширина <math>J/\psi</math>-мезона</b> . . . . .	8
1.1. Теория . . . . .	9
1.2. Эксперимент . . . . .	12
<b>Глава 2. Сечение процесса <math>e^+e^- \rightarrow l^+l^-</math> в области <math>J/\psi</math>-мезона</b>	18
<b>Глава 3. Комплекс ВЭПП-4М/КЕДР</b> . . . . .	23
3.1. Коллайдер ВЭПП-4М . . . . .	23
3.2. Прецизионное измерение энергии пучков ВЭПП-4М . . . . .	25
3.3. Детектор КЕДР . . . . .	27
3.3.1. Вершинный детектор . . . . .	28
3.3.2. Дрейфовая камера . . . . .	29
3.3.3. Сцинтилляционные счётчики . . . . .	30
3.3.4. Барельный LKг калориметр . . . . .	30
3.3.5. Торцевой CsI калориметр . . . . .	31
3.3.6. Мюонная система . . . . .	32
3.3.7. Монитор светимости . . . . .	32
3.4. Моделирование процессов в детекторе КЕДР . . . . .	33
3.5. Триггер детектора КЕДР . . . . .	36
<b>Глава 4. База данных детектора КЕДР</b> . . . . .	39
4.1. Выбор системы управления базами данных . . . . .	41
4.2. Структура базы данных . . . . .	44
4.3. Доступ к базе данных . . . . .	47

4.4. Визуализация данных медленного контроля . . . . .	50
<b>Глава 5. Описание эксперимента . . . . .</b>	<b>54</b>
<b>Глава 6. Анализ данных . . . . .</b>	<b>59</b>
6.1. Идея анализа . . . . .	59
6.2. Отбор событий . . . . .	62
6.2.1. Отбор событий $e^+e^-$ . . . . .	63
6.2.2. Отбор событий $\mu^+\mu^-$ . . . . .	65
6.2.3. Дополнительные условия отбора . . . . .	70
6.3. Извлечение параметров резонанса . . . . .	70
6.4. Анализ систематических ошибок . . . . .	75
6.4.1. Измерение энергии и энергетического разброса . . . . .	78
6.4.2. Эффективность регистрации . . . . .	80
6.4.3. Абсолютная калибровка светимости . . . . .	86
6.4.4. Измерение светимости . . . . .	86
6.4.5. Эффективность триггера . . . . .	86
6.4.6. Определение угла $\theta$ . . . . .	88
6.4.7. Неопределённость расчёта сечения . . . . .	89
6.4.8. Резонансный фон от $J/\psi$ . . . . .	91
6.4.9. Процедура подгонки . . . . .	94
6.4.10. Космический фон . . . . .	94
6.4.11. Систематические ошибки $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ . . . . .	95
6.4.12. Ошибки суммы $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ . . . . .	95
6.4.13. Ошибки отношения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ . . . . .	97
6.5. Результаты измерений . . . . .	98
6.6. Сравнение с результатами других измерений . . . . .	99

<b>Заключение</b> . . . . .	105
<b>Литература</b> . . . . .	107

## Введение

С 2002 года в ИЯФ СО РАН им. Г. И. Будкера на коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР ведутся эксперименты в области рождения  $\psi$ -резонансов ( $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\psi(3770)$ ) и  $\tau$ -лептона. Измерение фундаментальных параметров  $J/\psi$ -мезона является одной из основных задач этих экспериментов.

Данная работа посвящена определению произведений электронной ширины  $J/\psi$ -мезона и вероятностей его распада на  $e^+e^-$  ( $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ ) и  $\mu^+\mu^-$  ( $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ ) пары с высокой точностью.

$J/\psi$ -мезон является низшим и наиболее узким связанным состоянием  $c\bar{c}$  кварков (чармония) с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{--}$ , который часто называют «атомом водорода» для квантовой хромодинамики. Исследование его параметров представляет особый интерес. Лептонная ширина резонанса  $\Gamma_{\ell\ell}$  даёт важную информацию о свойствах сильного взаимодействия [1].

Теоретическое значение лептонной ширины  $J/\psi$ -мезона может быть вычислено из первых принципов в рамках решёточной КХД [2], предсказывается с помощью правил сумм КХД [3] и может быть получено в рамках потенциальных моделей [4, 5]. Повышение точности экспериментальных измерений лептонной ширины и других параметров  $J/\psi$  стимулирует прогресс в развитии теории.

В отличие от непосредственного измерения самой лептонной ширины, в случае измерения произведения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$  отсутствуют систематические ошибки, связанные с неопределённостью моделирования адронных распадов резонанса, поскольку задача сводится к измерению площади под резонансной кривой процесса  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  от порога рождения до определённого максимального значения энергии  $e^+e^-$  пары. При наличии независимых данных о вероятности распада  $\mathcal{B}_{ee} = \Gamma_{ee}/\Gamma$  этот результат позволяет полу-

читать значение лептонных ширин  $\Gamma_{ee}$  и  $\Gamma_{\mu\mu}$ . Следует также отметить, что для измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  требуется сканирование по энергии, т. е. измерение сечения рождения  $e^+e^-$  пары и точное определение энергии в нескольких точках резонансной кривой. В данном эксперименте энергия измерялась с высокой точностью с помощью метода резонансной деполяризации [6, 7].

Наиболее точное измерение  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  было проведено в эксперименте DASP в 1979 г. [8]. Точность измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ , достигнутая в этом эксперименте, составляет 6 %. В настоящей работе точность измерения этой величины улучшена более чем в два раза.

Наиболее точное значение величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  было получено с помощью метода радиационного возврата на эксперименте CLEO-c [9] в 2006 году. Точность измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ , достигнутая в этом эксперименте, составляет 2.7 %. Полученный в настоящей работе результат лучше этого достижения примерно на 10 %.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

- Измерение  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$   $J/\psi$ -мезона.
- Измерение  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$   $J/\psi$ -мезона.
- Создание базы данных детектора КЕДР и организация визуализации медленного контроля для обеспечения проведения экспериментов и последующего анализа экспериментальных данных.

Автор активно участвовал в подготовке и в проведении эксперимента на установке ВЭПП-4М/КЕДР. На этапе подготовки эксперимента автор был непосредственно задействован в сборке торцевого CsI калориметра, после которой тестировал и настраивал электронику CsI и LKr калориметров. Для поддержки эксперимента автором была разработана база данных детек-

тора КЕДР. Автор предложил способ измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ , проделал анализ данных сканирования  $J/\psi$ -резонанса и получил результаты измерений величин  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  для  $J/\psi$ -мезона, точности которых превышают точность предыдущих результатов измерений.

Основное содержание диссертации изложено в препринте [10]. Основные результаты опубликованы в [11–13].

## Глава 1

Лептонная ширина  $J/\psi$ -мезона

$J/\psi$ -мезон был открыт экспериментально в 1974 году [14, 15]. Об открытии этого резонанса одновременно заявили группа Сэмюэля Чао Чанг Тинга (Samuel Chao Chung Ting) из Брукхейвенской национальной лаборатории (Brookhaven National Laboratory, BNL) и группа Бартона Рихтера (Burton Richter) из Стенфордского центра линейного ускорителя (Stanford Linear Accelerator Center, SLAC). Составное имя частицы  $J/\psi$  объясняется тем, что в группе Тинга открытую ими частицу называли  $J$  (обозначение тока), а в группе Рихтера —  $\psi$  [16]. Официальное сообщение об открытии новой частицы обе группы сделали 11 ноября 1974 года.

Фактически сразу после открытия  $J/\psi$ -мезона было осознано, что эта частица является одним из уровней системы, названной чармонием, т. е. связанным состоянием  $c\bar{c}$ -кварков. Впервые вероятность существования  $c$ -кварка обсуждалась в 1964 году Харой [17] и Бьёркеном совместно с Глэшоу [18], стремившихся построить симметричную картину из четырёх кварков ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ) и четырёх лептонов ( $\nu_e$ ,  $e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\mu$ ), но никаких указаний где и как искать  $c$ -кварк не было. Открытие  $J/\psi$ -резонанса утвердило квантовую хромодинамику на роль основного кандидата теории сильного взаимодействия.

Важность открытия  $J/\psi$ -мезона для физики высоких энергий подчёркивается тем фактом, что это событие окрестили как «Ноябрьская революция». С момента своего открытия семейство чармония стало для мезонной спектроскопии тем, чем был атом водорода для атомной физики [19–22]. Спектр чармония ниже порога рождения  $D\bar{D}$  представлен на рис. 1.1. По своим свойствам он напоминает спектр позитрония [23], что позволяет называть



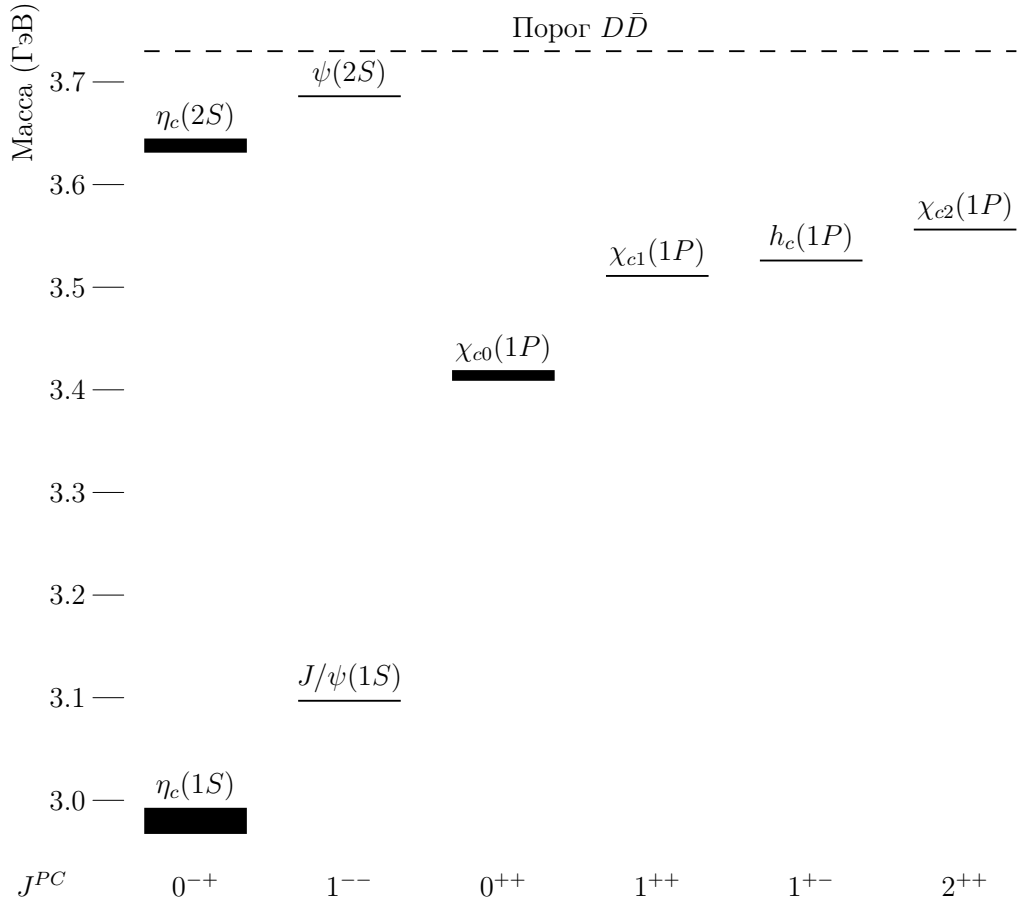


Рис. 1.1. Спектр чармония ниже порога рождения  $D\bar{D}$ .

связанное состояние  $c\bar{c}$  кварков также и «позитронием» мезонной спектроскопии.

## 1.1. Теория

Полная  $\Gamma$  и лептонные  $\Gamma_{\ell\ell}$  ширины кваркониев позволяют определить характеристики потенциала сильного взаимодействия [1]. В частности, эти ширины используются для получения значения сильной константы связи  $\alpha_s$  [24]. Лептонная ширина используется в теоретических расчётах различных характеристик процессов, например, для вероятностей радиационных

переходов вида  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$  [25], для сечения двойного рождения чармония  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta_c$  [26, 27] и для ширины двухфотонного распада  $\eta_c$  [28].

В принципе, величину  $\Gamma_{\ell\ell}$  для конкретного состояния можно получить в рамках КХД, хотя необходимые вычисления представляются чрезвычайно сложными из-за сильного взаимодействия между кварком и антикварком. Ситуация значительно упрощается, если предположить, что эту задачу можно рассмотреть в рамках нерелятивистской КХД благодаря большой массе  $c$ -кварков [29, 30]. Расчёт параметров тяжёлых кваркониев является замечательным тестом для решёточных расчётов (LQCD), для которых экспериментальные точности на уровне нескольких процентов уже являются востребованными, например, теоретически рассчитанное значение лептонной ширины  $\Upsilon(1S)$  мезона равно  $\Gamma_{ee}(\Upsilon(1S)) = (1.43 \pm 0.07)$  кэВ [31].

Фактически сразу после открытия  $J/\psi$ -мезона был предложен способ теоретического вычисления  $\Gamma_{ee}$  с помощью правила сумм в рамках нерелятивистской модели чармония  $\Gamma_{ee} = 5$  кэВ [3]. Полученная на эксперименте лептонная ширина в то время полностью соответствовала этим вычислениям в пределах ошибки измерения. С тех пор точность измерения  $\Gamma_{ee}$  возросла ( $\Gamma_{ee} = (5.55 \pm 0.14 \pm 0.02)$  кэВ [32]), что в свою очередь мотивирует повышение точности вычисления  $\Gamma_{ee}$ .

При энергиях меньше 2 ГэВ (порядок расстояний больший 0.1 фм) теория возмущений в КХД неприменима, так как сильная константа связи ( $\alpha_s(m_\tau) = 0.34 \pm 0.3$  [32]) становится слишком большой для подобных расчётов [33]. Из этого следует, что для вычисления параметров  $J/\psi$ -мезона следует воспользоваться какой-либо потенциальной моделью [34, 35], либо решёточными расчётами [36, 37].

Квантовые числа  $J/\psi$ -мезона ( $^3S_1$  состояние) соответствуют квантовым числам виртуального фотона  $J^{PC} = 1^{--}$ , соответственно, аннигиляция в  $e^+e^-$

Рис. 1.2. Диаграмма аннигиляции чармония ( $c\bar{c}$ ) в  $e^+e^-$  пару в низшем порядке теории возмущения.

пару происходит через фотон. Тот же самый процесс, обращённый по времени, приводит к рождению  $J/\psi$  на встречных  $e^+e^-$  пучках. Вероятность распада можно оценить исходя из нерелятивистского приближения. Процесс аннигиляции происходит в области, имеющей характерный радиус порядка  $\hbar/m_c c \simeq 0.1$  фм, где  $m_c$  — масса  $c$ -кварка. При использовании нерелятивистского приближения можно считать, что размер области аннигиляции много меньше чем характерный размер  $J/\psi$ -мезона ( $\hbar/m_c c \ll \hbar/p_c$ , где  $p_c$  — импульс  $c$ -кварка), поэтому вероятность распада будет пропорциональна значению волновой функции кваркония в случае, когда расстояние между кварками равно нулю. Для оценки можно воспользоваться аннигиляционной диаграммой на рис. 1.2. Для  $n$ -го уровня  $S$ -волны волновую функцию кваркония можно переписать в терминах её радиальной части  $R_{nS}$ :  $\psi_{nS} = R_{nS}/\sqrt{4\pi}$ , тогда лептонная ширина  $J/\psi$  принимает вид [38]:

$$\Gamma_{ee}(n^3S) = \frac{4\alpha^2 e_c^2}{M^2} |R_{nS}(0)|^2 \left( 1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi} + \dots \right), \quad (1.1)$$

где  $e_c = 2/3$  — электрический заряд  $c$ -кварка,  $M$  — масса  $J/\psi$ . Слагаемое с  $\alpha_s$  соответствует КХД-поправке к диаграмме рис. 1.2 первого порядка [39]. Константы связи  $\alpha$  и  $\alpha_s$  должны браться при энергии  $m_c = 1.16 \div 1.34$  ГэВ [32], что соответствует процессу, протекающему в области характерного радиуса порядка  $\hbar/m_c c$ . Учёт того, что  $\alpha$  зависит от энергии  $\alpha(m_\tau)^{-1} = 133.445 \pm \pm 0.017$  [32], даёт увеличение вероятности распада примерно на 7%. Поправ-

ка же связанная с сильной константой взаимодействия лежит в пределах  $0.35 \div 0.5$  (35 ÷ 50 % от эффекта) для  $\alpha_s(m_c) = 0.2 \div 0.3$ . Это даёт основания предполагать, что в данном случае необходимо учитывать КХД-поправки более высоких порядков [40]. Кроме перечисленного в формуле (1.1) есть ещё два источника теоретических погрешностей: необходимо учесть релятивистские поправки (поправки первого порядка по  $v^2/c^2$  [41, 42] могут дать около 10 %) и учесть то, что описание кваркония, как волновой функции двух тел не совсем адекватно в случае непертурбативной КХД.

Несмотря на изложенные проблемы, использование потенциальных моделей позволяет получить значение лептонной ширины, которое очень хорошо согласуется с экспериментальными измерениями [5]. Например, в работе [4] представлены результаты расчётов электронных ширин  $\Gamma_{ee}(J/\psi) = 5.41$  кэВ (эксперимент  $\Gamma_{ee}(J/\psi) = (5.55 \pm 0.14 \pm 0.02)$  кэВ [32]),  $\Gamma_{ee}(\psi(2S)) = 2.47$  кэВ (эксперимент  $\Gamma_{ee}(\psi(2S)) = (2.48 \pm 0.06)$  кэВ [32]) и  $\Gamma_{ee}(\psi(3770)) = 0.248$  кэВ (эксперимент  $\Gamma_{ee}(\psi(3770)) = 0.242^{+0.027}_{-0.024}$  кэВ [32]), но при этом для лучшей согласованности теории с экспериментом использовалась  $\alpha_s = 0.165$ .

## 1.2. Эксперимент

Вскоре после открытия  $J/\psi$ -мезона на ускорителе SPEAR в SLAC было измерено значение величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  [43]. Это измерение помечено на рис. 1.3 как SPEC 1975. Экспериментальная установка состояла из двух магнитных спектрометров, основой которых были многопроволочные пропорциональные камеры и электромагнитные калориметры на основе кристаллов NaI(Tl). Установка работала на ускорительном комплексе SPEAR

параллельно с детектором MARK I<sup>1</sup>. Для измерения отбирались события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  с углом рассеяния конечных частиц близким к  $90^\circ$ . Сечение Баба-рассеяния определялось по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  вне резонанса. Всего было отобрано 587 событий, что позволило получить значение  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma = (0.36 \pm 0.1)$  кэВ ( $\pm 28\%$ ). Итоговая ошибка измерения включает неопределённость  $12\%$ , связанную с абсолютной калибровкой светимости, определяемой по Баба-рассеянию под углом  $\theta \simeq 3.5^\circ$ .

В эксперименте ADONE (MEA group detector) во Фраскати (Frascati) были измерены и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma = (0.344 \pm 0.093)$  кэВ ( $\pm 27\%$ ), и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = (0.379 \pm 0.049)$  кэВ ( $\pm 13\%$ ) [44]. Эти измерения помечены на рис. 1.3 как FRAM 1975. Для определения величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$  отбирались события  $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$  с условием на угол рассеяния  $|\cos\theta| \leq 0.7$ . Всего было отобрано 445  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и 149  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  событий (интегральная светимость около  $40 \text{ нб}^{-1}$ ). Систематическая неопределённость величин  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  в этом эксперименте определялась систематикой в измерении светимости (Баба-рассеяние на угол  $3 \div 6^\circ$ ) и неопределённостью в оценке эффективности детектора. Для оценки эффективности детектора было построено экспериментальное распределение по углу рассеяния электрона. Пример такого распределения представлен на рис. 6.1 на стр. 60. Полученная зависимость была аппроксимирована аналитической функцией, при этом отдельно учитывались вклад Баба-рассеяния и резонансный вклад от распадов  $J/\psi$ -мезона на  $e^+e^-$  пару.

Группа детектора MARK I (SLAC-LBL, ускорительный комплекс SPEAR) определила лептонные и адронную ширины  $J/\psi$  в одном эксперименте, одновременно аппроксимируя наблюдаемые сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. Полученное значение лептонной шири-

---

<sup>1</sup> Первый в мире  $4\pi$ -детектор, на котором были в частности открыты  $J/\psi$ -мезон и  $\tau$ -лептон.

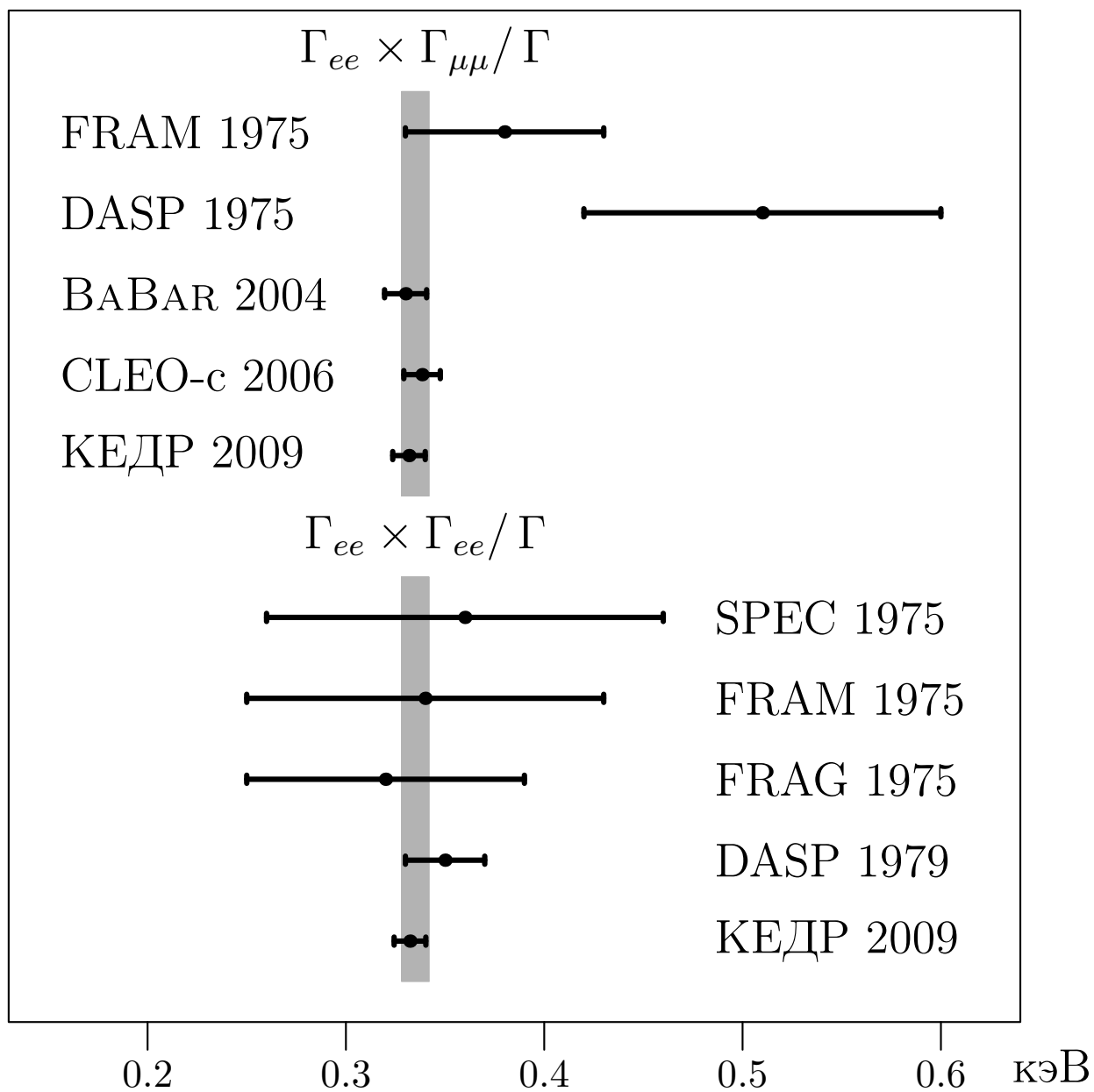


Рис. 1.3. Результаты измерений  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ . Ошибка каждого измерения соответствует среднеквадратичной сумме систематической и статистической ошибок. Положение светлой полосы и её ширина соответствует среднему значению и неопределённости  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  из [32] соответственно.

ны равно  $\Gamma_{\ell\ell} = (4.8 \pm 0.6) \text{ кэВ} (\pm 13\%)$  [45]. Отбирались события процесса  $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$  с углами рассеяния  $|\cos\theta| < 0.6$ . Систематическая неопределённость в этом эксперименте определялась точностью определения энергии пучков в центре масс ( $\pm 100 \text{ кэВ}$ ), ошибкой в измерении светимости (3%) и ошибкой в определении эффективности детектора в адронном канале. В эксперименте так же исследовалась зависимость сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  от угла рассеяния.

Величина  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma = (0.32 \pm 0.07) \text{ кэВ} (22\%)$  [46] была измерена и в эксперименте ADONE (gamma gamma group detector). Результат этого измерения приведён на рис. 1.3 и помечен как FRAG 1975. Для определения величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  отбирались события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  в диапазоне углов рассеяния  $50^\circ < \theta < 130^\circ$ . Для исключения систематической неопределённости, связанной с оценкой эффективности детектора, была произведена нормировка резонансной кривой на сечение Баба-процесса за пределами  $J/\psi$ -резонанса.

Наиболее точным измерением  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  на момент окончания анализа, представленного в данной работе, было измерение, сделанное на  $e^+e^-$  коллайдере DORIS в эксперименте DASP  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma = (0.35 \pm 0.02) \text{ кэВ} (6\%)$  [8]. Это измерение помечено на рис. 1.3 как DASP 1979. Основная систематическая неопределённость определялась ошибкой измерения светимости (5%). Монитор светимости измерял события  $e^+e^-$  рассеяния в интервале углов  $\theta = 7.4^\circ \div 9.6^\circ$ . Абсолютная калибровка монитора производилась с помощью событий  $e^+e^-$  рассеяния на большие углы, регистрируемые непосредственно самим детектором. Ранее в этом же эксперименте в 1975 году была также измерена и величина  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma = (0.51 \pm 0.09) \text{ кэВ} (18\%)$  [47]. Это измерение помечено на рис. 1.3 как DASP 1975.

В 1995 году коллаборация BES повторила анализ, впервые проведённый коллаборацией MARK I [45], для одновременного получения лептонных и адронной ширины  $J/\psi$ . Полученные значения лептонных ширины равны  $\Gamma_{ee} = (5.14 \pm 0.39) \text{ кэВ} (\pm 8 \%)$  и  $\Gamma_{\mu\mu} = (5.13 \pm 0.52) \text{ кэВ} (\pm 10 \%)$  [48]. Для определения величины  $\Gamma_{ee}$  отбирались события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  с условием на угол рассеяния  $|\cos\theta| < 0.6$ . Основная систематическая неопределённость полученного коллаборацией BES результата связана с измерением светимости (6 %) по событиям Баба-рассеяния.

Все перечисленные выше результаты по измерению величин  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ ,  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ ,  $\Gamma_{ee}$  и  $\Gamma_{\mu\mu}$  из-за своей низкой точности не используются в таблице Particle Data Group для получения значений лептонных ширины [32].

В последнее время число экспериментальных результатов в области мезонной спектроскопии значительно увеличилось [49]. В основном это связано с методикой радиационного возврата или ISR (initial state radiation) [50], которая позволяет  $e^+e^-$  экспериментам с более высокой энергией в центре масс, чем масса  $J/\psi$ , получать для анализа  $J/\psi$ -мезоны с хорошо известными кинематическими параметрами. Набранной на  $B$ -фабриках статистики достаточно, чтобы воспользоваться этой методикой для определения параметров чармония.

Самые точные в мире результаты по измерению величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  получены с использованием метода радиационного возврата на экспериментах BABAR [51] (рис. 1.3 метка BABAR 2004) при энергии в центре масс 10.58 ГэВ и CLEO-c [9] (рис. 1.3 метка CLEO-c 2006) при энергии в центре масс 3.773 ГэВ.

В настоящее время среднемировое значение величины

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = (0.335 \pm 0.007) \text{ кэВ} (\pm 2.1 \%) [32]$$



полностью определяется результатами BABAR и CLEO-c. Результат, полученный в эксперименте BABAR (2004), равен

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma = (0.3301 \pm 0.0077 \pm 0.0073) \text{ кэВ} (\pm 2.3 \% \pm 2.3 \%) [51],$$

а результат, полученный позже в эксперименте CLEO-c (2006):

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma = (0.3384 \pm 0.0058 \pm 0.0071) \text{ кэВ} (\pm 1.7 \% \pm 2.1 \%) [9].$$

В обоих экспериментах была использована одна и та же техника анализа, при которой измерялось сечение процесса  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)$  (1.2), в зависимости от инвариантной массы  $\mu^+\mu^-$ -пары.

$$\begin{array}{ccc} e^+e^- & \rightarrow & e^+e^-\gamma \\ & & \downarrow \\ & & J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^- \end{array} \quad (1.2)$$

В предположении лептонной универсальности измеренные значения величин  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  должны совпадать (рис. 1.3 на стр. 14). Лептонная универсальность для распадов  $J/\psi$  проверена с процентной точностью в эксперименте CLEO:

$$\Gamma_{ee} / \Gamma_{\mu\mu} = 0.997 \pm 0.012 \pm 0.006 [52].$$

Для получения значения лептонной ширины из  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$  (раздел 6.5 стр. 98) используется вероятность распада  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ , которая известна с процентной точностью:

$$\Gamma_{ee} / \Gamma = (5.94 \pm 0.06) \% [32].$$

Эта величина с наилучшей точностью извлекается из анализа процесса  $\psi(2S) \rightarrow \pi\pi J/\psi$  [52, 53].

## Глава 2

## Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ в области $J/\psi$ -мезона

В связи с высокой точностью измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ , точность вычисления теоретического сечения  $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$  необходимо обеспечить в районе  $(0.1 \div 0.2)\%$ .

В соответствии с рекомендацией группы PDG [32] поляризация вакуума включена в определение лептонной ширины, то есть  $\Gamma_{\ell\ell} = \Gamma_{\ell\ell}^0/|1 - \Pi_0|^2$ , где  $\Gamma_{\ell\ell}^0$  соответствует ширине в низшем порядке теории возмущения КЭД, а  $\Pi_0$  — это вакуумный поляризационный оператор, из которого исключена резонансная составляющая.

На величину сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$  в зависимости от энергии и его форму в области узкого  $J/\psi$ -резонанса в значительной степени влияют радиационные поправки.

Форма сечения в зависимости от энергии в центре масс  $W$  вблизи узкого резонанса массы  $M$  с учётом интерференции резонансного процесса с нерезонансным фоном получена в работе [54]. Предложенная в этой работе формула, учитывающая взаимодействие начальных частиц с виртуальными фотонами и излучение ими произвольного числа мягких фотонов с суммарной энергией  $\omega < \omega_0 \ll W$ , имеет вид ( $\hbar = 1$ ,  $c = 1$ ):

$$\sigma(W) = \int_0^{\omega_0} d\omega \sigma_0(W - \omega) \frac{d}{d\omega} \left( \frac{2\omega}{W} \right)^\beta \left( 1 + \frac{3}{4}\beta \right), \quad (2.1)$$

где  $\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right)$ ,  $\sigma_0(W)$  — сечение процесса без излучения фотонов, а  $m_e$  — масса электрона. Для рассматриваемого диапазона энергий

$\beta \simeq 0.076$ . При выводе формулы (2.1) не учитывались члены порядка  $\alpha \simeq 1/137$ ,  $\beta^2 \simeq 0.0058$ . Точность формулы (2.1) в работе [54] декларируется на уровне одного процента.

В предположении, что амплитуда процесса без радиационных поправок представляет собой резонансный вклад брейт-вигнеровского типа и однофотонного нерезонансного фона, для описания сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  из формулы (2.1) получается следующее выражение [54]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee \rightarrow ee} &= \frac{1}{M^2} \left\{ \frac{9}{4} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma M} (1 + \cos^2 \theta) \left(1 + \frac{3}{4}\beta\right) \text{Im } \mathcal{F} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{3\alpha}{2} \frac{\Gamma_{ee}}{M} \left[ (1 + \cos^2 \theta) - \frac{(1 + \cos \theta)^2}{(1 - \cos \theta)} \right] \text{Re } \mathcal{F} \right\} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{КЭД}}^{ee \rightarrow ee}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\beta}{\sin \pi\beta} \left( \frac{M/2}{-W + M - i\Gamma/2} \right)^{1-\beta}. \quad (2.3)$$

Формула (2.2) включает резонансный вклад распада  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ , пропорциональный измеряемой величине  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ , интерференционный член, пропорциональный  $\Gamma_{ee}$  и нерезонансный вклад  $\sigma_{\text{КЭД}}$ , полностью определяемый квантовой электродинамикой (Баба-рассеяние) [55, 56]. В интерференционном члене формулы (2.2) не учтены степенные поправки по  $\beta$ , что не влияет на точность измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ .

Выражение (2.3) отличается от представления  $\mathcal{F}$  в [54] множителем  $\frac{\pi\beta}{\sin \pi\beta}$ . Этот коэффициент уточнён в работе [57]. Уточнение  $\mathcal{F}$  необходимо для учёта поправок для резонансного вклада с точностью до  $\beta^2$ .

Аналогично формуле (2.2) получается и теоретическая зависимость сечения  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  [54]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee \rightarrow \mu\mu} &= \frac{1}{M^2} \left\{ \frac{9}{4} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma M} \left(1 + \frac{3}{4}\beta\right) \text{Im } \mathcal{F} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{3\alpha}{2} \frac{\sqrt{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}}{M} \left(1 + \frac{11}{12}\beta\right) \text{Re } \mathcal{F} \right\} (1 + \cos^2 \theta) + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{КЭД}}^{ee \rightarrow \mu\mu} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Формула (2.4) состоит из резонансного вклада распада  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , пропорционального измеряемой величине  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ , интерференционного слагаемого, пропорционального корню из произведения лептонных ширин  $\sqrt{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}$  и нерезонансного сечения  $\sigma_{\text{кЭД}}$ , полностью определяемого квантовой электродинамикой.

Точность вычисления резонансного вклада можно улучшить за счёт использования поправок, полученных в работе [58]. Коэффициент при первом слагаемом  $\left(1 + \frac{3}{4}\beta\right)$  в формулах (2.2) и (2.4) следует заменить на

$$1 + \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \beta^2 \left( \frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{L}{72} \right), \quad (2.5)$$

где  $L = \ln(W^2/m_e^2)$ . Для рассматриваемого диапазона энергий замена коэффициента эквивалентна увеличению прежнего коэффициента на 0.24 %.

В отличие от статьи [54], в работе [58] не рассматривалась интерференция между резонансным вкладом и однофотонным нерезонансным фоном, зато радиационные поправки для резонансного вклада посчитаны с более высокой точностью в  $(0.1 \div 0.2)\%$  (формула (2.5)). Учёт интерференционного вклада в обсуждаемом анализе необходим, но точность его вычисления, обеспечиваемая формулами из относительно более старой работы [54] с поправкой (2.3) из [57], вполне достаточна. Учёт радиационных поправок для резонансного вклада делается на основе более современной работы [58].

Для того, чтобы сравнить теорию с экспериментом, теоретическую зависимость (2.2) необходимо свернуть с гауссовым распределением по суммарной энергии пучков с энергетическим разбросом  $\sigma_W$ :

$$\rho(W) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_W} \exp \left\{ -\frac{(W - W_0)^2}{2\sigma_W^2} \right\}, \quad (2.6)$$

где  $W_0$  — средняя энергия пучков. Для вычисления сечения по формуле (2.2) необходимо использовать значение полной ширины  $J/\psi$ -мезона  $\Gamma$ , зависи-

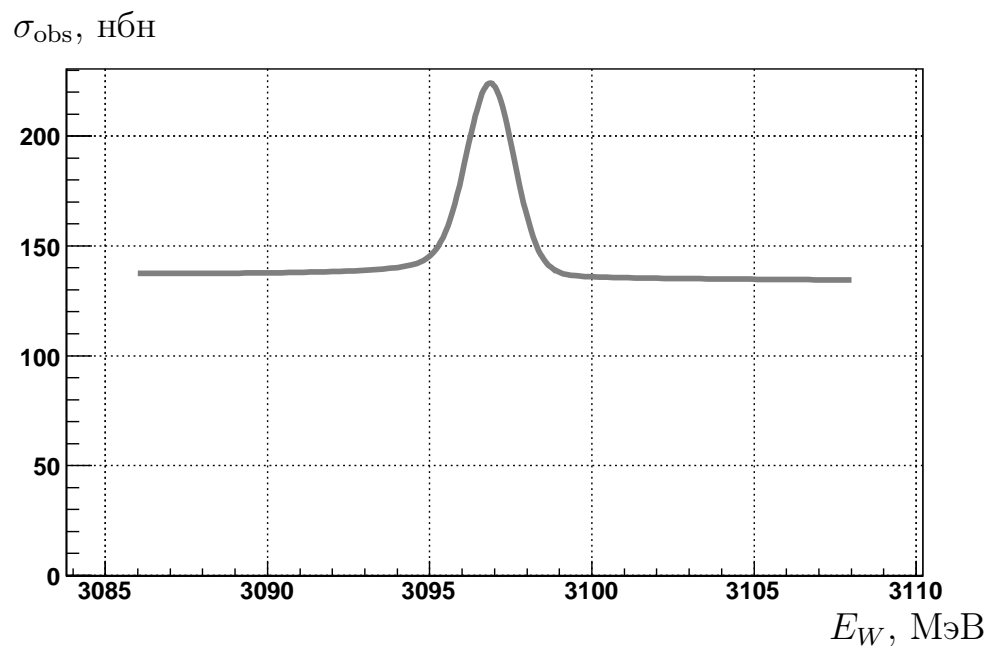


Рис. 2.1. Зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  от энергии в окрестности  $J/\psi$ -резонанса для углового диапазона  $\theta \in 40^\circ \div 90^\circ$  с учётом энергетического разброса.

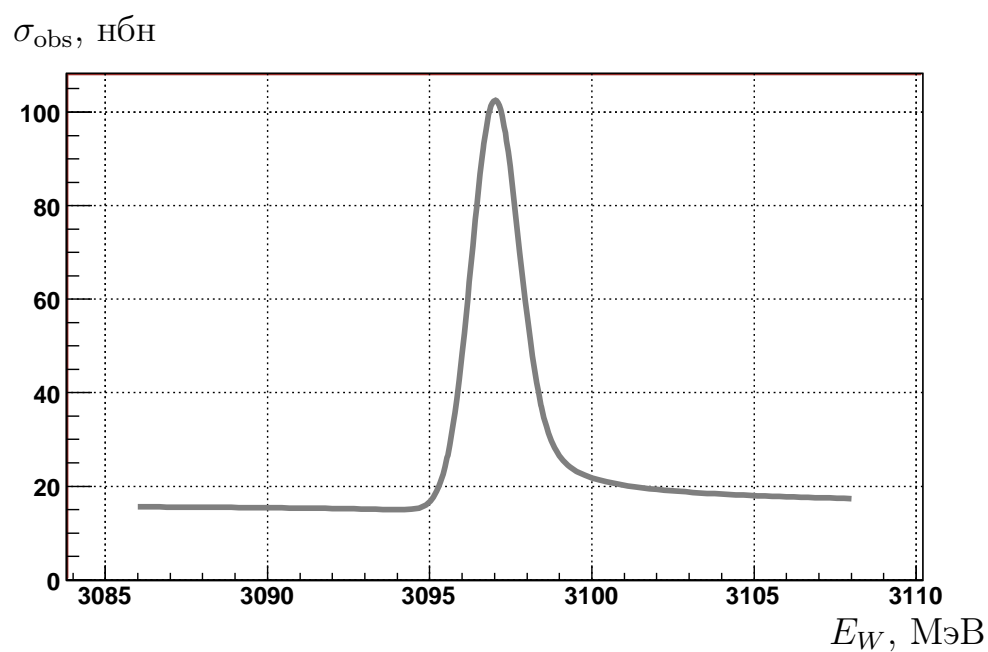


Рис. 2.2. Зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  от энергии в окрестности  $J/\psi$ -резонанса для углового диапазона  $\theta \in 90^\circ \div 140^\circ$  с учётом энергетического разброса.

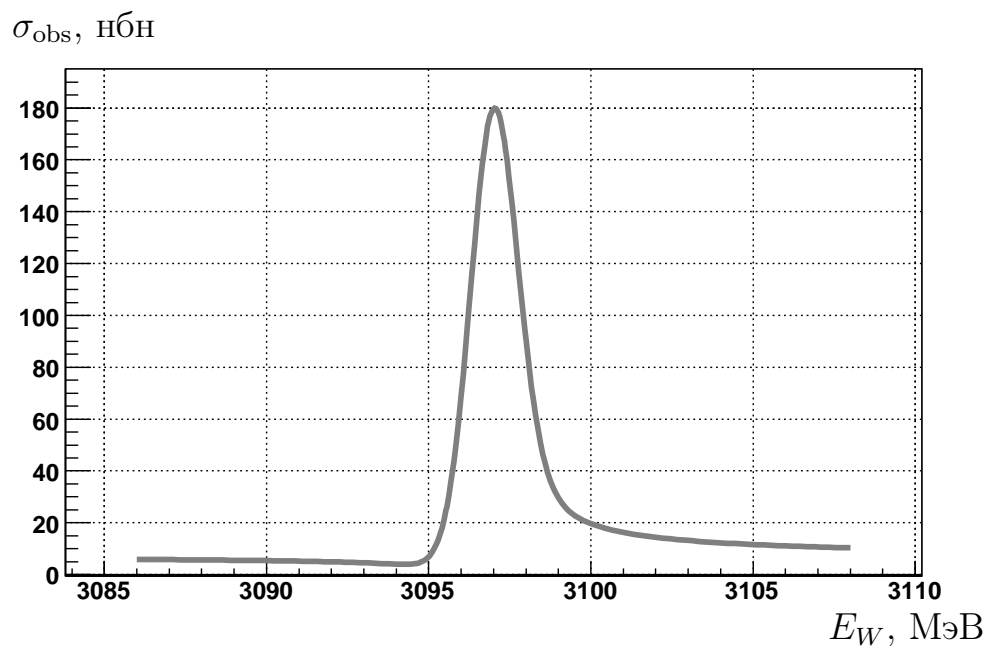


Рис. 2.3. Зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  от энергии в окрестности  $J/\psi$ -резонанса для углового диапазона  $\theta \in 40^\circ \div 140^\circ$  с учётом энергетического разброса.

мость от которой существенно подавляется при свёртке с распределением по суммарной энергии пучков с энергетическим разбросом  $\sigma_W \approx 0.7$  МэВ (подробнее об измерении энергетического разброса написано в главе 5).

Зависимости теоретического сечения  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  от энергии для различных угловых диапазонов по углу рассеяния электрона с учётом энергетического разброса представлены на рис. 2.1 и рис. 2.2. Для относительно малых углов рассеяния доминирует нерезонансный вклад  $\sigma_{\text{КЭД}}$ , полностью определяемый квантовой электродинамикой.

На рис. 2.3 представлена теоретическая зависимость сечения  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  от энергии с учётом энергетического разброса. По сравнению с сечением процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  нерезонансный вклад  $\sigma_{\text{КЭД}}$ , определяемый квантовой электродинамикой, относительно мал.

Влияние теоретических неопределённостей на результат анализа обсуждается в разделе 6.4.7 на стр. 89.

## Глава 3

## Комплекс ВЭПП-4М/КЕДР

## 3.1. Коллайдер ВЭПП-4М

Коллайдер ВЭПП-4М [59] является модернизированным вариантом накопительного кольца ВЭПП-4. В 1980–1985 годах на комплексе ВЭПП-4 проводились эксперименты по изучению семейства  $\Upsilon$ -мезонов [60–65], поиску узких резонансов и измерению отношения  $R$  в области энергий  $W = 7.2 \div 10.3$  ГэВ [66] и двухфотонной физике [67–70]. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М предназначен для проведения широкого спектра экспериментов по физике элементарных частиц в диапазоне энергий  $W = 2 \div 12$  ГэВ, фото-ядерных исследований и экспериментов с синхротронным излучением. В последние годы было решено сконцентрировать усилия в области энергий  $W = 3 \div 3.8$  ГэВ.

Для обеспечения эффективной работы ВЭПП-4М с детектором КЕДР были приняты меры по изучению и дальнейшему развитию ускорительного комплекса, наиболее существенными из которых являются:

- увеличение светимости в области низких энергий,
- измерение энергии пучка методом резонансной деполяризации,
- оперативное измерение энергии пучка методом обратного комптоновского рассеяния,
- развитие средств и методов диагностики пучка.

На рис. 3.1 представлена схема установки ВЭПП-4М со встречными  $e^+e^-$  пучками. Инжекция пучков в ВЭПП-4М происходит из промежуточно-

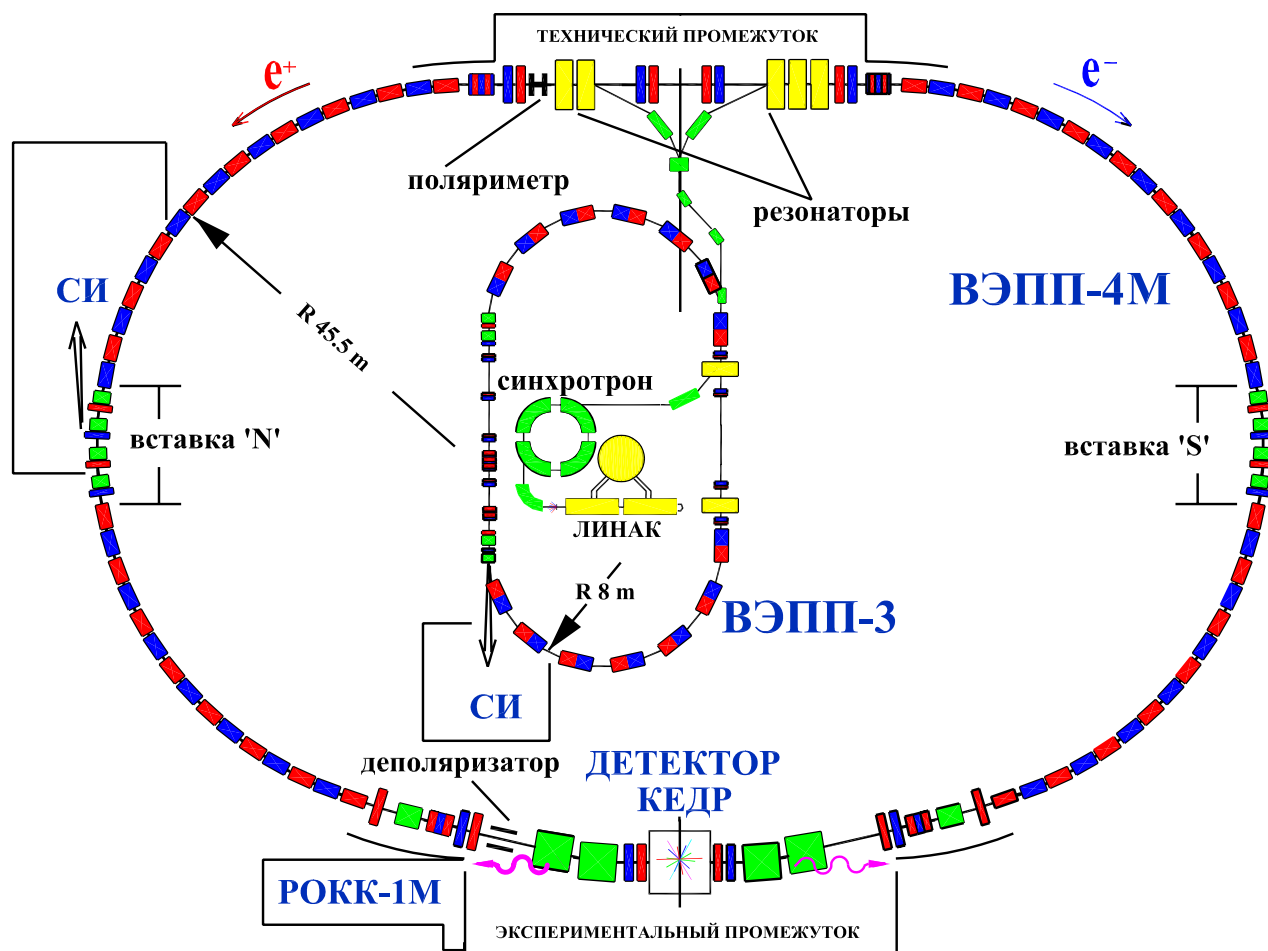


Рис. 3.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М.

го ускорителя ВЭПП-3 с энергией  $1000 \div 1900$  МэВ. Накопитель ВЭПП-3 — это ускоритель электронов (позитронов) длиной 74.4 м, работающий в области энергий 350 (инжекция)–2000 МэВ, что позволяет набирать статистику в области  $J/\psi$ -резонанса без дополнительного ускорения пучков в самом ВЭПП-4М. Частицы разных знаков (электроны и позитроны) двигаются в одном и том же направлении и могут накапливаться поочередно со сменой полярности магнитных элементов. Инжектором в ВЭПП-3 служит установка «Позитрон», включающая в себя линейный ускоритель «линак» на энергию 50 МэВ, конверсионную систему для получения позитронов, синхротрон «Б-4» на энергию до 350 МэВ и два канала для транспортировки частиц.



ВЭПП-4М состоит из двух полуколец, экспериментального промежутка, где находится детектор КЕДР, и прямолинейного (технического) промежутка, содержащего ускоряющую и инжекционную системы. Магнитная структура ВЭПП-4М обладает зеркальной симметрией относительно оси, проведённой через середины экспериментального и технического промежутков. Периметр кольца ВЭПП-4М равен 366 м. Энергия пучка может изменяться в диапазоне от 1 до 6 ГэВ. Светимость в районе  $J/\psi$ -резонанса достигает  $\mathcal{L} \simeq 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

## 3.2. Прецизионное измерение энергии пучков

### ВЭПП-4М

Время поляризации пучка в ВЭПП-3 при энергии 1.5 ГэВ составляет 3 часа (эффект Соколова-Тернова [71]). Уже поляризованный пучок может быть инжектирован в кольцо ВЭПП-4М без существенной потери степени поляризации. Это позволяет использовать метод резонансной деполяризации для прецизионной калибровки энергии пучка [7]. Этот метод был разработан в ИЯФ им. Будкера и впервые был применён на практике для измерения массы  $\phi$ -мезона на установке ВЭПП-2 [6]. Метод резонансной деполяризации использовался на ускорителе ВЭПП-4 с начала экспериментов на нём для измерения масс  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  мезонов с детектором ОЛЯ и  $\Upsilon$  мезонов с детектором МД-1 [72].

С помощью метода резонансной деполяризации в экспериментах с детектором КЕДР была достигнута точность калибровки энергии пучка  $10^{-6}$ . В связи с использованием на ВЭПП-4М для измерения степени поляризации тушековского поляриметра (рис. 3.2), невозможно совмещать процедуры измерения энергии с помощью метода резонансной деполяризации и на-

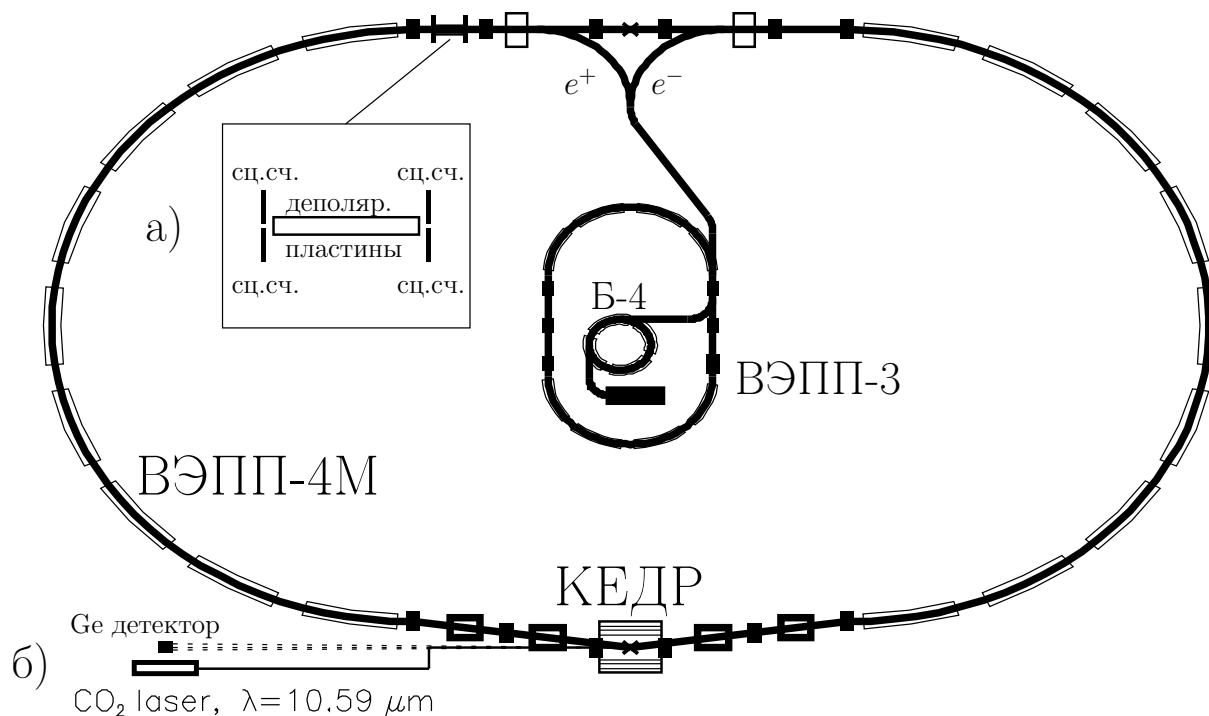


Рис. 3.2. Системы прецизионной калибровки энергии: а) тушековский поляриметр (метод резонансной деполяризации) и б) монитор для регистрации обратного комптоновского рассеяния инфракрасного лазерного излучения.

бора статистики. Энергия пучка во время набора статистики эксперимента определяется путём интерполяции, что увеличивает неопределённость определения энергии. При интерполяции энергии на время набора светимости точность определения энергии в районе  $J/\psi$ -резонанса снижается приблизительно до  $6 \cdot 10^{-6}$  ( $\simeq 10$  кэВ) [73].

В 2005 году на комплексе ВЭПП-4М был освоен ещё один метод прецизионной калибровки энергии, который был разработан и опробован на синхротронных источниках BESSY-I и BESSY-II [74, 75]. Этот метод основан на измерении энергии фотонов обратного комптоновского рассеяния инфракрасного света. Точность восстановления энергии с помощью этого метода в районе  $J/\psi$ -резонанса была достигнута на уровне  $50 \div 70$  кэВ, что хуже чем

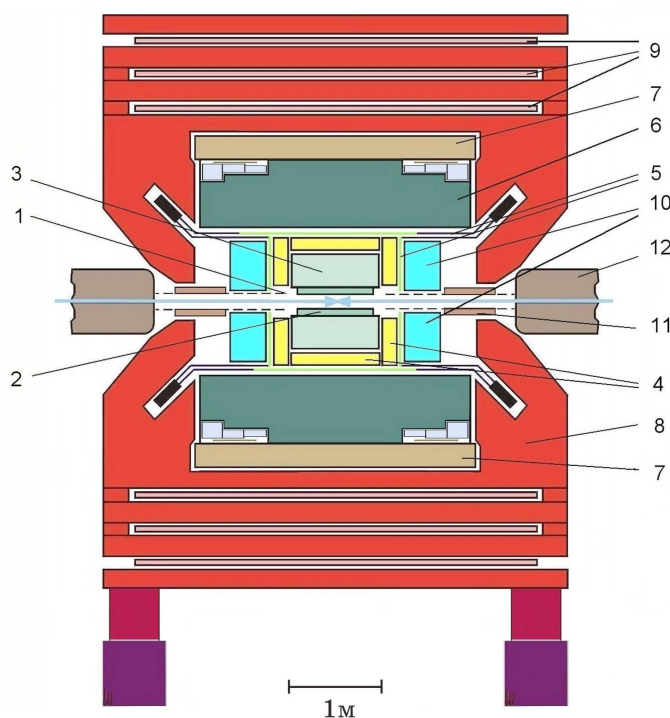


Рис. 3.3. Детектор КЕДР, разрез вдоль пучка.

в случае метода резонансной деполяризации, но в отличие от метода резонансной деполяризации, данный метод может быть использован во время набора статистики.

Расположение упомянутых выше систем прецизионной калибровки энергии указано на рис. 3.2.

### 3.3. Детектор КЕДР

В состав детектора КЕДР [76], изображённого на рис. 3.3, входят вакуумная камера (1), вершинный детектор (2), дрейфовая камера (3), аэрогелевые черенковские счётчики (4), сцинтилляционные счётчики (5), калориметр на основе жидкого криптона (6), торцевой CsI-калориметр (10) и мюонная система (9), встроенная в ярмо (8) сверхпроводящей магнитной катушки с полем 0.65 Тл (7). На рисунке также представлены элементы ускорителя:

компенсирующие соленоиды (11) и линзы финального фокуса (12). Детектор также включает систему регистрации рассеянных электронов для исследования двухфотонных процессов. Для оперативного измерения светимости используются два сэндвич-калориметра, состоящих из чередующихся пластин сцинтилляционной пластмассы и свинца, регистрирующих  $\gamma$ -кванты однократного тормозного излучения и находящихся по обе стороны от места встречи.

Информационные платы системы сбора данных на детекторе КЕДР основаны на стандарте КЛЮКВА [77]. Полное число каналов электроники составляет около 15 тысяч без учёта систем медленного контроля. События с детектора записываются с частотой 50–100 Гц. Средняя длина события составляет 2–4 килобайта. Поток данных делится на отдельные файлы примерно по 300 тысяч событий. После записи файлы заходов архивируются с помощью стандартного архиватора bzip2 [78], что позволяет уменьшить их размер примерно в два раза.

Далее более подробно рассмотрены те из систем детектора, которые использовались во время анализа данных эксперимента по измерению величин  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ .

### 3.3.1. Вершинный детектор

Вершинная камера детектора КЕДР [79–82] (ВД) расположена между дрейфовой камерой и вакуумной трубой накопителя и увеличивает перекрываемый координатной системой телесный угол до 98%. ВД состоит из 312 цилиндрических дрейфовых трубок длиной 670 мм и диаметром 10 мм, формирующих шесть концентрических слоев, охватывающих вакуумную камеру. Количество вещества детектора на пути частицы не превышает 0.2%  $X_0$ .

Дрейфовая трубка состоит из цилиндрического катода, изготовленного из однослойного алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм, и центральной анодной проволоочки диаметром 28 мкм из позолоченного вольфрамового сплава. Трубки работают в пропорциональном режиме усиления с коэффициентом газового усиления  $10^5$  на смеси  $\text{Ar}/\text{CO}_2$  (70/30). В вершинном детекторе производятся только измерения расстояния от трека заряженной частицы до анодной проволоочки по времени дрейфа ионизации. Пространственное разрешение ВД составляет около 250 мкм и в настоящее время ограничивается наводками между каналами электроники.

При работе в составе детектора информация с ВД обрабатывается совместно с данными дрейфовой камеры для восстановления треков заряженных частиц. Кроме того, срабатывание трубочек ВД используется для формирования решения вторичного триггера, что позволяет уменьшить долю фоновых событий в потоке данных с детектора.

### 3.3.2. Дрейфовая камера

Дрейфовая камера [83] (ДК) детектора КЕДР имеет цилиндрическую форму, её длина равна 1100 мм, внутренний радиус — 125 мм, внешний радиус — 535 мм. В дрейфовой камере детектора используется ячейка джетового типа с шестью анодными проволочками. Расстояние дрейфа электронов около 30 мм. В качестве рабочего газа используется чистый диметиловый эфир (ДМЭ). Использование ДМЭ в ячейке с большой длиной дрейфа, в которой координатное разрешение ограничено диффузией, позволило получить среднее по ячейке пространственное разрешение около 100 мкм.

Камера содержит около 16 тыс. проволочек, из них 1512 анодных. Длина проволочек 970 мм. Проволочки образуют семь суперслоёв ячеек — четы-

ре аксиальных слоя с проволочками, параллельными оси пучков, и три стереослоя с углом наклона проволочек к оси камеры 100 мрад для измерения координаты трека вдоль проволочки. Всего производится 42 измерения координаты и ионизационных потерь для частицы, пересекающей всю камеру. Телесный угол для частиц, проходящих через три суперслоя, составляет 87 % и уменьшается до 70 % при пересечении всех семи суперслоёв.

### **3.3.3. Времяпролётные сцинтилляционные счётчики**

Времяпролётная система детектора КЕДР состоит из 32 продольных и 64 торцевых счётчиков, покрывая 95 % полного телесного угла. Каждый из продольных счётчиков просматривается двумя фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), что обеспечивает высокую эффективность (более 99 %) регистрации заряженных частиц. Время пролёта частиц измеряется с точностью близкой к проектной, равной 300 пкс. Так, для продольных счётчиков среднее разрешение по времени пролёта составляет 360 пкс, для торцевых — 320 пкс. Такое временное разрешение соответствует разделению  $\pi/K$  на уровне двух стандартных отклонений до импульса 600 МэВ/с.

### **3.3.4. Цилиндрический электромагнитный калориметр на основе жидкого криптона**

В качестве цилиндрической части электромагнитного калориметра детектора КЕДР используется ионизационный калориметр на основе жидкого криптона (LKr) [84–86]. Внутренний радиус калориметра 75 см, толщина 68 см или 14.8 радиационных длин. Полное количество LKr — 27 тонн. Высоковольтные электроды ионизационных камер калориметра разбиты на прямоугольники, соединённые между собой по радиусу так, что образуют ячей-

ки («башни») калориметра, ориентированные на место встречи. По радиусу калориметр имеет три слоя таких ячеек, которые объединяются в «супер-башни». Электроды первого слоя разбиты на полоски для измерения координат. Общее число каналов регистрирующей электроники калориметра равно 7240, из них 2304 канала предназначены для измерения энергии и 4936 — для измерения координат.

Энергетическое разрешение калориметра в области больших энергий было измерено на событиях упругого  $e^+e^-$  рассеяния и составляет  $3.0 \pm 0.1\%$  на энергии 1.8 ГэВ. Пространственное разрешение LKr калориметра, измеренное для минимально ионизирующих частиц на событиях с космическими мюонами [87], составило  $0.62 \pm 0.1$  мм (для перпендикулярного падения мюона). Пространственное разрешение для фотонов различной энергии было измерено с использованием прототипа калориметра [88]. Полученное в этом эксперименте значение для разрешения, практически во всем энергетическом диапазоне энергии, лучше 1 мм.

### 3.3.5. Торцевой электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI

Торцевой калориметр детектора КЕДР [89, 90] состоит из 1536 сцинтилляционных кристаллов CsI(Na) с регистрацией света вакуумными фототриодами. Толщина калориметра составляет 300 мм или 16.2 радиационные длины. Торцевой калориметр охватывает область полярного угла от  $6^\circ$  до  $38^\circ$ , что соответствует  $\simeq 20\%$  полного телесного угла.

Сцинтилляционный свет регистрируется при помощи вакуумных фототриодов, снабжённых зарядо-чувствительными предусилителями. Полные шумы электронного тракта калориметра соответствуют уровню 400 кэВ.

Энергетическое разрешение калориметра, полученное по событиям упругого  $e^+e^-$  рассеяния, составляет 3.5 %, а его пространственное разрешение —  $\simeq 8$  мм.

### 3.3.6. Мюонная система

Мюонная система детектора КЕДР [91] состоит из 88 блоков стримерных трубок, объединённых в три слоя и расположенных внутри магнитного ярма детектора. Полное число каналов 544. Среднее разрешение по продольной координате составляет 3.5 см, что не превышает погрешности, вносимой многократным рассеянием в веществе ярма детектора для мюона, выходящего из места встречи с энергией 1.5 ГэВ. Эффективность регистрации слоя системы в среднем по системе составляет около 95 %, что позволяет надёжно регистрировать и идентифицировать частицы, выходящие из места встречи, по пробегу.

### 3.3.7. Монитор светимости

Оперативное измерение светимости на детекторе КЕДР производится с помощью монитора светимости по частоте однократного тормозного излучения [92, 93] (ОТИ) ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ). Фотоны ОТИ от электронного и позитронного пучков с энергией больше 300 МэВ регистрируются при помощи двух сэндвич-калориметров (свинец-сцинтиллятор,  $18X_0$ ). Каждый сэндвич состоит из 4 блоков, которые просматриваются 16 ФЭУ. Всего система имеет 40 амплитудных каналов. Для измерения положения пучка в месте встречи используются две двухкоординатные индукционные камеры, расположенные перед сэндвичами. Фотоны ОТИ конвертируют в свинце толщиной 2 мм, а электроны и позитроны регистрируются камерой.



Проектное разрешение сэндвичей около 4 % на энергии 1 ГэВ, , что отличается от достигнутого разрешения в  $6 \div 7$  %. Однако при работе в области  $\psi$  резонансов данный факт слабо влияет на физические результаты. Абсолютная точность измерения светимости составляет  $3 \div 5$  %.

### 3.4. Моделирование процессов в детекторе КЕДР

Программа моделирования детектора КЕДР реализована в рамках программного пакета GEANT 3.21 [94]. В программе моделируются все системы детектора КЕДР.

Для изучения физических процессов в рамках программы моделирования реализовано около 50 генераторов событий. Часть генераторов, используемых в данном анализе, перечислена ниже.

Процесс  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  в области  $J/\psi$ -резонанса (раздел 2 формула (2.2) на стр. 19) состоит из:

1. резонансного вклада с угловым распределением  $\sim (1 + \cos^2 \theta)$ ;
2. нерезонансного вклада  $\sigma_{\text{КЭД}}$ , полностью определяемого квантовой электродинамикой (Баба-рассеяние) [55, 56];
3. двух интерференционных слагаемых, имеющих соответствующие угловые распределения  $(1 + \cos^2 \theta)$  и  $(1 + \cos^2 \theta)^2 / (1 - \cos \theta)$ .

В отличие от  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , события  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  имеют более простую структуру (раздел 2 формула (2.4) на стр. 19). Основной вклад в области  $J/\psi$  даёт резонансный член, который как и интерференционное слагаемое имеет угловое распределение  $\sim (1 + \cos^2 \theta)$ .

Число событий моделирования, задействованных в анализе для процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , превышает число событий, полученных из эксперимента, примерно в 25 раз.

При моделировании эффекта интерференции разыгрывались события с соответствующими угловыми распределениями (для  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  по формуле (2.2), а для  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  по формуле (2.4)). Число моделируемых событий интерференции бралось пропорционально модулю сечения. В зависимости от знака интерференции при данной энергии пучка эти события вычитались или прибавлялись к событиям резонансного и нерезонансного рассеяния.

Для учёта влияния радиационных поправок в конечном состоянии на величину наблюдаемого сечения при моделировании резонансного вклада распадов  $J/\psi \rightarrow e^+e^-(\mu^+\mu^-)$  использовался пакет PHOTOS [95]. Радиационные поправки в начальном состоянии уже учтены в формуле (2.2).

Для моделирования Баба-рассеяния ( $\sigma_{\text{КЭД}}$ ) использовалось два независимых генератора BHWIDE [96] и MCGPJ [97]. Эти генераторы учитывают радиационные поправки как в начальном, так и в конечном состоянии.

Кроме процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  необходимо было учитывать и другие процессы, которые могут стать фоном для изучаемого процесса. Для оценки вклада фоновых процессов моделировались процессы  $e^+e^- \rightarrow$  адроны и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ .

Полное сечение рождения адронов вблизи узких резонансов [54] имеет вид:

$$\sigma^h = \frac{4\pi}{M^2} \left\{ \frac{3\Gamma_{ee}}{M} \left( \frac{\Gamma_h}{\Gamma} \right) \left( 1 + \frac{3}{4}\beta \right) \text{Im}f - \frac{2\alpha\sqrt{R\Gamma_{ee}\Gamma_h}}{M} \lambda \left( 1 + \frac{11}{12}\beta \right) \text{Re}f + \frac{\alpha^2 R}{3} \left( 1 + \frac{13}{12}\beta \right) \right\}, \quad (3.1)$$

где  $\Gamma_h$  — адронная ширина резонанса,  $R = \sigma^h/\sigma^{\mu^+\mu^-}$  вне резонанса, а параметр  $\lambda$  ( $|\lambda| \leq 1$ ) характеризует, насколько близки по своим свойствам конечные состояния в распаде резонанса и в однофотонном канале. Для  $J/\psi$ -резонанса  $\lambda \simeq 0.15$  ( $\Gamma_h/\Gamma = 87.7 \pm 0.5\%$ , а  $\Gamma_{virtual \gamma \rightarrow hadrons}/\Gamma = 13.5 \pm \pm 0.3\%$  [32]).

Для оценки вклада этого процесса использовались генераторы событий JETSET 7.4 [98], основанные на лундской струнной модели фрагментации. Для большего соответствия реальности использовались экспериментально измеренные значения вероятностей распада  $J/\psi \rightarrow$  адроны [32]. Каждому событию моделирования приписывался вес для того, чтобы с его учётом вероятности распадов, произведённых с помощью генераторов событий JETSET и полученные на эксперименте, совпали. Для расчёта весов событий использовалась библиотека с открытым исходным кодом, содержащая решатели основных задач линейной алгебры LAPACK [99].

Отдельно для дополнительной проверки моделировались адронные распады  $J/\psi \rightarrow \pi\pi$  и  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  для встречных  $e^+e^-$  пучков:

$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$  Процесс  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$ , подавленный по G-чётности. Вероятность распада  $J/\psi$  на  $\pi^+\pi^-$  равна  $(1.47 \pm 0.23) \times 10^{-4}$  [32].

$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  Вероятность распада  $J/\psi$  на  $p\bar{p}$  равна  $(2.17 \pm 0.08) \times 10^{-3}$  [32]. Угловое распределение процесса  $\frac{d\sigma}{d\omega} \sim 1 + \alpha \cos^2\theta$ , где  $\alpha = 0.676 \pm 0.036 \pm 0.042$  [100].

По сравнению с дифференциальным сечением процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  нигде не превышает 5%. Для оценки вклада этого процесса использовался генератор  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  Ф. А. Берендса [101].

### 3.5. Триггер детектора КЕДР

Триггер детектора — это система быстрого отбора событий, полная информация о которых затем считывается в ЭВМ. Триггер детектора КЕДР состоит из двух уровней, называемых первичным триггером (ПТ) и вторичным триггером (ВТ). При срабатывании ПТ запускается ВТ. Событие считывается только при положительном решении ВТ. Характерная частота запусков первичного триггера составляет около  $5 \div 10$  кГц, вторичного —  $50 \div 150$  Гц.

В первичном триггере используются сигналы со следующих систем: сцинтилляционных счётчиков (TOF), цилиндрического (LKr) и торцевого (CsI) калориметров и системы регистрации рассеянных электронов. Во вторичном триггере в дополнение к перечисленным системам используется информация с дрейфовой камеры, вершинного детектора и мюонной системы.

По сигналам с подсистем детектора формируются «аргументы» триггера. На данном событии каждый аргумент принимает значение 1 («истина») или 0 («ложь») в зависимости от того, выполнено соответствующее ему условие или нет. Логическое **И** нескольких аргументов образует «маску». Условие срабатывания ПТ (ВТ) является логическим **ИЛИ** нескольких масок.

Далее перечислены аргументы первичного и вторичного триггеров, которые использовались в эксперименте по сканированию  $J/\psi$  в апреле 2005 года (раздел 5 стр. 54).

CSI1/CSI2 Выдаёт положительное решение, если энергосигнал хотя бы в одной из супербашен (специальным образом сформированные группы расположенных рядом кристаллов) в первом/во втором торце CsI-калориметра превысило порог, меняющийся в зависимости от близости супербашни к пучку от 60 МэВ до 120 МэВ.

- SC2 Выдаёт положительное решение, если сработало более двух «несмежных» сцинтилляционных счётчиков (СС). «Несмежность» требуется только для торцевых СС, так как велика вероятность их срабатывания от одной частицы.
- SC1F Выдаёт положительное решение, при совпадении сцинтилляционного счётчика со временем  $e^+e^-$  столкновения.
- ABG Накладывает вето в случае, если энерговыделение в ближних к пучку кристаллах торцевого калориметра превышает порог ( $\simeq 30$  МэВ). Используется для уменьшения загрузки триггера от пучкового фона.
- VD2/VD3/VD4 Выдаёт положительное решение, если сработало как минимум две/три/четыре несмежные (число дыр между ячейками  $\geq 2$ ) «универсальные ячейки» в вершинном детекторе.
- DCKN Выдаёт положительное решение, если сработало  $\geq K$  несмежных дрейфовых ячеек в  $N$ -ом аксиальном слое ДК. Несмежными считаются ячейки разделённые хотя бы одной «дыркой».
- SB1N Выдаёт положительное решение, если энерговыделение как минимум в  $N$  супербашнях цилиндрического LKr калориметра превысило заданный мягкий порог (около 60 МэВ).
- SB2N Выдаёт положительное решение, если энерговыделение как минимум в  $N$  супербашнях цилиндрического LKr калориметра превысило порог 400 МэВ.
- RND/GEN Контрольный случайный запуск в ПТ и ВТ соответственно.

Решения ПТ и ВТ обеспечиваются аппаратным образом, и поэтому имеют неопределённости, связанные с шумами, наводками и невысоким энергетическим разрешением сигнала, доступного на момент принятия решения.

Все эти эффекты сложно учесть на этапе моделирования отклика детектора. Чтобы уменьшить эти неопределённости была создана программа расчёта решения триггера. Эта программа позволяет вычислить решение триггера следуя той же логике, что и аппаратный триггер, используя данные, имеющиеся после полной оцифровки события. Программа расчёта решения триггера применяется для обработки и событий моделирования, и данных эксперимента. Пороги в программе расчёта решения триггера устанавливаются существенно выше аппаратных, что уменьшает неопределённости связанные с измерением значений аппаратных порогов.

## Глава 4

### База данных детектора КЕДР

Эксперименты в физике высоких энергий характеризуются большим числом каналов электроники, по которым поступают данные с детектора, и значительным промежутком времени (годы), который отводится на проведение исследований. Для сохранения структурированной информации о состоянии систем детектора с целью последующего её извлечения для обработки экспериментальных событий необходима надёжная система управления базами данных (СУБД).

Информация о состоянии детектора разделяется на два типа данных: калибровочные константы и результаты измерений системы медленного контроля. По сути эти данные представляют из себя массивы чисел с привязкой к конкретному моменту времени.

Калибровочные константы характеризуют состояние систем детектора. К калибровочным константам относятся, как данные полученные с помощью специальных процедур, выполняемых вне набора статистики, например, пьедесталы, так и данные, полученные при обработке файлов экспериментальных заходов, например, информация о рабочих каналах в заходе. Калибровочные константы меняются достаточно редко и, как правило, их изменения привязаны к порядковому номеру экспериментального захода. Число уникальных записей массивов калибровочных констант обычно не превышает несколько тысяч, а сами массивы калибровочных констант могут содержать десятки тысяч однотипных элементов.

Система медленного контроля используется для мониторингования текущего состояния электроники детектора и ускорительного комплекса, напри-

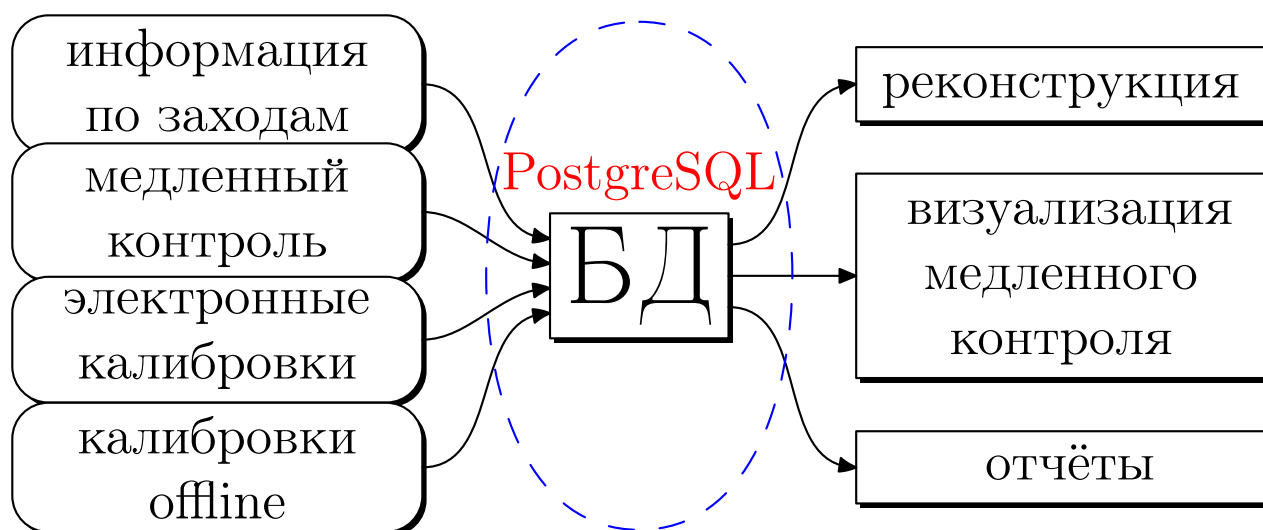


Рис. 4.1. База данных эксперимента КЕДР.

мер, контроль напряжения источников питания детекторной электроники, отслеживание температуры воздуха в стойках с информационными платами, учёт давления криптона в LKr-калориметре, и т. д. Информация от системы медленного контроля, как правило, обновляется каждые несколько минут. Количество уникальных записей по каждому из массивов наблюдаемых параметров может превышать сотни тысяч, а число однотипных элементов массивов обычно не превышает нескольких сотен. Для целей оперативного контроля эти данные, в отличие от калибровочных данных, нуждаются в визуализации.

На рис. 4.1 сведены воедино задачи, в процессе функционирования которых производится доступ к базе данных детектора КЕДР. При выборе модели базы данных было решено объединить задачи сохранения калибровочных констант и информации от системы медленного контроля в одну. Для этого необходимо обеспечить достаточно быструю вставку относительно больших фрагментов данных (несколько десятков тысяч чисел) для калибровочных констант и быстрый поиск для относительно большого числа записей



(несколько сотен тысяч) в случае доступа к данным медленного контроля. Дополнительным требованием к базе данных была необходимость обеспечить доступ к ней программ, работающих под управлением как GNU/Linux, так и VAX/VMS.

## 4.1. Выбор системы управления базами данных

Выбор системы управления базами данных (СУБД) для эксперимента КЕДР производился в 2000 году. Среди возможных альтернатив на момент принятия решения присутствовали следующие доступные программные продукты: HEPDB [102], MySQL [103], Oracle [104] и PostgreSQL [105]. Также рассматривалась возможность написания собственного комплекса программ для управления данными эксперимента.

HEPDB — специализированная база данных, разработанная для нужд экспериментальной физики высоких энергий в ЦЕРН. В ИЯФ имелся опыт использования этого программного продукта в экспериментах детектора КМД [106]. К моменту рассмотрения эта СУБД безнадежно устарела и не развивалась.

MySQL — свободная<sup>1</sup> система управления базами данных MySQL сейчас является собственностью компании Sun Microsystems, осуществляющей разработку и поддержку приложения. Распространяется под свободной лицензией GNU General Public License и под собственной коммерческой лицензией, на выбор. MySQL является решением для малых и средних приложений. На момент рассмотрения в MySQL

---

<sup>1</sup> Свободное программное обеспечение — программное обеспечение, в отношении которого пользователь обладает «четырьмя свободами»: запускать, изучать, распространять и улучшать программу.

отсутствовал механизм транзакций, гарантирующий целостность данных в случае программного сбоя.

Oracle — коммерческая СУБД, разрабатываемая одноимённой фирмой. Это самое функциональное и наиболее требовательное к ресурсам решение из рассматриваемых здесь.

PostgreSQL — свободная объектно-реляционная система управления базами данных. Среди свободных СУБД является самой функциональной и наиболее легко масштабируемой, поэтому активно используется для хранения астрономических данных [107]. Распространяется под лицензией BSD.

В качестве СУБД для обеспечения нужд эксперимента КЕДР была выбрана PostgreSQL. Возможности базы данных PostgreSQL кратко описаны в серии статей [108–113]. Выбор стандартной неспециализированной реляционной СУБД общего предназначения для хранения данных эксперимента полностью оправдал себя. СУБД PostgreSQL оказалось достаточно гибкой и эффективной, чтобы удовлетворить имеющиеся запросы. Наличие готового решения сэкономило время, которое при другом выборе было бы потрачено на реализацию специализированной СУБД, а её открытая архитектура позволила легко перенести на VAX/VMS библиотеку, реализующую интерфейс доступа к БД.

Для развёртывания СУБД был выбран компьютер Pentium II 300 МГц с 128 Мб памяти, на которой она и проработала более четырёх лет. Сейчас для базы данных эксперимента КЕДР выделен отдельный двухпроцессорный сервер с процессорами AMD Opteron™ Processor 240 (1395 МГц) с объёмом памяти в 1 Гб. В этом случае на открытие соединения с базой данных

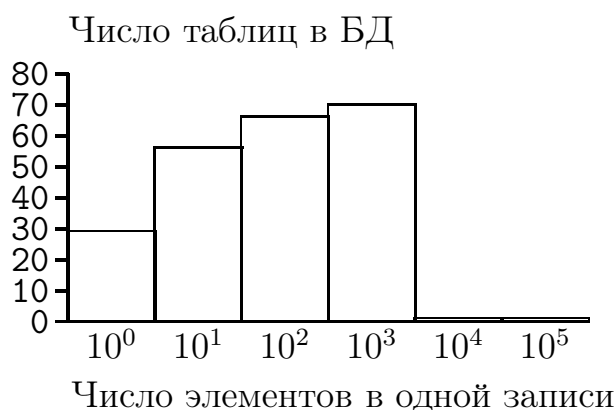


Рис. 4.2. Распределение таблиц в базе данных детектора КЕДР в зависимости от числа элементов в одной записи.

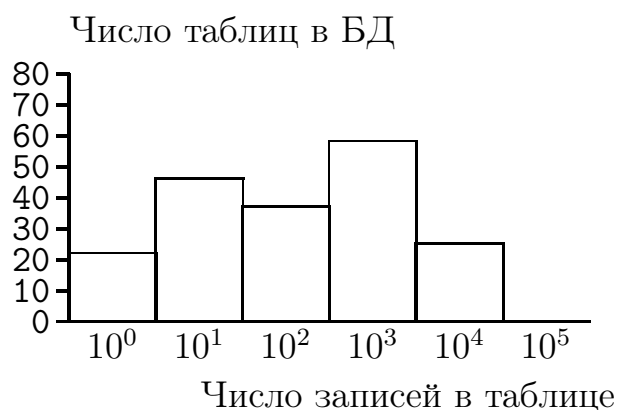


Рис. 4.3. Распределение таблиц в базе данных детектора КЕДР в зависимости от числа записей в таблице.

уходит около 15–20 мс, а на чтение массива данных после открытия соединения 2–10 мс в зависимости от размера калибровочного массива.

Полная резервная копия базы данных делается ежедневно в ночное время с помощью штатной программы `pg_dump` и копируется на удалённую машину для гарантированной сохранности. Сохраняются четыре последние дневные суточные копии и еженедельные копии. СУБД PostgreSQL отработала в течении 9 лет проведения эксперимента КЕДР без единого программного сбоя, который привёл бы к потере данных. Единственный аппаратный сбой, был ликвидирован в течении рабочего дня с помощью штатного восстановления базы данных из резервной копии.

К 2010 году физический объём базы данных составлял 25 Гб, а размер сжатой резервной копии был равен 5.9 Гб. Общая информация о числе сохраняемых в базе данных массивов чисел в зависимости от размера этих массивов и от числа записей представлена в виде гистограмм на рис. 4.2 и рис. 4.3. Всего за время существования базы данных детектора КЕДР было сделано свыше десяти миллионов записей, что соответствует примерно двум миллиардам чисел.

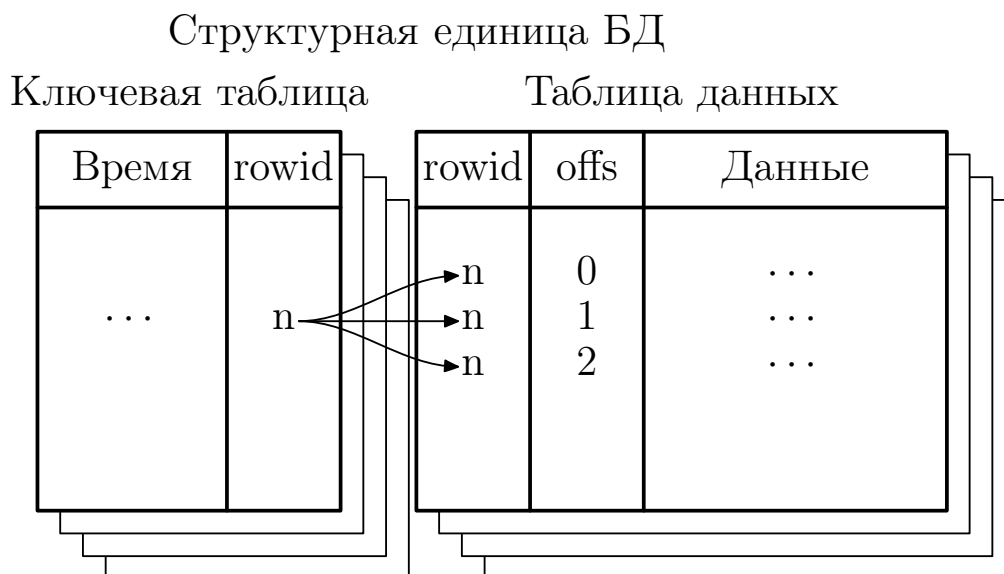


Рис. 4.4. Структура таблиц БД, используемых для хранения калибровочных массивов и данных медленного контроля.

Кроме числовой информации в базе данных эксперимента КЕДР можно сохранять также бинарные и текстовые объекты.

## 4.2. Структура базы данных

Используемая для хранения массива данных структурная единица БД создаётся администратором СУБД по запросу пользователя и состоит из двух таблиц: ключевая таблица и таблица данных. Каждая такая структура имеет уникальное имя (например, `lkrped`). Имя ключевой таблицы создаётся путём добавления суффикса `_key` к имени структуры (`lkrped_key`), а имя таблицы данных — путём добавления суффикса `_data` (`lkrped_data`). Схематичное представление таблиц структурной единицы с уменьшенным количеством столбцов изображено на рис. 4.4. Разделение на две таблицы произошло из-за необходимости быстрого поиска ближайшей к заданному времени записи.

Ключевая таблица состоит из шести именованных столбцов:

- inserttime** — время фактической вставки записи. Добавляется при добавлении записи автоматически. Используется для контроля;
- begintime** — время начала действия записи;
- endtime** — время окончания действия записи;
- ver** — версия записи;
- rowid** — номер соответствующей записи в таблице данных.

Комбинация (**begintime,ver**) является уникальным ключом. В базе данных могут храниться массивы соответствующие одному и тому же интервалу времени, но с разными версиями. Это позволяет хранить в БД несколько вариантов калибровочных констант без создания дополнительных таблиц. Значение окончания действия записи (**endtime**) по умолчанию не определено и считается, что окончание действия записи совпадает с началом действия следующей по времени записи.

Поиск ближайшей предыдущей записи по заданному времени выполняется SQL-запросом следующего вида:

```
select Rowid from «Имя таблицы»
      where BeginTime<=«Время» and Ver=«Номер версии»
      order by BeginTime desc limit 1
```

Таблица данных в зависимости от длины сохраняемого массива имеет разное число колонок:

- rowid** — уникальный номер для доступа к данным. Соответствует одноимённой колонке в ключевой таблице;
- offs** — сдвиг для многострочных записей;
- d0, d1, ..., d<N-1>** — собственно, данные (**N** — число столбцов с данными).

Уникальным ключом для этой таблицы является комбинация (**rowid,offs**).

PostgreSQL имеет принципиальное ограничение на число столбцов в таблице. Максимальное число колонок в таблице для версии PostgreSQL 8.3 не может быть больше 250–1600 в зависимости от типа данных, а размеры калибровочных массивов для детектора КЕДР часто превышают эти пределы (рис. 4.2 на стр. 43). Для обхода этого ограничения и было введено поле `offs` для поддержки многострочных записей. Поддержка многострочных записей в свою очередь привела к разделению на ключевую таблицу и таблицу с данными, что значительно ускорило поиск по времени в случае больших калибровочных массивов.

С увеличением числа столбцов и приближением к ограничению СУБД PostgreSQL по числу колонок в таблице скорость доступа замедляется. С другой стороны, слишком малое число колонок в таблице данных также приводит к замедлению. В 2004 году в рамках работы [114] были проведены измерения для поиска оптимального числа столбцов для таблицы с данными. Для актуальной на тот момент версии PostgreSQL 7.3 и функционирующего сервера БД (процессор Pentium II 300 МГц и 256 Мб оперативной памяти) оптимум лежал в районе 100 колонок и слабо зависел от размера калибровочного массива.

Колонки данных могут иметь тип целого числа (`int`), бинарного объекта (`large object` или `lobj`) или текста (`text`). В большинстве таблиц элементы данных — целые числа. Бинарные объекты сохраняются только в случае очень больших объёмов калибровочной информации. Прозрачное представление элементов калибровочных массивов в базе данных в виде чисел позволяет легко получить к ним доступ через стандартную консоль БД<sup>2</sup>, что значительно облегчает проверку и отладку программ, зависящих от работы БД.

---

<sup>2</sup> В случае PostgreSQL — это программа `psql`.

Информация о всех калибровочных таблицах базы данных хранится в таблице `kdb_systemtable`, которая имеет следующую структуру:

`tableid` — уникальный числовой идентификатор таблицы. Используется для доступа к ней из программ;

`tablename` — имя ключевой таблицы;

`dataname` — имя таблицы данных;

`tablelength` — размер сохраняемого массива данных;

`tablewidth` — ширина таблицы данных без учёта полей `rowid` и `offs`;

`type_of_data` — тип данных. Может принимать значение `int` (целые числа), `lobj` (большие объекты) или `text` (текст);

`description` — текстовое описание.

Информация по заходам автоматически записывается в специальную таблицу `run_info` при старте и завершении набора статистики. Она же используется для привязки калибровочных массивов данных к конкретному номеру захода. Для этого используются поля таблицы `run` (уникальный номер захода) и `time_begin` (время начала захода).

### 4.3. Доступ к базе данных

Интерфейс доступа к базе данных детектора КЕДР из программ реализован в рамках программного пакета KDB [115] в виде библиотеки, написанной на языке Си. Это позволяет использовать эту библиотеку без дополнительных модификаций в программах написанных на Fortran и C++. Кроме статической библиотеки `libKDB.a` после сборки программного пакета пользователям предоставляется разделяемая библиотека `libKDB-root.so` для получения доступа к базе данных в рамках интерактивной среды анализа ROOT [116, 117] и программный модуль `KedrPG.pm` для доступа к БД

из сценариев написанных на языке perl. Вместе с библиотеками и заголовочными файлами пользователям доступны также их исходные коды, примеры использования и подробная документация.

Типичный пример использования интерфейса базы данных состоит из команды получения доступа к базе данных, команд записи/чтения массива данных и команды закрытия соединения с базой данных.

```
// Пример программы доступа к базе данных детектора КЕДР.
#include "KDB/kdb.h"
int main() {
    // Указатель на структуру соединения с БД.
    KDBconn *conn;
    int run, id, LKrQLTY[9600], length;
    // Номер захода.
    run=5461;
    // Идентификатор таблицы lkrqlty.
    id=kdb_get_id(conn, "lkrqlty");
    // Размер данных в таблице lkrqlty.
    length=kdb_get_length(conn, id);
    // Подсоединение к базе данных.
    conn=kdb_open();
    // Чтение актуальной на момент начала захода run калибровочной
    // информации.
    kdb_read_for_run(conn, id, run, LKrQLTY, length);
    // Закрытие соединения с базой данных.
    kdb_close(conn);
}
```



Функции интерфейса доступа к БД разделяются на следующие группы:

1. Функции доступа к БД. В эту группу входят две функции для открытия (`kdb_open`) и закрытия (`kdb_close`) соединения с БД.
2. Функции чтения (`kdb_read`) и записи (`kdb_write`) массивов данных. Кроме доступа по времени возможен также доступ по номеру захода (функции с суффиксом `_for_run`) с указанием версии записи (функции с суффиксом `_for_ver`).
3. Функции управления версиями записей. С их помощью, например, можно установить версию по умолчанию (`kdb_setver`) и получить информацию о текущей версии по умолчанию (`kdb_getver`).
4. Функции для получения информации о таблице. С их помощью, например, можно узнать уникальный идентификатор таблицы по мнемоническому имени (`kdb_get_id`) и размер записи (`kdb_get_length`).
5. Функции для работы с отдельными столбцами (`kdb_col_read`).
6. Функции для чтения и модификации таблицы `run_info` (информация по заходам).
7. Сервисные функции для инициализации, чтения и записи бинарных объектов (`lobj`).
8. Сервисные функции для работы со временем, например, конвертация времени из текстовой строки в `time_t` формат и обратно.
9. Функции для работы с ошибками, например, получение кода ошибки и текстового описания возникшей в процессе выполнения программы ошибки.

#### 4.4. Визуализация данных медленного контроля

Программы медленного контроля регулярно сохраняют в базе данных информацию о состоянии детектора КЕДР и ускорительного комплекса ВЭПП-4М. Для анализа этих данных, а так же для оперативного контроля поведения этих параметров от времени, нужно иметь лёгкий и быстрый доступ к их графическому представлению.

Визуализация данных медленного контроля реализуется с помощью набора сценариев на языке perl. Для доступа к базе данных из perl использовалась библиотека DBI [118]. Процесс визуализации разделён на три этапа:

1. получение данных из базы данных,
2. создание графиков,
3. представление их в WWW.

Эта схема довольно проста в исполнении и работает без особых изменений с начала 2004 года. Типичный график визуализации данных медленного контроля приведён на рис. 4.5 (температура кондиционера №3). Кроме простых зависимостей от времени можно создавать и более сложные графики, например, такие как гистограмма на рис. 4.6.

Запуск сценария визуализации (`watcher.pl`) производится автоматически через указанный интервал времени с помощью стандартной программы `cron`. В начале извлекаются все данные за необходимый интервал времени из указанной таблицы и копируются в текстовый файл с пробелом в виде разделителя. Каждая строка в этом файле соответствует одной записи. Сами графики создаются с помощью программного пакета `gnuplot` [119, 120]. Для этого используются автоматически создаваемые по файлам описания

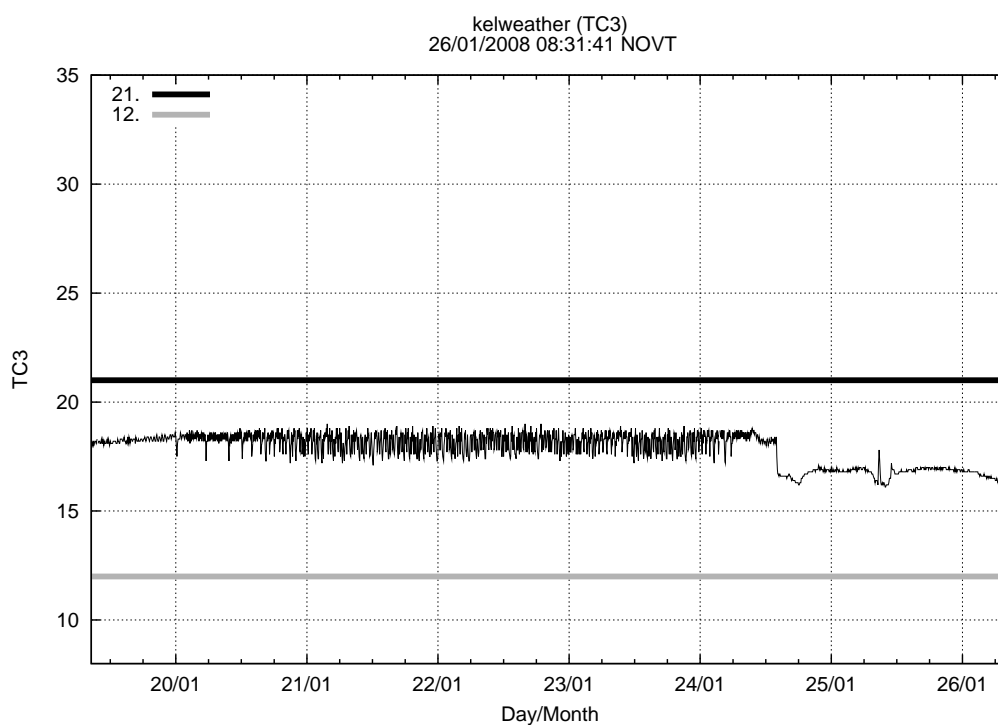


Рис. 4.5. Температура кондиционера, охлаждающего электронику системы сбора данных, за неделю (Пример визуализации).

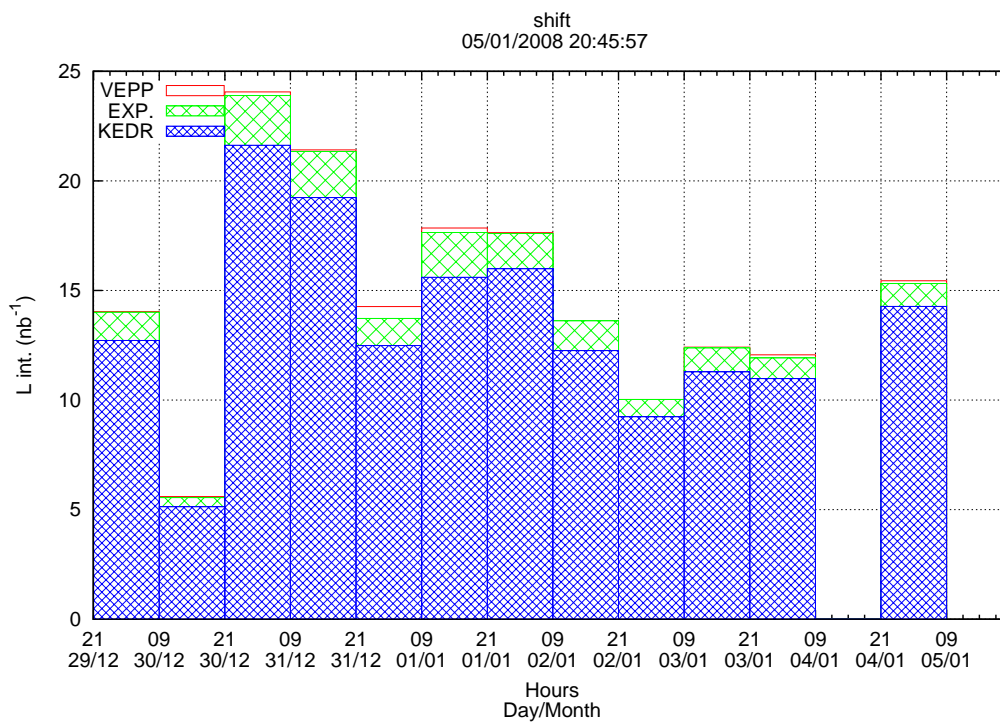


Рис. 4.6. Набранная и записанная светимость в разные смены за неделю (Пример визуализации).

мониторируемых каналов gnuplot-сценарии. Файлы описания хранятся в директориях, имена которых должны совпадать с именами визуализируемых таблиц. Файлы описания мониторируемых каналов имеют примерно следующую структуру:

```
#N|name|formula          |bot|top|min|max|Description
0|h12|d6/10.;d7/10.|min|max|5.95|6.05|Дат. Холла 1 и 2
1|h1|d6/10.            |5.9|6.1|5.95|6.05|Датчик Холла 1
2|h2|d7/10.            |   |   |   |   |Датчик Холла 2
```

Первым следует порядковый номер графика, затем уникальное символьное имя. В качестве формулы можно подставить любую поддерживаемую программой gnuplot математическую комбинацию столбцов в пределах одной таблицы. На один график можно одновременно выводить несколько зависимостей (формулы для каждой зависимости разделяются знаком «;»). Колонки bot и top задают диапазон графика по оси Y, а min и max указывают на какой высоте нарисовать уровни, при выходе за пределы которых дежурному оператору следует обратить внимание на поведение представленного на рисунке параметра. Последним параметром является текстовое описание графика.

Gnuplot-сценарии, генерируемые на лету программой `watcher.pl`, сохраняются в те же директории, где лежат файлы описания. Там же сохраняются полученные с помощью этих сценариев графики в форматах PNG для просмотра и PostScript для печати

Структура директорий с графиками находится на компьютере, на котором установлен WEB-сервер Apache. Данные на WWW представляют простейшие CGI-сценарии, написанные на языке perl. На сайте эксперимента КЕДР [121] есть все необходимые ссылки и описания для просмотра графи-

ков медленного контроля. Для каждого мониторируемого параметра есть по одному суточному (обновляется каждые 5–15 минут) и месячному графику (обновляется каждую неделю). Кроме вышеупомянутого сохраняются все недельные графики (текущий недельный график обновляется как минимум раз в сутки).

С использованием такой схемы на сегодня визуализируется свыше четырёхсот параметров медленного контроля. Кроме этого при необходимости желающий может получить описанный в файле настройки набор графиков за любой заданный интервал времени.

По отзывам пользователей визуализация медленного контроля реально способствовала повышению эффективности работы комплекса ВЭПП-4М и детектора КЕДР. Данные визуализации активно использовались командой ВЭПП-4М (контроль фазовых колебаний, токи, светимость) для выбора рабочей точки ускорителя с максимальной светимостью и оптимальными фоновыми условиями. Данные по состоянию криогенного комплекса детектора позволяли оперативно реагировать на изменения в системе охлаждения сверхпроводящего соленоида и жидкокриптонового калориметра.

## Глава 5

## Описание эксперимента

Настоящий анализ базируется на статистике, набранной в период с 10 по 23 апреля 2005 года на комплексе ВЭПП-4М/КЕДР в процессе сканирования резонансной кривой  $J/\psi$ -мезона.

Набор статистики производился в одиннадцати точках по энергии. Расположение этих точек показано на рис. 5.1. За время сканирования было проведено 26 калибровок энергии пучка методом резонансной деполяризации [7] по описанной в работах [122, 123] методике. Набор статистики в каждой точке, кроме находящихся вне резонансной области, обязательно начинался и заканчивался калибровкой энергии. Точность определения энергии в каждой из точек набора статистики была не хуже 25 кэВ.

Набранная за время сканирования интегральная светимость составляет около  $230 \text{ нб}^{-1}$ , что с учётом энергии и светимости в точках набора соответствует примерно 15 тысячам распадов  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ .

На рис. 5.1 представлено сечение рождения  $J/\psi$ -мезона в адронном канале без поправки на эффективность регистрации. Эти данные использовались для фиксации положения пика резонанса и определения энергетического разброса полной энергии частиц в системе центра масс. Значение массы  $J/\psi$ , полученное в этом измерении, хорошо согласуется со среднемировым значением массы [32], определяемым результатами более ранних экспериментов ВЭПП-4М/КЕДР [73]:

$$M_{\text{КЕДР}}^{2005} - M_{\text{PDG}}^{2006} = 11 \pm 11 \text{ (стат) кэВ.}$$

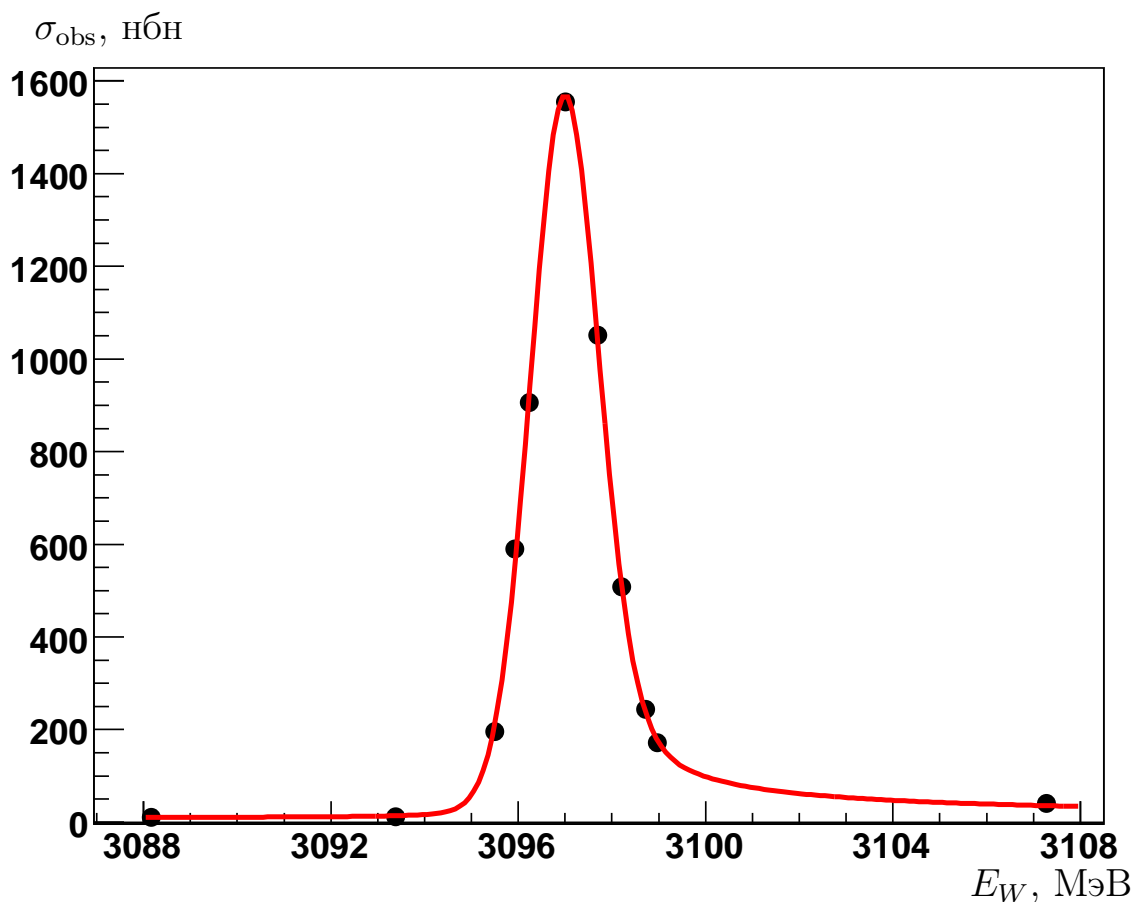


Рис. 5.1. Наблюдаемое сечение  $J/\psi \rightarrow$  адроны по результатам сканирования 2005 года.

Точность определения энергетического разброса  $\sigma_W = 0.697$  МэВ составляет примерно 2%, включая вариации, связанные с изменением тока пучков.

Оценка систематической неопределённости в измерении величины энергетического разброса получена на основании двух близких по времени сканирований  $\psi(2S)$ , проведённых в марте/апреле 2004 года. Энергетический разброс, измеренный в этих сканированиях, был равен  $(1.078 \pm 0.019)$  МэВ и  $(1.066 \pm 0.018)$  МэВ соответственно. Разница полученных величин находится в пределах статистических ошибок, которые не превышают 2%.

Следует отметить, что вклад от неопределённости измерения энергетического разброса в величину  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$  подавляется почти на порядок из-за наличия точек не только в пике, но и на склонах резонанса. Подробнее об этом рассказано в разделе 6.4.1 на стр. 78.

Относительное измерение светимости в точках сканирования проводилось по однократному тормозному излучению, а также по событиям  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , регистрируемым торцевым калориметром в угловом диапазоне от  $18^\circ$  до  $31^\circ$  от оси пучка. В абсолютной калибровке системы измерения светимости для получения величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  не было необходимости, так как анализируемые события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , кроме самого эффекта, пропорционального измеряемой величине, содержат и нерезонансный фон, который позволяет провести абсолютную калибровку светимости совместно с получением  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ . Более подробно об этом рассказано в разделе 6.1.

Первичный триггер давал положительное решение при срабатывании двух или более несмежных сцинтилляционных счётчиков или любого из торцов калориметра. Для уменьшения триггерной загрузки использовалось veto от ближайших к пучку кристаллов торцевого калориметра. Первичный триггер задавался формулой:

$$\text{SC2} * \text{ABG} + \text{CSI1} * \text{ABG} + \text{CSI2} * \text{ABG} + \text{CSI1} * \text{CSI2} + \text{RND} \quad (5.1)$$

Используемые в формулах (5.1) и (5.2) аргументы подробно описаны в разделе 3.5 на стр. 36.



Маски вторичного триггера обеспечивали наличие двух и более заряженных частиц в детекторе. Вторичный триггер задавался формулой:

$$\begin{aligned}
& VD4 * DC12 * DC22 * DC32 * SC2+ \\
& +VD4 * DC11 * DC21 * DC31 * SB11 * SC2+ \\
& +VD4 * DC11 * DC21 * SB12 + VD4 * DC11 * DC31 * SB12+ \\
& +VD4 * DC11 * CSI1 * SB11 + VD4 * DC11 * CSI2 * SB11+ \\
& +VD4 * DC21 * CSI1 * SB11 + VD4 * DC21 * CSI2 * SB11+ \\
& +VD4 * DC12 * DC22 * CSI1 + VD4 * DC12 * DC22 * CSI2+ \quad (5.2) \\
& +SB12 * SB21 * CSI1 + SB12 * SB21 * CSI2 + CSI1 * CSI2+ \\
& +SC1F * DC11 * CSI1 * SB11 + SC1F * DC11 * CSI2 * SB11+ \\
& +SC1F * DC21 * CSI1 * SB11 + SC1F * DC21 * CSI2 * SB11+ \\
& +SC1F * DC11 * DC21 * DC31 * SB11 + GEN+ \\
& +VD4 * DC22 * DC32 * SB11 * SC2 * SC1F
\end{aligned}$$

Избыточность масок во вторичном триггере дублирует запуск от разных системы детектора КЕДР, защищая от возможных поломок какой-либо из систем.

Положение места встречи определялось по восстановленным трекам многоадронных событий. Во время сканирования  $J/\psi$ -резонанса место встречи было сдвинуто и находилось в системе координат детектора КЕДР в точке ( $\Delta x = -1.3$  мм,  $\Delta y = 2.9$  мм,  $\Delta z = 3$  мм). Вариации положения места встречи не превышали 0.5 мм. Пучок в ускорителе ВЭПП-4М является плоским и его размер по горизонтали (ось X), определяемый бетатронными и синхротронными колебаниями, составлял во время эксперимента около 0.35 мм, а размер по вертикали (ось Y) был равен примерно 10 мкм. Продольный размер места встречи (ось Z) составлял около 24 мм. Сдвиг центра LKr-калори-

метра относительно системы координат детектора КЕДР по оси  $Z$  составлял  $-1.75$  мм. Все эти особенности учитывались в программе моделирования.

При обработке данных сканирования во время реконструкции отключались каналы систем детектора, в которых во время проведения эксперимента были выявлены неисправности.

## Глава 6

## Анализ данных

Целью изложенного в этой главе анализа экспериментальных данных являлось определение произведений электронной ширины  $J/\psi$ -мезона и вероятностей его распада на  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пары ( $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ ) с точностью  $2 \div 3 \%$ .

## 6.1. Идея анализа

В события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  в районе  $J/\psi$ -резонанса дают вклад три эффекта (см. формулу (2.2) на странице 19):

1. нерезонансный фон от Баба-рассеяния,
2. резонансный вклад от распада  $J/\psi$  на пару  $e^+e^-$ ,
3. интерференция между 1 и 2.

Поведение сечения этих процессов в зависимости от энергии и от угла рассеяния электрона существенно различается. Процесс Баба-рассеяния хорошо изучен, что позволяет не только выделить резонансный и интерференционный вклады с извлечением величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ , но и одновременно провести абсолютную калибровку светимости.

На рис. 6.1 приведено распределение отобранных событий по углу рассеяния электрона. Экспериментальное сечение  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  изображено точками с усами. Вертикальными усами показана статистическая ошибка измерения. Гистограммами представлены результаты моделирования. На малых углах доминирует Баба-рассеяние, а на больших — события распада ре-

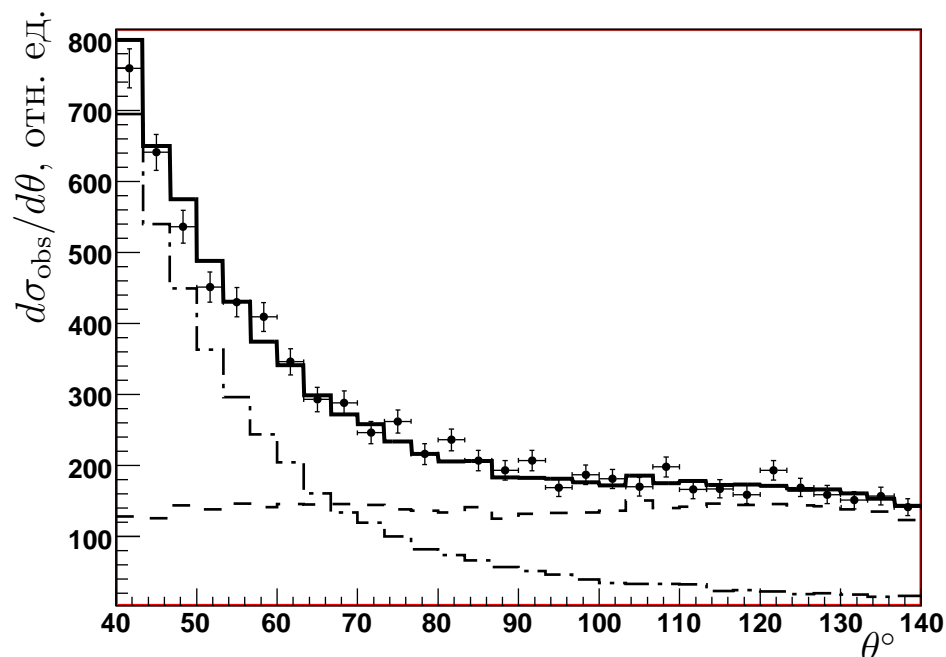


Рис. 6.1. Наблюдаемое сечение  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  как функция угла рассеяния электрона в пике  $J/\psi$ . Точки — эксперимент, гистограммы — моделирование (штрихпунктирная — Баба-рассеяние, штриховая — вклад резонанса, а сплошная — их сумма).

зонанса. Эффект интерференции не показан, так как приведённые на рис. 6.1 данные соответствуют пику  $J/\psi$ , где она близка к нулю. Для изучения систематических ошибок аналогичный анализ проводился и по углу рассеяния позитрона.

Теоретическая зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  от энергии в области  $J/\psi$ -мезона была представлена на рис. 2.1 и рис. 2.2 (стр. 21).

Для измерения величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  с точностью в  $2 \div 3\%$  данные были представлены в виде двумерной гистограммы от угла отклонения заряженной частицы  $\theta$  и от энергии в центре масс  $W$ . Ранее для извлечения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и совместной абсолютной калибровки светимости в подобных экспериментах (раздел 1.2) использовалась одномерная гистограмма по энергии в центре масс  $W$ . Предложенный автором и реализованный в данной работе

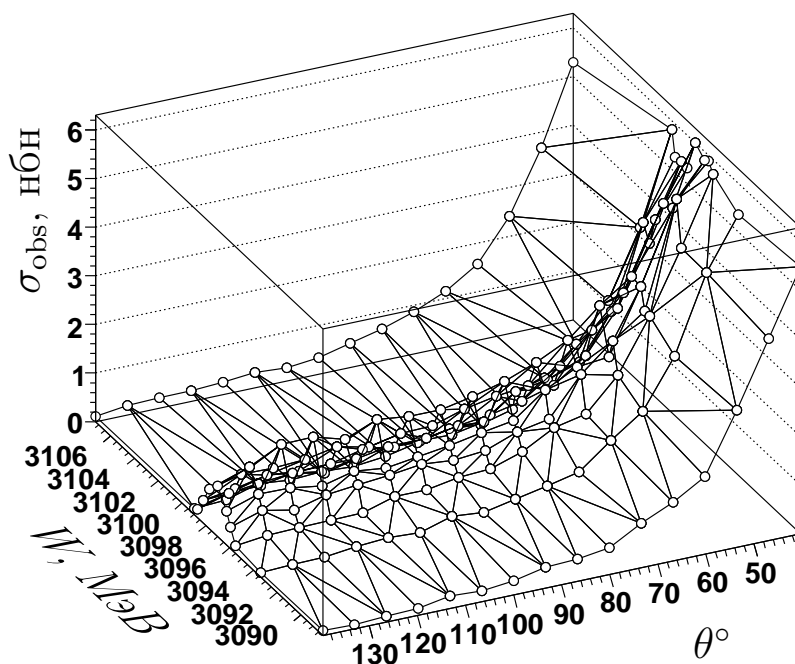


Рис. 6.2. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  в области  $J/\psi$ -резонанса от энергии в центре масс  $W$  и от угла рассеяния электрона  $\theta$ .

метод представления экспериментальных данных в виде двумерной гистограммы для определения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  позволяет уменьшить статистическую ошибку результата примерно на  $40 \div 50 \%$ . На рис. 6.2 изображена такая экспериментальная гистограмма дифференциального сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  в области  $J/\psi$ -резонанса. Каждый узел двумерной поверхности соответствует экспериментальной точке. Точки приведены без ошибок, чтобы не загромождать двумерный график.

После проведения абсолютной калибровки светимости её результаты можно использовать для извлечения величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ , подогнав экспериментальную гистограмму числа событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  от энергии теоретической зависимостью. Пример такой зависимости представлен на рис. 2.3 на стр. 22.

Систематическая неопределённость ширины энергетического разброса составляет около 2 %. Учёт зависимости сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  от энергии позволил уменьшить вклад в систематическую ошибку, связанную с фиксацией энергетического разброса определённого в многоадронном канале.

Основным фоном для событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  являются космические события. В отличие от эффекта, пропорционального интегральной светимости, число космических событий пропорционально времени набора с учётом КПД детектора.

## 6.2. Отбор событий

Для минимизации систематических неопределённостей, связанных с фоновыми срабатываниями детектора, а также для максимального приведения в соответствие эксперимента и моделирования, при анализе на экспериментальные события необходимо накладывать условия отбора. При этом условия отбора являются одним из основных источников систематических неопределённостей.

Фоновые события можно разбить на четыре класса:

1. «машинный» или «ускорительный» фон — события взаимодействия пучков с остаточным газом в окрестности места встречи, а также осколки ливней, вызываемых частицами выбывшими из накопителя в районе прямолинейного промежутка;
2. «космический» фон — события регистрации космических частиц;

3. нерезонансный физический фон — события континуума, которые отличаются от процессов упругого рассеяния  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и аннигиляции в  $e^+e^-$  пару, или процесса аннигиляции в  $\mu^+\mu^-$  пару соответственно;
4. резонансный физический фон — распады  $J/\psi$  отличные от событий  $e^+e^-$  или  $\mu^+\mu^-$  соответственно.

Кроме перечисленных классов событий на эксперименте присутствуют всевозможные их комбинации, а также события, в которых фоновые события наложились на события эффекта.

Физический фон можно частично учесть. В частности, при анализе событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  дополнительно рассматривались процессы  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ,  $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ . Однако, многоадронные распады  $J/\psi$ , а также события машинного и космического фона, необходимо максимально подавлять, так как моделирование этих процессов является достаточно сложной задачей.

В процессе анализа использовались наиболее простые условия отбора, которые в то же время обеспечивали достаточное подавление многоадронных событий и событий космического фона.

### 6.2.1. Отбор событий $e^+e^-$

Средняя скорость полной реконструкции предварительно отобранных событий в детекторе составила примерно  $50 \div 60$  <sup>соб.</sup>/с. Основное время ( $\simeq 95\%$ ) при этом тратилось на восстановление треков. Для ускорения процедуры анализа отбор событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  производился в два этапа:

1. *предварительный отбор*, во время которого использовалась только информация, полученная от электромагнитного калориметра;

2. *основной отбор*, для которого требовалась полная реконструкция.

В отсутствии треков основным объектом для предварительного отбора является кластер. Кластер формируется программой реконструкции из сработавших элементов калориметра расположенных рядом.

При проведении предварительного отбора требовалось:

1. два и более кластера в электромагнитном калориметре;
2. суммарное энерговыделение в калориметре больше 1.2 ГэВ;
3. энерговыделение в каждой из половин электромагнитного калориметра больше 500 МэВ.

Последнее условие позволило частично подавить космические события, не проходящие через центральную часть детектора.

Деление электромагнитного калориметра на две части во время предварительного отбора производится следующим образом: выбирается кластер с максимальным энерговыделением, и всё пространство делится плоскостью, которая проходит через центр детектора с нормалью ориентированной вдоль оси, выходящей из центра по направлению к выбранному кластеру.

Предварительный отбор проходило менее 6 % от общего числа событий. Отсутствие необходимости в восстановлении треков на этом этапе позволило значительно увеличить скорость отбора.

После предварительного отбора оставшиеся события полностью реконструировались. Этот шаг занимает около 8 часов при полном использовании всех вычислительных мощностей детектора КЕДР. Свыше 90 % процессорного времени уходит на обработку событий моделирования, число которых примерно в 25 раз превышает число событий ожидаемого эффекта для каждого из анализируемых процессов.



Для отбора  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  событий требовалось:

1. Ровно два заряженных трека разных знаков, исходящих из одной точки в области встречи пучков. При этом каждый из треков должен продолжаться в калориметре и иметь угол между рассеянной частицей и направлением пучка от  $30^\circ$  до  $150^\circ$ .
2. Энергия, выделившаяся в калориметре, для каждой из реконструированных частиц больше  $0.7$  ГэВ (гистограмма по энергии электрона представлена на рис. 6.3), а сумма энерговыделений обеих частиц больше  $2$  ГэВ.
3. Выделившаяся в калориметре энергия, не приписанная двум рассматриваемым частицам, не превышает  $5\%$  от полного энерговыделения.
4. Расколлинеарность по  $\theta$  и по  $\varphi$  для частиц не превышает  $40^\circ$ .

В приведённых выше условиях отсутствуют ограничения на импульсы частиц, так как калориметр обеспечивает достаточную точность для выделения событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ .

Все условия предварительного отбора являются более мягкими по сравнению с соответствующими условиями основного отбора.

### 6.2.2. Отбор событий $\mu^+\mu^-$

При отборе событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  предварительного отбора по примеру отбора  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  не проводилось, так как одного калориметра для подавления фона было недостаточно.

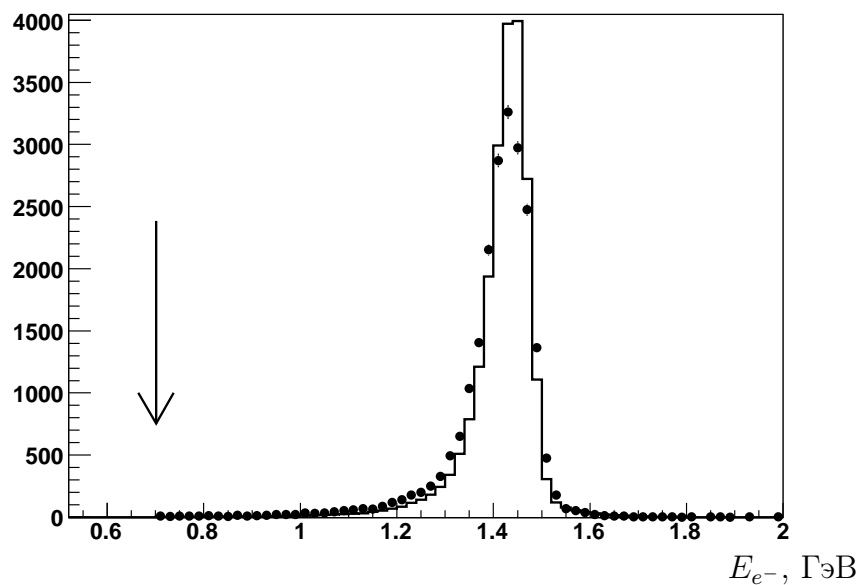


Рис. 6.3. Энергия электрона, выделившаяся в калориметре. Точки — эксперимент, сплошная линия — моделирование. Стрелочкой отмечено ограничение на минимальную энергию. К  $e^+e^-$  паре были применены все указанные в разделе 6.2.1 условия отбора.

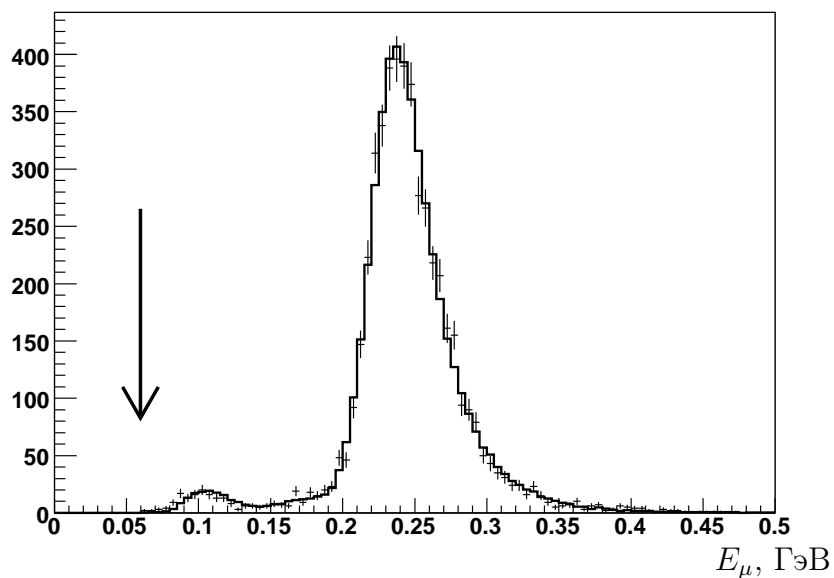


Рис. 6.4. Энергия мюона, выделившаяся в калориметре. Точки — эксперимент, сплошная линия — моделирование. Стрелочкой отмечено ограничение на минимальную энергию. К  $\mu^+\mu^-$  паре были применены все указанные в разделе 6.2.2 условия отбора.

Для отбора  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  событий требовалось:

1. Ровно два заряженных трека разных знаков, исходящих из одной точки в области встречи пучков. При этом каждый из треков должен продолжаться в калориметре и иметь угол между рассеянной частицей и направлением пучка от  $30^\circ$  до  $150^\circ$ .
2. Энергия, выделившаяся в калориметре, для каждой из реконструированных частиц меньше 500 МэВ и больше 60 МэВ (гистограмма по энергии мюона представлена на рис. 6.4), а сумма энерговыделений не должна превышать 750 МэВ.
3. Выделившаяся в калориметре энергия, не приписанная двум рассматриваемым частицам, не превышает 30 % от полного энерговыделения.
4. Расколлинеарность по  $\theta$  не превышает  $10^\circ$ , а расколлинеарность по  $\varphi$  не более  $15^\circ$ .
5. Импульс каждой частицы больше 0.5 ГэВ, а сумма импульсов больше 2 ГэВ.
6. Срабатывание хотя бы одного канала времяпролётной системы, при этом измеренное время должно лежать в диапазоне  $T_{\text{ToF}} \in (-3.75, 10.)$  нс относительно времени встречи  $e^+e^-$  пучков.

Первое условие отбора полностью дублирует первое условие для отбора событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ .

Так как мюон является минимально ионизирующей частицей, то условие на энерговыделение в электромагнитном калориметре (рис. 6.4) кардинально отличается от аналогичного условия для отбора событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  (рис. 6.3). Как видно из рис. 6.4, энерговыделение от прохож-

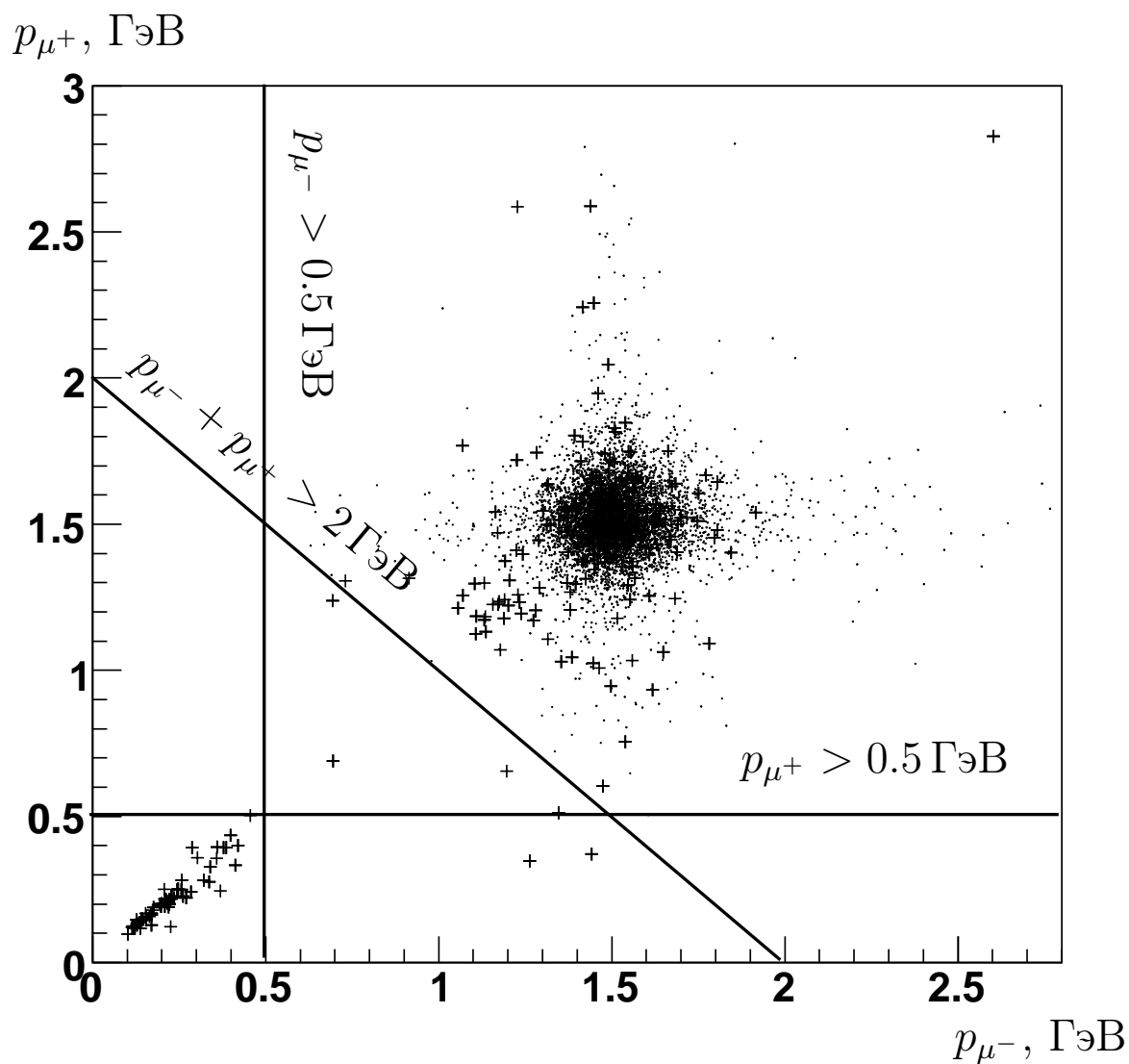


Рис. 6.5. Гистограмма распределения импульса  $\mu^+$  в зависимости от импульса  $\mu^-$  (эксперимент). Крестиками отмечены события для которых не было отклика в мюонной системе. Точками отмечены события, оба трека в которых имеют продолжение в мюонной системе. Сплошными линиями на рисунке показаны ограничения, накладываемые на импульс частиц при отборе событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ .

дения мюона составляет, как правило, около 250 МэВ, но в районе 100 МэВ на гистограмме есть ещё один небольшой пик. Этот пик связан с поломанными каналами в электромагнитном калориметре, которые приводят к частичной потере энерговыделения. По этой причине ограничение на минимальное энерговыделение для мюонов равно 60 МэВ.

Ограничение на расколлинеарность между частицами (условие отбора 4) более жёсткое, чем аналогичное ограничение для событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ . Это связано с тем, что фон от многоадронных событий в случае мюонов значительно больше, чем для электронов.

В приведённых выше условиях не использовалась информация от мюонной системы. С одной стороны, привлечение мюонной системы позволило бы избавиться от значительной части многоадронного фона, но зато уменьшает диапазон углов регистрации  $\mu^+\mu^-$  пар и вносит дополнительные систематические неопределённости в анализ. Информация от мюонной системы использовалась для определения ограничений на импульс частицы (условие отбора 5).

На рис. 6.5 приведена гистограмма распределения импульса  $\mu^+$  от импульса  $\mu^-$ . Все события в гистограмме удовлетворяют всем условиям отбора, кроме ограничений по импульсу. Дополнительно было добавлено условие, чтобы угол между каждой из частиц в событии и направлением электронного пучка лежал в диапазоне от  $50^\circ$  до  $130^\circ$  — угловой диапазон гарантировано покрываемый мюонной системой. Крестиками отмечены предположительно многоадронные и двухфотонные события, для которых не было отклика в мюонной системе. Точками отмечены события, оба трека в которых имеют продолжение в мюонной системе. Сплошными линиями на рисунке показаны ограничения накладываемые на импульс частиц при отборе событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ , чтобы отсесть предположительно двухфотонные

события. Мюонная система также используется в анализе для оценки вклада многоадронных событий.

Ограничение на времяпролётные счётчики (условие отбора б) накладывается для уменьшения фона от космических частиц. Эффективность времяпролётной системы определяется с помощью выборки событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .

### 6.2.3. Дополнительные условия отбора

Кроме перечисленных условий при обработке всех событий и экспериментальных, и моделированных требовалось положительное решение от программы расчёта решения триггера (раздел 3.5). Заданные значения энергетических порогов калориметра в программе были ужесточены примерно в полтора раза по сравнению с аппаратными, что подавляет неопределённость в значении последних и их возможную нестабильность.

## 6.3. Извлечение параметров резонанса

Для определения параметров резонанса события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  распределялись по нескольким угловым интервалам. В каждой  $i$ -ой точке по энергии и  $j$ -ом угловом интервале ожидаемое число событий параметризовалось формулой:

$$N_{\text{экс.}}(E_i, \theta_j) = \mathcal{R}_{\mathcal{L}} \times \mathcal{L}(E_i) \times \left( \sigma_{\text{пик}}^{\text{теор.}}(E_i, \theta_j) \cdot \varepsilon_{\text{пик}}^{\text{мод.}}(E_i, \theta_j) + \sigma_{\text{интер.}}^{\text{теор.}}(E_i, \theta_j) \cdot \varepsilon_{\text{интер.}}^{\text{мод.}}(E_i, \theta_j) + \sigma_{\text{Баба}}^{\text{мод.}}(E_i, \theta_j) \cdot \varepsilon_{\text{Баба}}^{\text{мод.}}(E_i, \theta_j) \right). \quad (6.1)$$

В формуле (6.1) интеграл светимости  $\mathcal{L}(E_i)$ , набранный в  $i$ -ой точке, умножается на сумму произведений теоретических сечений  $\sigma^{\text{теор.}}$  и эффективностей регистрации  $\varepsilon^{\text{мод.}}$ , полученных по данным моделирования.

В качестве угла  $\theta$  можно взять угол вылета как электрона, так и позитрона. Подгонка проводилась для обоих случаев, а результат усреднялся, при этом разница для электронов и позитронов составляла 0.3 %.

Свободными параметрами подгонки здесь являются произведение лептонной ширины и вероятности распада  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ , определяющее амплитуду резонансного сигнала ( $\sigma_{\text{пик}}^{\text{теор.}} \propto \Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  из формулы (2.2)), электронная ширина  $\Gamma_{ee}$ , задающая величину интерференционной волны ( $\sigma_{\text{интер.}}^{\text{теор.}} \propto \Gamma_{ee}$  из формулы (2.2)), и коэффициент  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ , отвечающий за абсолютную калибровку используемого монитора светимости.

Следует отметить, что коэффициент  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  учитывает возможное отличие реальной эффективности регистрации от эффективности полученной из моделирования в случае, если они не зависят от угла рассеяния и энергии пучка. Значение  $\Gamma_{ee}$ , получаемое при подгонке данных, имеет большую статистическую и систематическую неопределённость, связанные с малой величиной интерференционного члена и недостаточной точностью расчёта. Для интерференционного члена отсутствуют радиационные поправки по степени  $\beta$ .

На рис. 6.6 в качестве графического примера представлены результаты подгонки экспериментальных данных  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  теоретической зависимостью для четырёх угловых интервалов. Под малыми углами, как и на рис. 6.1, преобладают события Баба-рассеяния, под большими — события от распада  $J/\psi$ -мезона. Эффект интерференции при этом меняет знак. Для этого рисунка  $\chi^2/\text{ndf} = 53.7/41$ . При этом учитываются только статистические ошибки. При дополнительном пересчёте ошибки энергии в ошибку сечения  $\chi^2/\text{ndf} \simeq 40.5/41$ .

При подгонке экспериментальных данных формулой (6.1) с помощью метода максимального правдоподобия в 10 угловых ( $\theta$ ) интервалах получен

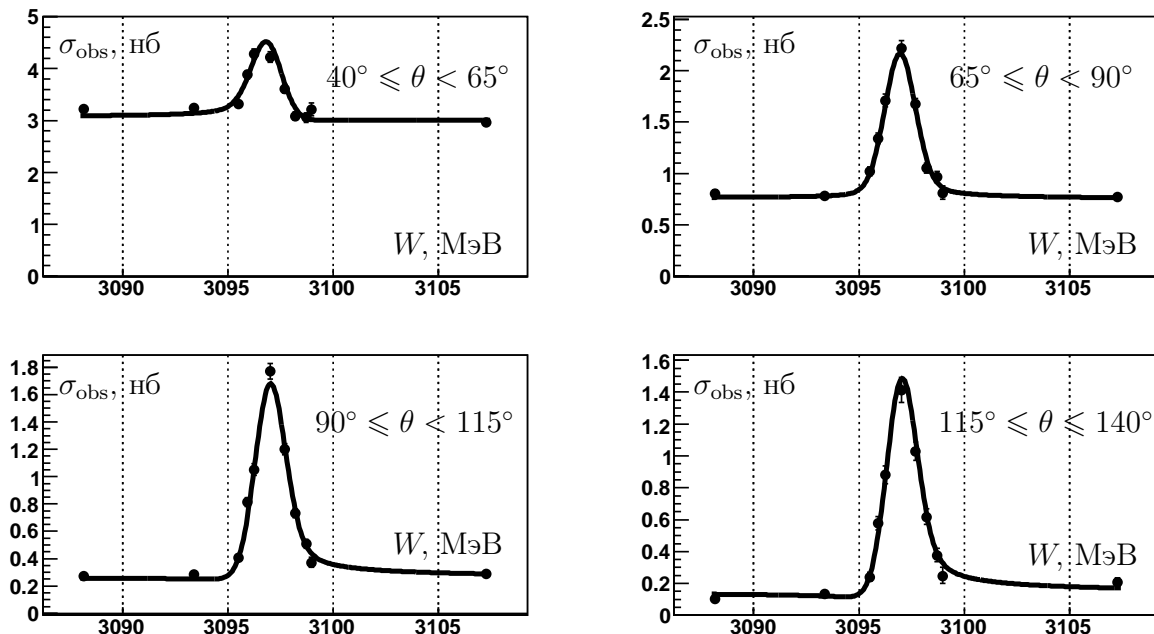


Рис. 6.6. Подгонка наблюдаемого в эксперименте сечения  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  в зависимости от энергии для четырёх интервалов угла рассеяния электрона  $\theta$ .

один из основных результатов анализа:

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma = 0.3323 \pm 0.0064 \text{ (стат.) кэВ.} \quad (6.2)$$

Величина статистической ошибки составляет 1.9%. В приведённом значении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  учтена поправка связанная с зависимостью эффективности регистрации от угла рассеяния  $\theta$  (раздел 6.4.2 стр. 80) и вычтен вклад от распада  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  (раздел 6.4.8 стр. 91).

Кроме значения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ , из подгонки получены значения нормировочного коэффициента:

$$\mathcal{R}_{\mathcal{L}} = 93.4 \pm 0.7 \text{ (стат.) \%} \quad (6.3)$$

и электронной ширины:

$$\Gamma_{ee} = 5.7 \pm 0.6 \text{ (стат.)} \pm 0.8 \text{ (сист.) кэВ.} \quad (6.4)$$



Параметр подгонки  $\Gamma_{ee}$  согласуется с табличным значением в пределах ошибок. Табличное значение этой величины с существенно лучшей точностью получается из  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  с использованием независимого измерения вероятности распада  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  (раздел 6.5 стр. 98). При определении  $\Gamma_{ee}$  (6.4) кроме статистической неопределённости приведена и оценка систематической неопределённости.

Параметр подгонки  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  при поправке на зависимость эффективности регистрации от угла рассеяния  $\theta$  (раздел 6.4.2 стр. 80) увеличивается на 1.7% и становится равен 95.1%. Этот результат согласуется с точностью абсолютной калибровки монитора светимости по однократному тормозному излучению (раздел 3.3.7 стр. 32).

Аналогично формуле (6.1) в каждой  $i$ -ой точке по энергии ожидаемое число событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  параметризовалось формулой:

$$N_{\text{экс.}}(E_i) = \mathcal{R}_{\mathcal{L}} \times \mathcal{L}(E_i) \times \left( \sigma_{\text{пик}}^{\text{теор.}}(E_i) \cdot \varepsilon_{\text{пик}}^{\text{мод.}}(E_i) + \right. \\ \left. + \sigma_{\text{интер.}}^{\text{теор.}}(E_i) \cdot \varepsilon_{\text{интер.}}^{\text{мод.}}(E_i) + \sigma_{\text{подл.}}^{\text{теор.}}(E_i) \cdot \varepsilon_{\text{подл.}}^{\text{мод.}}(E_i) \right) + A_{\text{кос.}} \times T, \quad (6.5)$$

где, как и в (6.1),  $\mathcal{L}$  — относительная светимость, получаемая по однократному тормозному излучению,  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  — нормировочный коэффициент, который берётся из подгонки процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  (6.3),  $A_{\text{кос.}}$  — число космических событий, прошедших отбор (раздел 6.2.2), в единицу времени, а  $T$  — время набора статистики с учётом КПД набора.

В отличие от анализа событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , события  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  не разбивались дополнительно по углу  $\theta$ . Анализировались события, для которых угол  $\theta$  заряженной частицы лежал в диапазоне от  $40^\circ$  до  $140^\circ$ . Процедура проводилась как для  $\mu^-$ , так и для  $\mu^+$ , а результат усреднялся, при этом разница для  $\mu^-$  и  $\mu^+$  составляла 0.2%.

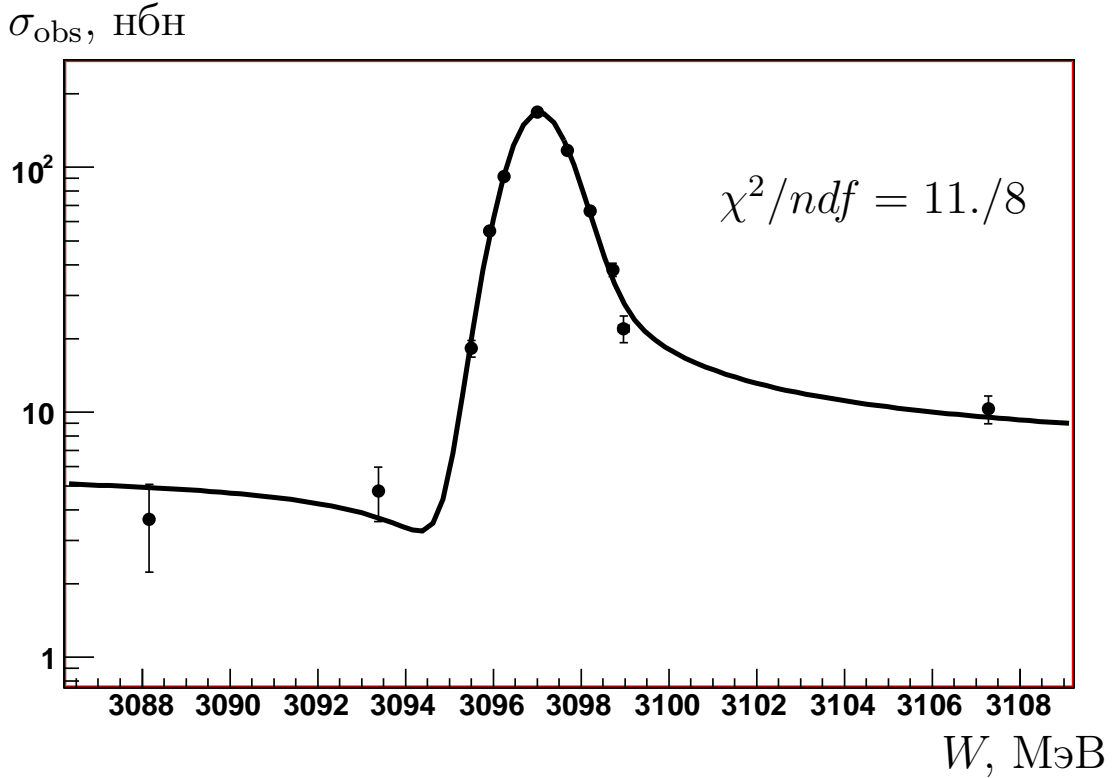


Рис. 6.7. Подгонка наблюдаемого на эксперименте сечения  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  как функции от энергии после вычитания космического фона.

Свободными параметрами подгонки (6.5) являются: произведение лептонной ширины и вероятности распада  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ , определяющее амплитуду резонансного сигнала ( $\sigma_{\text{пик}}^{\text{теор.}}(E_i) \propto \Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  из формулы (2.4)), корень квадратный из произведения электронной и мюонной ширин, задающий величину интерференционной волны ( $\sigma_{\text{интер.}}^{\text{теор.}}(E_i) \propto \sqrt{\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}}$  из формулы (2.4)), и коэффициент  $A_{\text{кос.}}$ , характеризующий фон космических частиц.

Нерезонансный вклад  $\sigma_{\text{подл.}}(E_i)$  предполагался равным нерезонансному члену из теоретической формулы (2.4). В разделе 6.4.7 на стр. 90 оценивается связанная с этим фактом систематическая неопределённость.

На рис. 6.7 в качестве примера представлен результат подгонки экспериментальных данных  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  теоретической зависимостью после вычитания космического фона.

При подгонке экспериментальных данных формулой (6.5) получен второй основной результат анализа:

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma = 0.3318 \pm 0.0052 \text{ (стат.) кэВ.} \quad (6.6)$$

Величина статистической ошибки составляет около 1.6 %. В приведённом значении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  уже вычтен вклад от распадов  $J/\psi \rightarrow$  адроны (раздел 6.4.8 стр. 91) и учтена поправка, связанная с различием эффективности регистрации электронов и мюонов (раздел 6.4.2 стр. 84).

Кроме значения  $\Gamma_{\mu\mu}$  из подгонки получен ещё один побочный результат аналогичный (6.4):

$$\sqrt{\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}} = 5.6 \pm 0.7 \text{ (стат.)} \pm 0.7 \text{ (сист.) кэВ.} \quad (6.7)$$

Здесь, как и в случае (6.4), кроме статистической ошибки приведена оценка систематической неопределённости.

## 6.4. Анализ систематических ошибок

В этом разделе обсуждаются источники систематических неопределённостей полученных результатов, и приведены способы их оценки.

Если два независимых способа вычисления того или иного эффекта, влияющего на величину результата, эквивалентны, то оценка систематической неопределённости есть разница полученных величин делённая на  $\sqrt{2}$ , а результат, соответственно, есть среднее между ними. Но поскольку точности используемых методов не всегда одинаковы и их часто бывает трудно

Таблица 6.1. Источники систематической неопределённости  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ .

Источник систематической ошибки	Стр.	Ошибка
Измерение энергии		
Энергетический разброс	78	0.2 %
Измерение энергии в точке (10–30 кэВ)	78	0.3 %
Эффективность		
Эффективность трековой системы	80	0.7 %
Эффективность LKr калориметра	83	0.2 %
Измерение светимости (относительное)	86	0.8 %
Триггер		
Антисовпадение в первичном триггере	87	0.4 %
Отбраковка событий при записи	87	0.2 %
Эффективность сцинтилляционных счётчиков	88	0.3 %
Определение угла $\theta$	88	0.2 %
Расчёт интерференции (теория)	89	0.2 %
Сечение Баба-рассеяния (моделирование)	90	0.4 %
Учёт радиоправок с помощью PHOTOS	90	0.4 %
Фон от распадов $J/\psi$	91	0.2 %
Процедура подгонки	94	0.2 %
<i>Квадратичная сумма</i>		<i>1.4 %</i>

Таблица 6.2. Источники систематической неопределённости  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ .

Источник систематической ошибки	Стр.	Ошибка
Измерение энергии		
Энергетический разброс	78	0.4 %
Измерение энергии в точке (10–30 кэВ)	78	0.5 %
Разность эффективностей для $e^+e^-$ и $\mu^+\mu^-$	84	0.8 %
Определение светимости		
Абсолютная калибровка светимости	86	0.7 %
Измерение светимости (относительное)	86	0.8 %
Триггер		
Антисовпадение в первичном триггере	87	0.4 %
Отбраковка событий при записи	87	0.2 %
Эффективность сцинтилляционных счётчиков	88	0.3 %
Определение угла $\theta$	88	0.2 %
Сечение Баба-рассеяния (моделирование)	90	0.6 %
Учёт радиоправок с помощью PHOTOS	90	0.5 %
Нерезонансный фон	90	0.1 %
Фон от $J/\psi \rightarrow$ адроны	91	0.6 %
<i>Квадратичная сумма</i>		<i>1.9 %</i>

оценить, то в качестве результата берётся значение, полученное наиболее надёжным способом, а в качестве систематической неопределённости принимается полная разница между результатами используемых методов.

Основные источники систематической ошибки определения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  и соответствующие им вклады перечислены в таблицах 6.1 и 6.2 соответственно. В первом столбце таблиц перечислены источники систематических неопределённостей, во втором столбце — номер страницы, на которой эти источники обсуждаются, а в последнем столбце приведено значение систематической неопределённости.

#### 6.4.1. Измерение энергии и энергетического разброса

Следует отметить, что все ошибки, связанные с измерением энергии (положение пика, энергетический разброс и энергия в точке), малы из-за высокой точности определения энергии с помощью метода резонансной деполяризации по методике, описанной в работах [122, 123].

Кроме самих значений положения пика, энергетического разброса и энергии в точке сканирования, также известны их ошибки измерения. Систематические неопределённости, связанные с этими величинами, получались их вариацией в пределах этих ошибок с последующей подгонкой и извлечением параметров  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ .

Из-за сканирования по энергии неопределённость, связанная с измерением энергетического разброса, примерно на порядок меньше, чем ошибка в определении самого разброса и составляют 0.2% для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и 0.4% для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ .

В связи с тем, что параметры ВЭПП-4М во время проведения сканирования были стабильны, то основная причина возможной нестабильности энергетического разброса во время эксперимента связана с током.

На данных этого эксперимента исследовалась зависимость энергетического разброса от тока, которая может появляться благодаря эффекту Тушека или эффекту микроволновой турбулентности [73]. Вся статистика сканирования была разбита на три части в зависимости от тока, и в многоадронном канале была получена зависимость энергетического разброса от тока в  $0.07 \pm 1.64 \%$ /мА. Во время эксперимента средний ток в ускорителе составлял 2.6 мА при среднеквадратичном отклонении от среднего в 0.6 мА. Отсюда верхнюю границу зависимости энергетического разброса на 68 % уровне можно оценить как  $(0.07 + 1.64) \times 0.6 \simeq 1 \%$ . Систематические неопределённости, связанные с возможным изменением энергетического разброса в процессе сканирования, оценивались случайной вариацией энергетического разброса в каждой из точек по энергии в пределах 1 % с последующей подгонкой и извлечением параметров  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$ . Рассматриваемый эффект может внести неопределённость в результат меньше чем 0.13 % для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и меньше чем 0.12 % для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ .

В таблицах 6.1 и 6.2 отсутствует систематическая неопределённость, связанная с положением пика, так как соответствующая ошибка как в случае  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ , так и в случае  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  составляет менее 0.1 %. Причиной этого является малая статистическая ошибка в определении положения пика в адронном канале.

### 6.4.2. Эффективность регистрации

В процессе анализа процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  были оценены следующие систематические неопределённости, связанные с эффективностью детектора и отбора:

- эффективность трековой системы,
- эффективность LКг калориметра.

Так как при извлечении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  используется эффективность, полученная при подгонке экспериментальных данных в процессе измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ , то для анализа процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  наиболее важными являются неопределённости связанные с:

- разностью эффективностей для  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ,
- эффективностью времяпролётной системы.

### Эффективность трековой системы

Для проверки трековой системы были отобраны события  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  только по LКг калориметру с более жёсткими, чем в разделе 6.2 ограничениями. Эффективность трековой системы получалась на этих событиях и для эксперимента, и для моделирования. Как видно из данных, приведённых в таблице 6.3 (стр. 82), эффективность трековой системы, получаемой на моделировании, несколько отличается от эффективности, получаемой на эксперименте. Отличие может приводить к систематическому сдвигу в случае, если разница между экспериментом и моделированием зависит от угла. Основное отличие между экспериментом и моделированием связано с требованием наличия ровно двух треков. За восстановление треков отвечает трековая система.



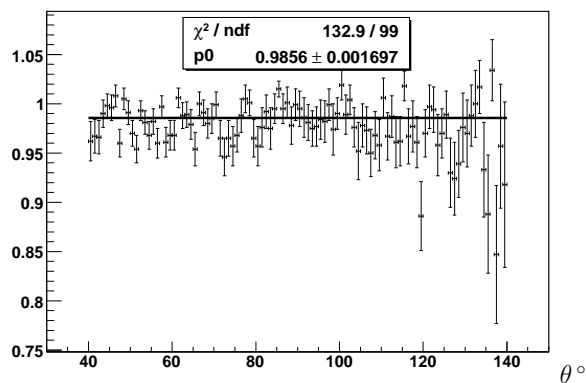


Рис. 6.8. Отношение эффективностей трековой реконструкции в зависимости от угла рассеяния электрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

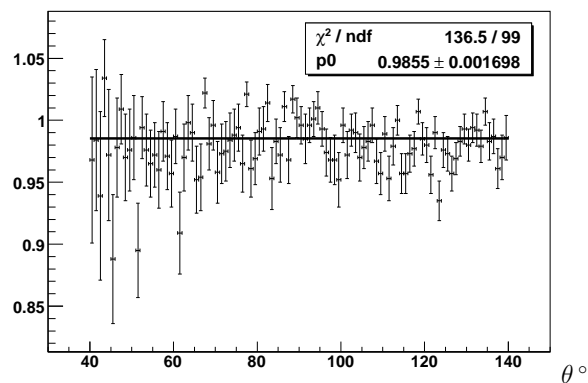


Рис. 6.9. Отношение эффективностей трековой реконструкции в зависимости от угла рассеяния позитрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

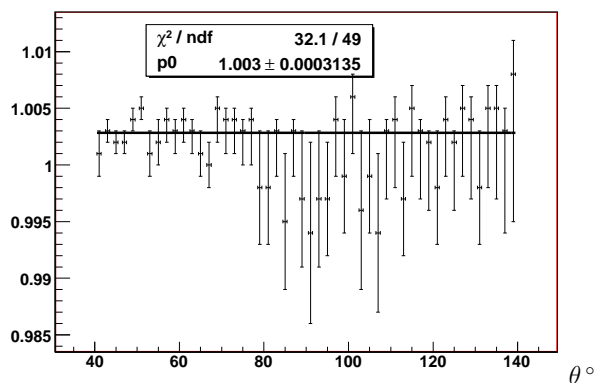


Рис. 6.10. Отношение эффективностей реконструкции LKr калориметра в зависимости от угла рассеяния электрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

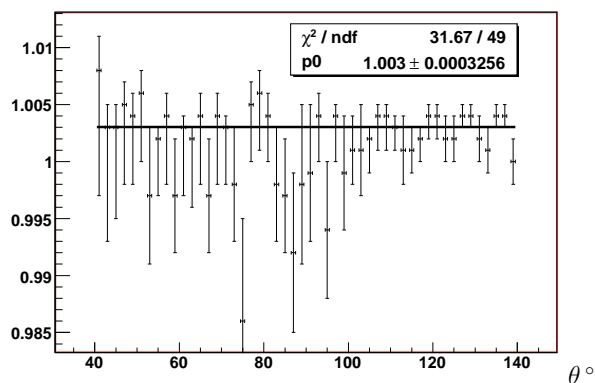


Рис. 6.11. Отношение эффективностей реконструкции LKr калориметра в зависимости от угла рассеяния позитрона, полученных на эксперименте и на моделировании.

Таблица 6.3. Эффективность реконструкции.

Условие отбора	Потеря эффективности		
	эксп.	мод.	разница
Больше одного трека	0.22 %	0.20 %	0.02 %
Ровно два трека	3.36 %	1.54 %	1.82 %
Общая точка в плоскости $xу$	1.99 %	1.51 %	0.48 %
Общая точка по $z$	0.59 %	0.24 %	0.36 %
Два продолжения ДК $\rightarrow$ ЕМС	0.39 %	0.19 %	0.20 %

Для учёта систематической неопределённости, связанной с зависимостью эффективности регистрации  $e^+e^-$  пары от угла, использовалась эффективность, полученная из событий  $e^+e^-$  -рассеяния. На рис. 6.8 и рис. 6.9 представлено отношение эффективностей трековой реконструкции, полученных на эксперименте и на моделировании, в зависимости от угла рассеяния электрона и позитрона соответственно.

Сдвиг значения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  при использовании эффективности трековой системы, полученной на экспериментальных данных, составляет +0.65 %. Этот сдвиг учтён при получении результата (6.2) на стр. 72. При этом нормировочный коэффициент (6.3) увеличивается на 1.9 % и становится равным  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}} = 95.3 \%$ . После поправки на зависимость эффективности от угла была изучена зависимость эффективности от энергии сканирования. Эта поправка не дала значимых сдвигов результатов и вкладов в неопределённость.

Полученная на эксперименте эффективность трековой системы имеет статистическую ошибку соответствующую биномиальному распределению  $\Delta N = \sqrt{\varepsilon(1 - \varepsilon)/N}$ , где  $\varepsilon$  — значение эффективности, а  $N$  — число событий, участвующих в определении эффективности. Статистическая неопределённость была получена с помощью вариации значений отобранных событий

в пределах статистических ошибок, и она составляет 0.6 %. Систематическая неопределённость метода оценена в 0.4 % и связана с изменением результата из-за вариаций условий предварительного отбора в разумных пределах.

Полная неопределённость, связанная с этим методом определения эффективности оценивается в 0.7 %.

### Эффективность LКг калориметра

Аналогично эффективности трековой системы (раздел 6.4.2) можно получить и эффективность LКг калориметра. Отбор  $e^+e^-$  событий по трековой системе ужесточался дополнительными ограничениями на импульс треков, требованием отсутствия срабатываний мюонной системы и использованием времяпролётной системы. На моделировании было проверено, что  $\mu^+\mu^-$  пары не проходят через этот ужесточённый отбор. На рис. 6.10 и рис. 6.11 представлена эффективность калориметрической реконструкции в зависимости от угла рассеяния электрона и позитрона соответственно. Ошибки на рисунках несколько завышены из-за ошибки округления и в частности поэтому минимальная ошибка в точке была равна 0.1 %.

Сдвиг значения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  при использовании эффективности LКг калориметра, полученной на экспериментальных данных, составляет +0.1 %. Этот сдвиг учтён при получении результата (6.2) на стр. 72. При этом нормировочный коэффициент (6.3) уменьшается на 0.2 % и с учётом эффективности трековой системы становится равным  $\mathcal{R}_L = 95.1 \%$ , что согласуется с абсолютной калибровкой монитора светимости (раздел 3.3), точность которой составляет  $3 \div 5 \%$ .

Систематическая неопределённость, связанная с этой процедурой, составляет 0.2%. Её оценка проводилась аналогично оценке неопределённости, связанной с эффективностью трековой системы.

### Разность эффективностей для $e^+e^-$ и $\mu^+\mu^-$

Нормировочный коэффициент для светимости  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  (стр. 73) при получении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  берётся из анализа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ . Если разница эффективностей реконструкции между моделированием и экспериментом для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  отличается от разницы для процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ , то это может привести к систематическому сдвигу результата. В таблице 6.3 приведены проценты потерь эффективности трековой системы в зависимости от накладываемых ограничений. Основное различие между моделированием и экспериментом для  $e^+e^-$  пар связано с трековой реконструкцией.

Для оценки эффективности трековой реконструкции отбирались события, которые можно было подогнать одним общим треком с изломом близким к месту встречи. Точка излома предполагалась точкой рождения  $e^+e^-$  или  $\mu^+\mu^-$  пары и далее требовалась привязка не к месту встречи, а именно к этой точке.  $e^+e^-$  от  $\mu^+\mu^-$  различались по энергосодержанию в калориметре. На отобранные таким образом события накладывались условия отбора для трековой реконструкции, которые в случае  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  схожи (подробнее про условия отбора см. разделы 6.2.1 и 6.2.2). Такой отбор событий для проверки выбран с целью унификации отбора  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар.

Подобная процедура проводилась и для эксперимента и для моделирования. И для электронов, и для мюонов находилось отношение эффективности полученной на эксперименте к эффективности полученной на моделировании. Отношение полученных отношений эффективностей эксперимента

к моделированию для  $e^+e^-$  пар к  $\mu^+\mu^-$  парам равно 99.6 %, что приводит к систематическому сдвигу результата  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  на  $-0.4\%$ . Этот сдвиг учтён при получении результата (6.8) на стр. 98. Систематическая неопределённость этого сдвига консервативно оценивается в 0.8 %.

Для проверки изложенного в этом разделе отбора событий был использован отбор, опирающийся в основном на калориметр по примеру стандартного отбора, описанного в разделе 6.2.1. Систематическая неопределённость была получена по результатам этой проверки. Оценка неопределённости включает в себя статистическую ошибку метода в 0.4 % .

### Эффективность времяпролётной системы

Для уменьшения фона от космического излучения в процессе измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  использовалась информация с времяпролётной системы. Эффективность времяпролётной системы определялась по событиям  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ . В среднем эффективность условий отбора, накладываемых на времяпролётную систему (раздел 6.2.2), на  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  событиях составляла 99.5 %. Дополнительный вклад от использования этого условия отбора, вносимый в систематическую неопределённость величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ , много меньше 0.1 %.

Ужесточение условий отбора путём требования дополнительно к имеющейся временной информации наличия амплитудной информации, характерной для заряженных частиц, проходящих через сцинтилляционный счётчик, уменьшило эффективность времяпролётной системы примерно на 6 %, но не привело к сколько-нибудь значительному систематическому сдвигу в определении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ .

### 6.4.3. Абсолютная калибровка светимости

Совместно с извлечением параметра  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  производится абсолютная калибровка светимости (раздел 6.3). Нормировочный коэффициент  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$ , извлекаемый из подгонки экспериментальных данных  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  имеет статистическую ошибку 0.7% (формула (6.3) стр. 72). Фиксация нормировочного коэффициента  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  при извлечении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  приводит к систематической неопределённости той же величины в 0.7%.

### 6.4.4. Измерение светимости

Ошибка относительного измерения светимости получена путём сравнения двух независимых способов её измерения: по однократному тормозному излучению и по  $e^+e^-$  рассеянию в угловом диапазоне от  $18^\circ$  до  $31^\circ$ . При этом для определения светимости по  $e^+e^-$  учитывались резонансный  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  и интерференционный вклады, которые составляли около 5% от нерезонансного  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  сечения.

### 6.4.5. Эффективность триггера

В процессе анализа были оценены следующие систематические неопределённости, связанные со знанием эффективности и стабильности триггера:

- антисовпадение в первичном триггере,
- отбраковка длинных событий в третичном триггере при записи для её ускорения,
- эффективность сцинтилляционных счётчиков (SC2).

### Антисовпадение в первичном триггере

Для уменьшения триггерной загрузки использовалось вето от ближайших к пучку кристаллов торцевого калориметра (подробнее в главе 5). Влияние порогов калориметра было учтено с помощью программы расчёта решения триггера с разными, но всегда более жёсткими значениями порогов калориметра, применяемого и к реальным событиям, и к моделированию.

Вариация порогов в разумных пределах (от 15 до 25 МэВ при измеренном пороге  $\simeq 20$  МэВ) даёт оценку систематической неопределённости от этого вклада в 0.4% и для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ , и для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ .

### Отбракованные при записи события

Для увеличения пропускной способности системы сбора данных в рамках третичного триггера отбраковывались события, в которых число сработавших трубочек в вершинном детекторе превышало 61. Появление наводки на вершинном детекторе во время эксперимента привело к тому, что часть событий эффекта выкидывалась по этому критерию.

Из событий, которые запускались по случайному запуску в триггере, была восстановлена вероятность срабатывания трубочек вершинного детектора из-за наводки во время эксперимента. Экспериментально определённая вероятность срабатывания по числу трубочек была добавлена в моделирование. При получении результата и для эксперимента, и для моделирования было добавлено дополнительное условие на число срабатывания трубочек в вершинном детекторе: не больше 61 штуки.

Учёт этого эффекта на моделировании позволил оценить систематическую неопределённость, связанную с этим эффектом, и для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ , и для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  в 0.2% .

## Эффективность сцинтилляционных счётчиков

Эффективность срабатывания аргумента SC2 (подробнее об аргументах триггера рассказано в разделе 3.5 на стр. 36) на эксперименте была оценена с помощью специально отобранных трёхтрековых космических событий, и она равна  $(99.7 \pm 0.3) \%$ .

### 6.4.6. Определение угла $\theta$

При неточном определении угла вылета частицы относительно направления движения пучка из-за налагаемых условий отбора возникает неопределённость в определении сечения. Детектор КЕДР имеет две системы, которые позволяют со сравнимой точностью определить угол вылета частицы: трековую система и электромагнитный калориметр. Сравнение разности определения угла вылета частиц, полученной по этим двум системам на эксперименте и на моделировании ( $0.02^\circ$ ), позволяет дать консервативную оценку для этой систематической ошибки в  $0.2 \%$ .

Процедура подгонки как в случае  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , так и в случае  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  проводилась как для отрицательно заряженных, так и для положительно заряженных частиц, а результат усреднялся. Это особенно важно для  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , так как анализировалось двумерное распределение по энергии и по углу вылета частицы относительно электронного пучка. Отличие  $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma)^-$ , определённого при подгонке по углу рассеяния электрона, от  $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma)^+$ , определённого при подгонке по углу рассеяния позитрона составляет всего  $0.3 \%$ , что указывает на отсутствие значительных систематических ошибок из-за несимметричности детектора относительно  $XU$  плоскости. Аналогично разница в определении  $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma)^-$  и  $(\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma)^+$  составляет  $0.2 \%$ .



### 6.4.7. Неопределённость расчёта сечения

В процессе анализа были оценены систематические неопределённости, связанные с расчётом сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ . К значимым систематическим отклонениям при определении произведений электронной ширины  $J/\psi$  мезона на вероятность распада в лептонную пару  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$  могут приводить следующие процедуры:

- расчёт интерференции для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ,
- моделирование событий Баба-рассеяния,
- учёт радиационных поправок с помощью пакета PHOTOS,
- расчёт нерезонансного фона для  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ,
- учёт неопределённости знания полной ширины  $J/\psi$ -мезона ( $\Gamma$ ).

#### Расчёт интерференции для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$

Интерференционный вклад был рассмотрен в работе [54] (формула (2.2) на стр. 19). В ней не были учтены степенные радиационные поправки для обоих интерференционных членов с угловыми распределениями  $(1 + \cos^2 \theta)$  и  $\frac{(1 + \cos^2 \theta)^2}{1 - \cos \theta}$  соответственно. Во время подгонки экспериментальных данных при извлечении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  (подробнее об этом рассказано в разделе 6.3 на стр. 70) можно зафиксировать коэффициент перед интерференционным членом, пренебрегая степенными радиационными поправками, либо использовать его как один из подгоночных параметров, либо ввести два независимых подгоночных параметра для каждого из угловых распределений интерференционного вклада. В зависимости от способа учёта интерференционного члена величина  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  изменяется не более чем на 0.2%.

## Моделирование событий Баба-рассеяния

При совместном извлечении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и проведении абсолютной калибровки светимости для моделирования Баба-рассеяния использовалось два независимых генератора BHWIDE [96] (декларируется точность около 0.3 % для энергии пика Z-бозона) и MCGPJ [97] (декларируется точность около 0.2 % для энергии  $W = 0.4 \div 1.4 \text{ ГэВ}$ ). Сравнение полученных результатов при использовании этих генераторов позволило оценить неопределённость значения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ , связанную со знанием сечения Баба-рассеяния, в 0.4 %, а значения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  — в 0.6 %.

## Учёт радиационных поправок с помощью пакета PHOTOS

Для учёта влияния радиационных поправок в конечном состоянии на отбор событий при моделировании резонансного вклада  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  использовался пакет PHOTOS [95]. В алгоритм программы заложена вероятность излучения в главном логарифмическом приближении. Учёт радиационных поправок в конечном состоянии изменяет значение  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  на 3.5 %, а  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  на 4.5%. При лидирующем логарифме  $\mathfrak{L} = \ln(W/m_e) \sim 10$  для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  систематические неопределённости равны  $3.5 \% / \mathfrak{L} \simeq 0.4 \%$  и  $4.5 \% / \mathfrak{L} \simeq 0.5 \%$  соответственно.

## Расчёт нерезонансного фона для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$

Если в подгоночную формулу (6.5) добавить в качестве параметра множитель перед сечением подложки  $\sigma_{\text{подл.}}^{\text{теор.}}(E_i)$ , то значение  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  сдвигается чуть меньше чем на 0.1 % при незначительном увеличении статистической ошибки.

### Полная ширина $J/\psi$ -мезона

При вычислении сечения рождения резонанса по формулам (2.2) использовалось приведённое в PDG значение полной ширины  $\Gamma$ . Её точность составляет около 2 % [32], что даёт вклад в ошибку определения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$  на уровне 0.05 %. Вклад от этой величины в систематическую ошибку определения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell} / \Gamma$  не существенен, поэтому данный эксперимент можно считать независимым измерением.

#### 6.4.8. Резонансный фон от $J/\psi$

Резонансный фон от распадов  $J/\psi$  существенно различается для событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  в силу принципиально разных ограничений на энерговыделение в калориметре (раздел 6.2).

#### Резонансный фон для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$

Оценка резонансного вклада из моделирования от  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  даёт 0.1 %, что уже учтено при получении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  (раздел 6.3). Из анализа моделирования следует, что вклад отличных от  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  адронных мод (раздел 3.4) в используемом отборе не превышает 0.1 %. Из 100 тысяч событий моделирования  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  не отобралось ни одного.

Вклад в систематическую неопределённость  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  в 0.2 % из-за резонансного фона  $J/\psi$  является достаточно консервативной оценкой.

#### Резонансный фон для $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$

Вклад резонансного фона от распадов  $J/\psi$  оценивался с помощью моделирования (раздел 3.4). В таблице 6.4 приведены вклады от различных мод распада в отобранные события  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ . Значительная часть

Таблица 6.4. Резонансный фон для  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  (моделирование).

Процесс $J/\psi \rightarrow \dots$	Вклад в отобранные события (%)
$\rho^+\pi^-$	$0.42 \pm 0.06$
$K^+K^-$	$0.12 \pm 0.02$
$\gamma\eta_c$	$0.11 \pm 0.04$
$K^+\bar{K}^{*-}$	$0.10 \pm 0.02$
$p^+p^-$	$0.08 \pm 0.01$
$\pi^+\pi^-$	$0.07 \pm 0.002$
$\gamma\pi^+\pi^-$	$0.06 \pm 0.01$
$K^+K^-\pi^0$	$0.04 \pm 0.01$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$0.02 \pm 0.05$
$p^+p^-\gamma$	$0.006 \pm 0.006$
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$0.001 \pm 0.001$
не измеренные моды	0.49

Таблица 6.5. Оценка вклада резонансного фона для  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  из эксперимента.

Интервал $\theta$	Нет мюонной системы (%)		$J/\psi \rightarrow \text{hadrons}$ (%)	
	Экспер.	$J/\psi \rightarrow \mu\mu$	Оценка	Модел.
$40^\circ\text{--}140^\circ$	$15.8 \pm 0.05$	$15.9 \pm 0.01$		1.51
$50^\circ\text{--}130^\circ$	$3.33 \pm 0.22$	$2.37 \pm 0.03$	$1.00 \pm 0.22$	1.50
$55^\circ\text{--}125^\circ$	$3.51 \pm 0.24$	$2.31 \pm 0.04$	$1.24 \pm 0.24$	1.47
$60^\circ\text{--}120^\circ$	$3.71 \pm 0.27$	$2.29 \pm 0.04$	$1.47 \pm 0.27$	1.51
$65^\circ\text{--}115^\circ$	$3.97 \pm 0.31$	$2.27 \pm 0.04$	$1.76 \pm 0.31$	1.50
$70^\circ\text{--}110^\circ$	$4.05 \pm 0.35$	$2.28 \pm 0.05$	$1.83 \pm 0.35$	1.57

(0.49 %) от этих вкладов приходится на неизмеренные моды адронных распадов. Систематический сдвиг в определении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  из-за адронных распадов  $J/\psi$  составляет 1.5 %. Этот вклад был учтён при получении итогового результата (стр. 75).

Также была проведена оценка адронного резонансного фона с использованием экспериментальных данных. В отличие от событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ , вероятность срабатывания мюонной системы на продолжении двух единственных треков для многоадронного события мала (судя по моделированию меньше 0.1 %), поэтому использование информации от мюонной системы позволяет оценить резонансный фон. Космический фон был фактически полностью подавлен времяпролётной системой, при этом требовалось, чтобы на продолжении обоих треков сработали сцинтилляционные счётчики и времена от них удовлетворяли условию  $(T_1 - 2.68 \text{ нс})^2 + (T_2 - 2.68 \text{ нс})^2 < (3 \times 0.5 \text{ нс})^2$ , где 2.68 нс — время необходимое ультрарелятивистской частице, чтобы пролететь от места встречи до сцинтилляционного счётчика, а 0.5 нс — временное разрешение счётчиков.

Во втором столбце таблицы 6.5 приведён процент отбракованных экспериментальных событий при наложении дополнительного требования продолжения треков в мюонной системе для различных угловых диапазонов. В третьем столбце приведён процент  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  событий моделирования отбракованных по мюонной системе. В четвёртом столбце приведена оценка вклада многоадронных событий, которая является разностью между вторым и третьим столбцом таблицы. В пятом столбце приведена оценка, полученная из моделирования многоадронных событий. Необходимо отметить, что мюонная система покрывает угловой диапазон от  $50^\circ$  до  $130^\circ$ , но для надёжности отбора необходимо отступить от этой границы.

Систематическая неопределённость от резонансного фона  $J/\psi$  мезона консервативно оценена в 0.6 %. Обе приведённые выше оценки вклада мюонных распадов в отобранные события  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  согласуются друг с другом в пределах этой ошибки.

#### 6.4.9. Процедура подгонки

В зависимости от числа разбиений  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  событий на угловые интервалы (от 4 до 20 интервалов) по  $\theta$  (подробности в разделе 6.1 на стр. 59) итоговый результат смещался менее чем на 0.2 %.

#### 6.4.10. Космический фон

В процессе эксперимента дважды в неделю выделялось время на специальные заходы для набора космических событий, используемых для калибровки дрейфовой камеры. Для исследуемого интервала заходов время, выделенное на космические заходы, равнялось 20 часам. При наложении тех же условий, которые использовались для отбора  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  событий, отобралось 3 заведомо космических события. Чистое время набора на светимости равно 6 суткам, при этом привязка триггера к моменту пролёта пучка подавляет космический фон примерно в два раза. Это позволяет ожидать не более  $20 \div 25$  космических событий среди 36 тыс. отобранных событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ .

Для исследования влияния космического фона на измерение параметра  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  в условия отбора было добавлено дополнительное требование — признак срабатывания мюонной системы. Все прошедшие стандартные условия космические события удовлетворяют этому признаку, как и 0.8 % событий в заходах на светимости из-за совпадения событий сигнала со срабатыва-

нием мюонной системы от космических частиц. Мюонная система считается сработавшей, если число сработавших мюонных трубок больше 5, причём есть сработавшие трубки как минимум в двух слоях. Сдвиг относительно референсной подгонки составил для  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  всего 0.03 %.

При анализе процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  космический фон включался в подгонку (формула (6.5) на стр. 73) в предположении, что число космических частиц пропорционально времени набора.

#### 6.4.11. Итоговые систематические ошибки величин $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$$

Полная систематическая ошибка оценивается как квадратичная сумма всех вкладов. Для величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  квадратичная сумма всех перечисленных в таблице 6.1 (стр. 76) вкладов даёт систематическую ошибку 1.4 % при статистической ошибке 1.9 %. Для величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$  квадратичная сумма всех перечисленных в таблице 6.2 (стр. 77) вкладов даёт систематическую ошибку 1.9 % при статистической ошибке 1.6 %.

#### 6.4.12. Оценка систематической ошибки суммы $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ и

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$$

При оценке неопределённости величины  $(\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu}) \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  было принято во внимание, что систематические ошибки, связанные с энергетическим разбросом, измерением энергии в точке, относительным измерением светимости, антисовпадением в первичном триггере, отбраковкой событий при записи, эффективностью сцинтилляционных счётчиков, измерением угла  $\theta$ , сечением Баба-рассеяния, учётом радиационных поправок с помощью PHOTOS

Таблица 6.6. Источники систематической неопределённости  $(\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu}) \times \Gamma_{ee} / \Gamma$ .

Источник систематической ошибки	Стр.	Ошибка
Измерение энергии		
Энергетический разброс	78	0.2 %
Измерение энергии в точке (10–30 кэВ)	78	0.3 %
Эффективность		
Эффективность трековой системы	80	0.4 %
Разность эффективностей для $e^+e^-$ и $\mu^+\mu^-$	84	0.4 %
Определение светимости		
Абсолютная калибровка светимости	86	0.4 %
Измерение светимости (относительное)	86	0.8 %
Триггер		
Антисовпадение в первичном триггере	87	0.4 %
Отбраковка событий при записи	87	0.2 %
Эффективность сцинтилляционных счётчиков	88	0.3 %
Определение угла $\theta$	88	0.2 %
Сечение Баба-рассеяния (моделирование)	90	0.4 %
Учёт радиоправок с помощью PHOTOS	90	0.3 %
Фон от $J/\psi \rightarrow$ адроны	91	0.3 %
<i>Квадратичная сумма</i>		<i>1.4 %</i>



Таблица 6.7. Источники систематической неопределённости  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ .

Источник систематической ошибки	Стр.	Ошибка
Разность эффективностей для $e^+e^-$ и $\mu^+\mu^-$	84	0.8 %
Вариация $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$	97	0.6 %
Фон от распадов $J/\psi$ ( $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ )	91	0.1 %
Фон от $J/\psi \rightarrow$ адроны ( $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ )	91	0.6 %
<i>Квадратичная сумма</i>		<i>1.3 %</i>

(таблицы 6.1 на стр. 76 и 6.2 на стр. 77) при определении  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ , могут коррелировать.

В таблице 6.6 на стр. 96 приведены оценки всех значимых систематических неопределённостей  $(\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu}) \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ . Самая большая систематическая неопределённость связана с относительным измерением светимости. Квадратичная сумма всех перечисленных в таблице 6.6 вкладов даёт систематическую ошибку 1.4 % при статистической ошибке 1.2 %.

#### 6.4.13. Оценка статистической и систематической ошибок отношения $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$

Для вычисления  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$  нет необходимости в абсолютной калибровке светимости. Фиксирование параметра  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  (6.3) при подгонке формулы (6.1) для извлечения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  уменьшает статистическую ошибку  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  с 1.9 % до 1.4 %. С учётом статистической ошибки  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  в 1.6 % это даёт для отношения  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$  статистическую ошибку в 2.1 %.

При извлечении параметра  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  одновременно с абсолютной калибровкой светимости параметр  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  имеет статистическую неопределённость 0.7 % (6.3). Вариация параметра  $\mathcal{R}_{\mathcal{L}}$  в этих пределах приводит к изменению отношения  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$  на 0.6 %.

Кроме систематических неопределённостей связанных с оценкой резонансного фона, единственная оставшаяся систематическая ошибка определяется тем, на сколько разница эффективностей реконструкции между моделированием и экспериментом для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  отличается от разницы для процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  (раздел 6.4.2).

В таблице 6.7 приведены оценки систематических неопределённостей отношения  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ . Квадратичная сумма всех перечисленных в таблице 6.7 вкладов даёт систематическую ошибку 1.3% при статистической ошибке 2.1%.

## 6.5. Результаты измерений

В эксперименте КЕДР на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-4М измерены произведения электронной ширины  $J/\psi$ -мезона и вероятностей его распада на  $e^+e^-$  ( $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ ) и  $\mu^+\mu^-$  ( $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ ) пары. Получены следующие экспериментальные результаты:

$$\begin{aligned}\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma &= 0.3323 \pm 0.0064 \text{ (стат.)} \pm 0.0048 \text{ (сист.) кэВ,} \\ \Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma &= 0.3318 \pm 0.0052 \text{ (стат.)} \pm 0.0063 \text{ (сист.) кэВ.}\end{aligned}\tag{6.8}$$

Комбинации этих величин

$$\begin{aligned}\Gamma_{ee} \times (\Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu})/\Gamma &= 0.6641 \pm 0.0082 \text{ (стат.)} \pm 0.0100 \text{ (сист.) кэВ,} \\ \Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu} &= 1.002 \pm 0.021 \text{ (стат.)} \pm 0.013 \text{ (сист.)}\end{aligned}$$

могут использоваться для улучшения точности лептонной и полной ширин  $J/\psi$ -резонанса, а так же для проверки лептонной универсальности.

В предположении лептонной универсальности, которая для  $J/\psi$  проверена с точностью около 1.3% [52], произведение электронной ширины на ве-

Таблица 6.8. Сравнение с результатами других измерений  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$ .

Эксперимент	Величина	Результат (кэВ)	$\sqrt{(\text{сист.})^2 + (\text{стат.})^2}$ (кэВ)
DASP	$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$	0.35	0.02
КЕДР	$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$	0.3323	0.0080
BABAR	$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$	0.3301	0.0106
CLEO	$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$	0.3384	0.0092
КЕДР	$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$	0.3318	0.0082
PDG	$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$	0.335	0.007
КЕДР	$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$	0.3321	0.0065

роятность распада  $J/\psi$ -мезона на электронную или мюонную пару:

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma = (0.3321 \pm 0.0065) \text{ кэВ} \quad (6.9)$$

Для получения значения лептонной и полной ширины из  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\ell\ell}/\Gamma$  можно использовать вероятность распада  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ , которая известна с процентной точностью  $\Gamma_{ee}/\Gamma = (5.94 \pm 0.06)\%$  [32]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\ell\ell} &= (5.59 \pm 0.12) \text{ кэВ} \\ \Gamma &= (94.1 \pm 2.7) \text{ кэВ} \end{aligned} \quad (6.10)$$

## 6.6. Сравнение с результатами других измерений

Подробно эксперименты по измерению лептонной ширины  $J/\psi$ -мезона были рассмотрены в разделе 1.2, где на рис. 1.3 (стр. 14) представлены наиболее точные результаты измерений  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  в графическом виде. Часть данных для сравнения также приведена в таблице 6.8.

Наиболее точным измерением  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  на момент окончания анализа, представленного в этой работе, было измерение, сделанное на  $e^+e^-$  коллайдере DORIS в эксперименте DASP

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma = 0.35 \pm 0.02 (6 \%) \text{ кэВ [8].}$$

Величина  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  определена с лучшей точностью. Среднемировое значение величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  равно  $0.335 \pm 0.007 (2.1 \%) \text{ кэВ [32]}$ . Это значение основывается на результатах экспериментов BABAR и CLEO-c.

Результат по измерению  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ , полученный на эксперименте детектора BABAR (2004), равен

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = 0.3301 \pm 0.0077 (2.3 \%) \pm 0.0073 (2.3 \%) \text{ кэВ [51].}$$

Результат с эксперимента CLEO-c (2006):

$$\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = 0.3384 \pm 0.0058 (1.7 \%) \pm 0.0071 (2.1 \%) \text{ кэВ [9].}$$

В работах BABAR и CLEO-c были также получены значения электронной и полной ширины  $\Gamma_{ee}^{\text{CLEO}} = (5.57 \pm 0.19) \text{ кэВ}$ ,  $\Gamma^{\text{CLEO}} = (96.1 \pm 3.2) \text{ кэВ [9]}$  и  $\Gamma_{ee}^{\text{BABAR}} = (5.71 \pm 0.16) \text{ кэВ}$ ,  $\Gamma^{\text{BABAR}} = (93.7 \pm 3.5) \text{ кэВ [51]}$ . При получении результатов использовалась информация о величине вероятности распада  $J/\psi$ -мезона в лептонную пару, как это было сделано и в данной работе (раздел 6.5). Среднемировые значения  $\Gamma_{ee} = (5.55 \pm 0.14) \text{ кэВ}$ ,  $\Gamma = (93.2 \pm 2.1) \text{ кэВ [32]}$ . Эти результаты совместно с результатом детектора КЕДР представлены в таблице 6.9 на стр. 101 и в таблице 6.10 на стр. 102 соответственно. Там же на рис. 6.12 и 6.13 представлены сравнения между значениями  $\Gamma_{ee}$  и  $\Gamma$  полученными на разных экспериментах, упомянутых в [32], в графическом виде. Значения полной и лептонной ширины  $J/\psi$ -мезона, полученных с использованием результатов с детектора КЕДР, являются наиболее точными.

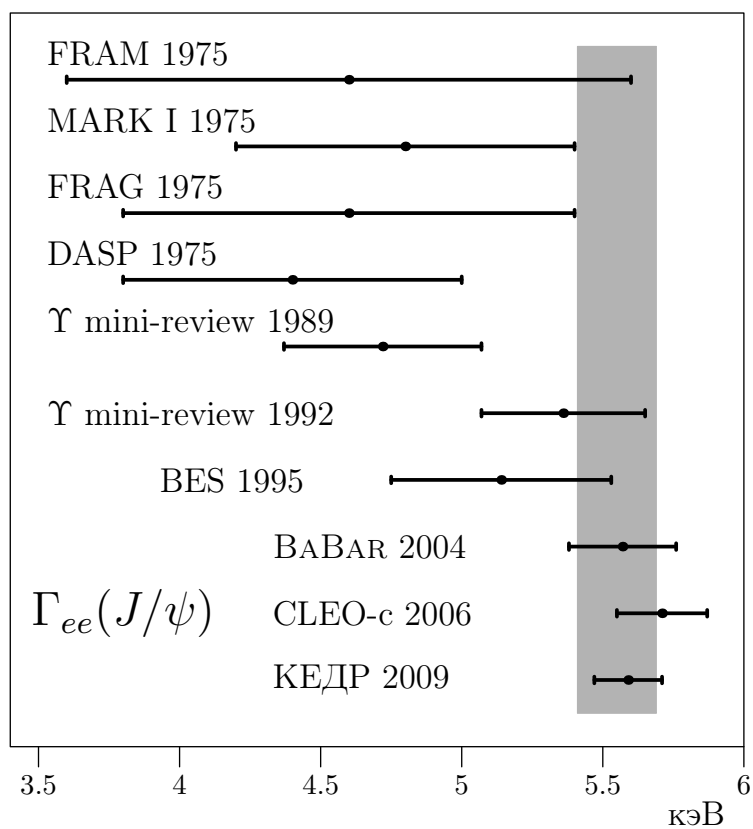


Рис. 6.12. Сравнение  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$  полученных в разных экспериментах. Положение светлой полосы и её ширина соответствует среднему значению и неопределённости  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ , приведённым в [32], соответственно.

Таблица 6.9. Сравнение  $\Gamma_{ee}$ .

Эксперимент	Результат	$\sqrt{(\text{сист.})^2 + (\text{стат.})^2}$
	(кэВ)	(кэВ)
БАВАР	5.57	0.19
CLEO	5.71	0.16
PDG	5.55	0.14
КЕДР	5.59	0.12

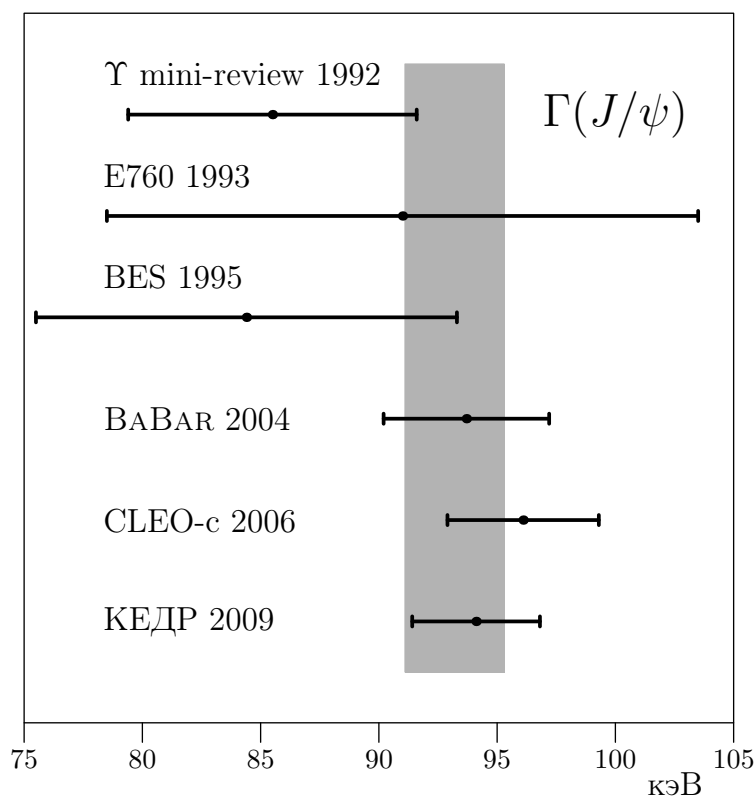


Рис. 6.13. Сравнение  $\Gamma(J/\psi)$  полученных в разных экспериментах. Положение светлой полосы и её ширина соответствует среднему значению и неопределённости  $\Gamma(J/\psi)$ , приведённым в [32], соответственно.

Таблица 6.10. Сравнение  $\Gamma$ .

Эксперимент	Результат	$\sqrt{(\text{сист.})^2 + (\text{стат.})^2}$
	(кэВ)	(кэВ)
BAВAR	93.7	3.5
CLEO	96.1	3.2
PDG	93.2	2.1
КЕДР	94.1	2.7

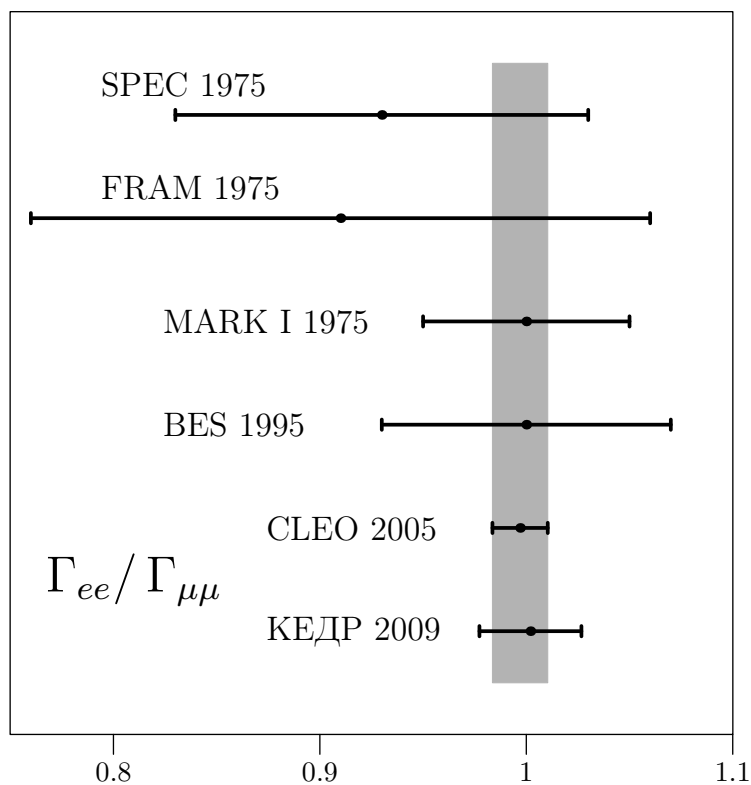


Рис. 6.14. Сравнение  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$  полученных в разных экспериментах. Положение светлой полосы и её ширина соответствует среднему значению и неопределённости  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ , приведённым в [32], соответственно.

Таблица 6.11. Сравнение  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ .

Эксперимент	Результат	$\sqrt{(\text{сист.})^2 + (\text{стат.})^2}$
	%	%
SPEC	93	10
FRAM	91	15
MARK I	100	5
BES	100	7
CLEO	99.7	1.3
КЕДР	100.2	2.5

Отношение лептонных ширин  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$   $J/\psi$ -мезона точнее всего было измерено в эксперименте CLEO по изучению распадов процесса  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ . Из отношения вероятностей распадов  $J/\psi$ -мезона на  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пары было получено  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu} = 0.997 \pm 0.012 \pm 0.006$  [52]. Среднемировое значение  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$   $J/\psi$ -мезона полностью совпадает с результатом CLEO [32]. В таблице 6.11 и на рис. 6.14 на стр. 103 представлены данные разных экспериментов совместно с результатом детектора КЕДР. Отношение лептонных ширин  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$   $J/\psi$ -мезона, полученное на детекторе КЕДР, уступает по точности только результату с детектора CLEO и согласуется со среднемировым значением.

Полученные в данной работе значения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  согласуются между собой и со среднемировым значением величины  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ . Измерения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$  полученные в данной работе являются наиболее точными.



## Заключение

В диссертации описана работа по измерению произведений электронной и мюонной ширин  $J/\psi$ -мезона и вероятности его распада на  $e^+e^-$  пару с высокой точностью, являющаяся составной частью экспериментов по изучению свойств связанных состояний  $c\bar{c}$ , выполненных на накопителе ВЭПП-4М с детектором КЕДР.

Основные результаты, полученные соискателем в процессе подготовки диссертации:

- Создана база данных детектора КЕДР и организована визуализация медленного контроля для обеспечения проведения экспериментов и последующего анализа экспериментальных данных.
- Предложен и реализован новый метод определения  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$   $J/\psi$ -мезона, путём совместной обработки зависимостей сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  от энергии и от угла рассеяния электрона.
- Измерена величина  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$   $J/\psi$ -мезона.

Результаты измерений  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee} / \Gamma$  и  $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma$ , полученные в данной работе, являются в данный момент наиболее точными.

В заключение автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Юрию Анатольевичу Тихонову и своему наставнику Андрею Георгиевичу Шамову.

Автор искренне признателен всему коллективу детектора КЕДР и ускорителя ВЭПП-4М: В. В. Анашину, В. М. Аульченко, А. К. Барладяну, А. Ю. Барнякову, М. Ю. Барнякову, С. Е. Бару, И. В. Бедному, О. Л. Белобородо-

вой, А. Е. Блинову, В. Е. Блинову, А. В. Боброву, В. С. Бобровникову, А. В. Богомягкову, А. Е. Бондарю, Д. В. Бондареву, А. Р. Бузыкаеву, А. И. Воробьёву, Ю. М. Глуховченко, В. В. Гулевичу, Д. В. Гусеву, В. Н. Жиличу, В. В. Жуланову, А. Н. Журавлёву, С. Е. Карнаеву, Г. В. Карпову, С. В. Карпову, В. А. Киселёву, С. А. Кононову, К. Ю. Котову, Е. А. Кравченко, В. Ф. Куликову, Г. Я. Куркину, Э. А. Куперу, Е. Б. Левичеву, Д. А. Максимову, В. М. Мальшеву, А. Л. Масленникову, А. С. Медведко, О. И. Мешкову, С. И. Мишневу, И. И. Морозову, Н. Ю. Мучному, В. В. Нейфельду, С. А. Никитину, И. Б. Николаеву, И. Н. Окуневу, А. П. Онучину, С. Б. Орешкину, И. О. Орлову, А. А. Осипову, С. В. Пелеганчуку, В. В. Петрову, С. Г. Пивоварову, П. А. Пиминову, А. О. Полуэктову, И. Н. Попкову, Г. Е. Поспелову, В. Г. Присекину, А. А. Рубану, Г. А. Савинову, В. К. Сандыреву, Е. А. Симонову, С. В. Синяткину, Ю. И. Сковпеню, А. Н. Скринскому, В. В. Смалюку, А. В. Соколову, Е. В. Старостиной, А. М. Сухареву, А. А. Талышеву, В. А. Таюрскому, В. И. Тельнову, К. Ю. Тодышеву, Г. М. Тумайкину, Ю. В. Усову, Т. А. Харламовой, Д. Н. Шатилову, Б. А. Шварцу, С. И. Эйдельману, А. Н. Юшкову, сделавших возможным проведение и обработку эксперимента.

Автор хочет поблагодарить своих родителей Михаила Николаевича и Наталью Павловну Балдиных.

## Литература

- [1] N. Brambilla, M. Kramer, R. Mussa et al. Heavy Quarkonium Physics. — 2005. — hep-ph/0412158.
- [2] Jozef J. Dudek, Robert G. Edwards, David G. Richards. Radiative Transitions in Charmonium from Lattice QCD // Physical Review D. — 2006. — Vol. 73. — P. 074507.
- [3] А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин, В. И. Захаров и др. Чармоний и квантовая хромодинамика // Успехи физических наук. — 1977. — Т. 123, № 10. — С. 217.
- [4] A. M. Badalian, I. V. Danilkin. Di-electron and two-photon widths in charmonium // Phys. Atom. Nucl. — 2009. — Vol. 72. — Pp. 1206–1213. — hep-ph/0801.1614.
- [5] O. Lakhina, E. S. Swanson. Dynamic Properties of Charmonium // Physical Review D. — 2006. — Vol. 74. — P. 014012.
- [6] A. D. Bukin et al. Absolute Calibration of Beam Energy in the Storage Ring.  $\phi$ -Meson Mass Measurement // Vth intern. Symp. on High energy physics and elementary particle physics. — Warsaw: 1975. — P. 138.
- [7] A. N. Skrinsky, Yu. M. Shatunov. Precision measurements of masses of elementary particles using storage rings with polarized beams // Sov. Phys. Usp. — 1989. — Vol. 32. — Pp. 548–554.
- [8] R. Brandelik et al. Results from DASP on  $e^+e^-$  annihilation between 3.1-GeV and 5.2-GeV // Z. Phys. — 1979. — Vol. C1. — Pp. 233–256.

- [9] G. S. Adams, CLEO Collaboration. Measurement of  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ ,  $\Gamma_{tot}(J/\psi)$ , and  $\Gamma_{ee}(\psi(2S))/\Gamma_{ee}(J/\psi)$  // Physical Review D. — 2006. — Vol. 73. — P. 051103.
- [10] В. В. Анашин, В. М. Аульченко, Е. М. Балдин и др. Изучение процессов  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  и  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  на детекторе КЕДР. — 2009. — Препринт ИЯФ 2009-9. <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
- [11] V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. Results on  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\psi(3770)$  from KEDR // Nucl. Phys. Proc. Suppl. — 2008. — Vol. 181-182. — Pp. 353–357.
- [12] Е. М. Балдин. Изучение процесса  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  на детекторе КЕДР // Ядерная физика. — 2009. — Т. 72, № 3. — С. 531–536.
- [13] V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. Measurement of  $\Gamma_{ee}(J/\psi) \times \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$  and  $\Gamma_{ee}(J/\psi) \times \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$  // Physics Letters B. — 2010. — Vol. 685. — Pp. 134–140.
- [14] J. J. Aubert, others [E598]. Experimental Observation Of A Heavy Particle // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Vol. 33. — P. 1404.
- [15] J. E. Augustin, others [SLAC-SP-017 Collaboration]. Discovery Of A Narrow Resonance In  $e^+e^-$  Annihilation // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Vol. 33. — P. 1406.
- [16] Лауреаты Нобелевской премии: Энциклопедия., Под ред. Е. Ф. Губский. — М.: Прогресс., 1992. — С. 741. — Перевод изд.: Nobel prize winners (New York, 1987).

- [17] Yasuo Hara. Unitary triplets and the eightfold way // Phys. Rev. — 1964. — Vol. 134. — Pp. B701–B704.
- [18] J. D. Bjorken, S. L. Glashow. Elementary Particles and SU(4) // Phys. Lett. — 1964. — Vol. 11. — Pp. 255–257.
- [19] T. Appelquist, H. D. Politzer. Orthocharmonium And  $e^+e^-$  Annihilation // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 34. — P. 43.
- [20] A. De Rujula, S. L. Glashow. Is Bound Charm Found? // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 34. — P. 46.
- [21] H. D. Politzer T. Appelquist, A. De Rujula, S. L. Glashow. Charmonium Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 34. — P. 365.
- [22] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita et al. The Spectrum Of Charmonium // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 34. — P. 369.
- [23] Christopher Smith. What could be learnt from Positronium for Quarkonium? // International Journal of Modern Physics A. — 2004. — Vol. 19. — P. 3905.
- [24] Nora Brambilla. Extraction of  $\alpha_s$  and  $m_Q$  from Onia. — 2007. — arXiv.org:0711.1689.
- [25] V. V. Anisovich, L. G. Dakhno, M. A. Matveev et al. Quark–antiquark states and their radiative transitions in terms of the spectral integral equation. II. Charmonia // Physics of Atomic Nuclei. — 2007. — Vol. 70. — P. 364.

- [26] Geoffrey T. Bodwin, Daekyoung Kang, Taewon Kim et al. Relativistic corrections to  $e^+e^- \rightarrow J/\psi + \eta_c$  in a potential model. — 2006. — hep-ph/0611002.
- [27] V. V. Braguta, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky. The processes  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\chi_{c0}$ ,  $\psi(2S)\chi_{c0}$  at  $\sqrt{s} = 10.6$  GeV in the framework of light cone formalism // Physics Letters B. — 2006. — Vol. 635. — P. 299.
- [28] Andrzej Czarnecki, Kirill Melnikov. Charmonium decays:  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  and  $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$  // Physics Letters B. — 2001. — Vol. 519. — P. 212.
- [29] Geoffrey T. Bodwin, Eric Braaten, G. Peter Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium // Phys. Rev. — 1995. — Vol. D51. — Pp. 1125–1171.
- [30] Nora Brambilla. NRQCD and quarkonia. — 2007. — hep-ph/0702105.
- [31] A. Gray, I. Allison, C. T. H. Davies et al. The  $\Upsilon$  spectrum and  $m_b$  from full lattice QCD // Physical Review D. — 2005. — Vol. 72. — P. 094507.
- [32] C. Amsler et al. Review of particle physics // Physics Letters B. — 2008. — Vol. 667. — P. 1.
- [33] Estia Eichten, Stephen Godfrey, Hanna Mahlke, Jonathan L. Rosner. Quarkonia and their transitions. — 2007. — hep-ph/0701208.
- [34] Olga Lakhina. Study of meson properties in quark models (Ph.D. Thesis, University of Pittsburgh, October 2006). — 2006.
- [35] Eric Braaten, Jungil Lee. Exclusive Double-Charmonium Production from  $e^+e^-$  Annihilation into a Virtual Photon // ERRATUM-IBID.D. — 2005. — Vol. 72. — P. 099901.

- [36] C. T. H. Davies, E. Follana, K. Hornbostel et al. Charm physics with highly improved staggered quarks. — 2006. — hep-lat/0610110.
- [37] E. Follana, Q. Mason, C. Davies et al. Highly Improved Staggered Quarks on the Lattice, with Applications to Charm Physics // Physical Review D. — 2007. — Vol. 75. — P. 054502.
- [38] M. B. Voloshin. Charmonium. — 2007. — arXiv.org:0711.4556.
- [39] Waikwok Kwong, Paul B. Mackenzie, Rogerio Rosenfeld, Jonathan L. Rosner. Quarkonium annihilation rates // Phys. Rev. D. — 1988. — Jun. — Vol. 37, no. 11. — Pp. 3210–3215.
- [40] A. Pineda, F. J. Yndurain. Calculation of Quarkonium Spectrum and  $m_b$ ,  $m_c$  to Order  $\alpha_s^4$  // Physical Review D. — 1998. — Vol. 58. — P. 094022.
- [41] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin. Properties of heavy quarkonia and  $B_c$  mesons in the relativistic quark model // Physical Review D. — 2003. — Vol. 67. — P. 014027.
- [42] A. Hart, G. M. von Hippel, R. R. Horgan. Leptonic widths of heavy quarkonia: S-Wave QCD/NRQCD matching coefficients for the electromagnetic vector annihilation current at  $\mathcal{O}(\alpha_s v^2)$  // Physical Review D. — 2007. — Vol. 75. — P. 014008.
- [43] R. L. Ford, B. L. Beron, E. Hilger et al. Measurements of  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , and  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  at Center-of-Mass Energies Close to 3105 MeV // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Mar. — Vol. 34, no. 10. — Pp. 604–606.
- [44] B. Bartoli et al. Measurement of the  $J/\psi$  (3100) Decay Widths Into  $e^+e^-$  and  $\mu^+\mu^-$  at ADONE // Lett. Nuovo Cim. — 1975. — Vol. 14. — Pp. 73–81.

- [45] A. Boyarski et al. The Quantum Numbers and Decay Widths of the  $\psi$  (3095) // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 34. — P. 1357.
- [46] C. Bacci et al. Multi-Hadronic Decays and Partial Widths of the  $J/\psi$  (3100) Resonance Produced in  $e^+e^-$  Annihilation at ADONE // Phys. Lett. — 1975. — Vol. B58. — P. 471.
- [47] W. Braunschweig, et al. Muon Pair Production by  $e^+e^-$  Annihilation at the 3100-MeV Resonance // Physics Letters B. — 1975. — Vol. 56. — P. 491.
- [48] J. Z. Bai et al. A Measurement of  $J/\psi$  decay widths // Physics Letters B. — 1995. — Vol. 355. — Pp. 374–380.
- [49] Kamal K. Seth. Summary of Experimental Meson Physics // International Journal of Modern Physics A. — 2007. — Vol. 22. — P. 480.
- [50] A. B. Arbuzov, E. A. Kuraev, N. P. Merenkov, L. Trentadue. Hadronic Cross Sections in Electron-Positron Annihilation with Tagged Photon // JHEP. — 1998. — Vol. 9812. — P. 009.
- [51] B. Aubert, The BABAR Collaboration.  $J/\psi$  production via initial state radiation in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  at an  $e^+e^-$  center-of-mass energy near 10.6 GeV // Physical Review D. — 2004. — Vol. 69. — P. 011103.
- [52] Z. Li et al. Measurement of the branching fractions for  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  // Phys. Rev. — 2005. — Vol. D71. — P. 111103.
- [53] J. Z. Bai et al. Determination of the  $J/\psi$  leptonic branching fraction via  $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$  // Phys. Rev. — 1998. — Vol. D58. — P. 092006.



- [54] 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. — 1975. — Т. 21, вып. 6. — С. 378–382.
- [55] W. Beenakker, Frits A. Berends, S. C. van der Marck. Large angle Bhabha scattering // Nucl. Phys. — 1991. — Vol. B349. — Pp. 323–368.
- [56] A. B. Arbuzov, G. V. Fedotov, E. A. Kuraev et al. Large angle QED processes at  $e^+e^-$  colliders at energies below 3 GeV // JHEP. — 1997. — Vol. 9710. — P. 001.
- [57] K. Yu. Todyshev. The application Breit-Wigner form with radiative corrections to the resonance fitting. — 2009. — arXiv.org:0902.4100.
- [58] E. A. Kuraev, V. S. Fadin. On Radiative Corrections to  $e^+e^-$  Single Photon Annihilation at High-Energy // Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Vol. 41. — Pp. 466–472.
- [59] V. Anashin et al. VEPP-4M collider: Status and plans // Stockholm 1998, EPAC 98\*. — 1998. — Pp. 400–402. — Prepared for 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm, Sweden, 22-26 Jun 1998.
- [60] A. S. Artamonov et al. High precision measurement of the  $\Upsilon$  meson mass // Physics Letters B. — 1982. — Vol. 118. — P. 225.
- [61] A. S. Artamonov et al. A high precision measurement of the  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  and  $\Upsilon''$  meson masses // Physics Letters B. — 1984. — Vol. 137. — P. 272.
- [62] S. E. Baru et al. New measurement of the  $\Upsilon$  meson mass // Z. Phys. — 1986. — Vol. C30. — Pp. 551–558.

- [63] S. E. Baru et al. Measurement of the branching ratio for  $\Upsilon(1S)$  state into  $\mu^+\mu^-$  and search for decays  $\Upsilon(1S) \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-, p\bar{p}$  // Z. Phys. — 1992. — Vol. C54. — Pp. 229–234.
- [64] S. E. Baru et al. Search for  $\xi(2.2)$  and  $X(2.2)$  in radiative decay of  $\Upsilon$  meson // Z. Phys. — 1989. — Vol. C42. — Pp. 505–510.
- [65] A. E. Blinov et al. Search for decay  $\Upsilon \rightarrow \rho^0\pi^0$  // Physics Letters B. — 1990. — Vol. 245. — Pp. 311–314.
- [66] A. E. Blinov et al. The search for narrow resonances in the reaction  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons at center-of-mass energy range between 7.23 GeV and 10.34 GeV // Z. Phys. — 1991. — Vol. C49. — Pp. 239–243.
- [67] S. E. Baru et al. Measurement of two photon widths of the  $a_2, \eta', \eta$  // Z. Phys. — 1990. — Vol. C48. — Pp. 581–586.
- [68] A. E. Blinov et al. Two photon production of  $e^+e^-$  pairs with small invariant masses. // Yad. Fiz. — 1986. — Vol. 44. — Pp. 626–632.
- [69] A. E. Blinov et al. Pion pair production in photon-photon collisions // Z. Phys. — 1992. — Vol. C53. — Pp. 33–39.
- [70] S. E. Baru et al. Total cross-section of two photon production of hadrons // Z. Phys. — 1992. — Vol. C53. — Pp. 219–224.
- [71] A. A. Sokolov, I. M. Ternov. On Polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation // Sov. Phys. Dokl. — 1964. — Vol. 8. — Pp. 1203–1205.
- [72] A. S. Artamonov et al. High Precision Mass Measurements in  $\psi$  and  $\Upsilon$  Families Revisited // Physics Letters B. — 2000. — Vol. 474. — Pp. 427–429.

- [73] V. M. Aulchenko et al. New precision measurement of the  $J/\psi$  and  $\psi'$  meson masses // Physics Letters B. — 2003. — Vol. 573. — Pp. 63–79.
- [74] R. Klein, R. Thornagel, G. Ulm et al. Beam diagnostics at the BESSY I electron storage ring with Compton backscattered laser photons: Measurement of the electron energy and related quantities // Nucl. Instrum. Meth. — 1997. — Vol. A384. — Pp. 293–298.
- [75] R. Klein et al. Measurement of the BESSY II electron beam energy by Compton-backscattering of laser photons // Nucl. Instrum. Meth. — 2002. — Vol. A486. — Pp. 545–551.
- [76] V. V. Anashin et al. Status of the KEDR detector // Nucl. Instrum. Meth. — 2002. — Vol. A478. — Pp. 420–425.
- [77] С. Е. Бару, В. С. Кириченко, Г. А. Савинов и др. Служебные блоки системы данных КЛЮКВА: Тех. доклад.: ИЯФ, 1988. — Препринт ИЯФ 88-26.
- [78] <http://bzip.org/>.
- [79] V. M. Aulchenko, A. G. Chilingarov, G. M. Kolachev et al. Vertex chamber for the KEDR detector // Nucl. Instrum. Meth. — 1989. — Vol. A283. — Pp. 528–531.
- [80] В. П. Нагаслаев. Вершинная камера детектора КЕДР. — 1997. — Кандидатская диссертация.
- [81] Б. О. Байбусинов, С. Е. Бару, А. Е. Бондарь и др. Первые результаты испытаний ВД для КЕДР: Тех. доклад.: ИЯФ, 1997. — Препринт ИЯФ 97-68.

- [82] Е. М. Балдин, И. В. Бедный, В. Е. Блинов и др. Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР: Тех. доклад.: ИЯФ, 2000. — Препринт ИЯФ 2000-5.
- [83] S. E. Baru, A. E. Blinov, V. E. Blinov et al. Status of the KEDR drift chamber // Nucl. Instrum. Meth. — 2002. — Vol. A494. — Pp. 251–254.
- [84] V. M. Aulchenko, S. G. Klimenko, G. M. Kolachev et al. Investigation of the electromagnetic calorimeter based on liquid krypton // Nucl. Instrum. Meth. — 1990. — Vol. A289. — Pp. 468–474.
- [85] V. M. Aulchenko, S. G. Klimenko, G. M. Kolachev et al. Liquid krypton calorimeter for KEDR detector // Nucl. Instrum. Meth. — 1992. — Vol. A316. — Pp. 8–13.
- [86] V. M. Aulchenko, A. D. Bukin, S. G. Klimenko et al. Liquid krypton electromagnetic calorimeter // Nucl. Instrum. Meth. — 1993. — Vol. A327. — Pp. 193–198.
- [87] В. М. Аульченко, Е. М. Балдин, А. К. Барладян и др. Пространственное разрешение калориметра на жидком криптона детектора КЕДР: Тех. доклад.: ИЯФ, 2004. — Препринт ИЯФ 2004-29.
- [88] V. M. Aulchenko et al. The test of the LKr calorimeter prototype at the tagged photon beam // Nucl. Instrum. Meth. — 1997. — Vol. A394. — Pp. 35–45.
- [89] V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, E. M. Baldin et al. Experience with CsI(Na) crystals for calorimetry // Nucl. Instrum. Meth. — 1996. — Vol. A379. — Pp. 502–504.

- [90] Б. А. Шварц. Создание калориметров на основе кристаллов CsI и их применение в экспериментах на встречных пучках. — 2004. — Докторская диссертация.
- [91] A. G. Chilingarov, V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov et al. Muon system based on streamer tubes with time difference readout // Nucl. Instrum. Meth. — 1988. — Vol. A265. — Pp. 137–140.
- [92] A. E. Blinov, A. E. Bondar, Yu. I. Eidelman et al. Large impact parameters cutoff in bremsstrahlung at colliding beams // Physics Letters B. — 1982. — Vol. 113. — P. 423.
- [93] В. Н. Байер, В. М. Катков, В. М. Страховенко. Роль геометрических факторов в процессе тормозного излучения на встречных  $e^-e^+$ -пучках // Ядерная физика. — 1982. — Т. 36, № 1(7). — С. 163–168.
- [94] R. Brun, et al. GEANT 3.21, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 // CERN, Geneva. — 1993. — unpublished.
- [95] Elisabetta Barberio, Zbigniew Was. PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0 // Comput. Phys. Commun. — 1994. — Vol. 79. — Pp. 291–308.
- [96] S. Jadach, W. Płaczek, B. F. L. Ward. BHWIDE 1.00  $\mathcal{O}(\alpha)$  YFS Exponentiated Monte Carlo for Bhabha Scattering at Wide Angles for LEP1/SLC and LEP2 // Physics Letters B. — 1997. — Vol. 390. — P. 298.
- [97] A. B. Arbuzov, G. V. Fedotov, F. V. Ignatov et al. Monte-Carlo generator for  $e^+e^-$  annihilation into lepton and hadron pairs with precise ra-

- diative corrections // Eur. Phys. J. — 2006. — Vol. C46. — Pp. 689–703. — hep-ph/0504233.
- [98] Torbjorn Sjostrand, Mats Bengtsson. The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$  Physics. Jetset Version 6.3: An Update // Comput. Phys. Commun. — 1987. — Vol. 43. — P. 367.
- [99] E. Anderson, Z. Bai, C. Bischof et al. LAPACK Users Guide. — Third edition. — Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1999.
- [100] J. Z. Bai et al. The measurements of  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  // Physics Letters B. — 2004. — Vol. 591. — Pp. 42–48.
- [101] Frits A. Berends, R. Gastmans. Hard photon corrections for  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  // Nucl. Phys. — 1973. — Vol. B61. — Pp. 414–428.
- [102] HEPDB — Database Management Package CERN Program Library entry Q180. — 1995. — unpublished.
- [103] <http://www.mysql.com>.
- [104] <http://www.oracle.com>.
- [105] <http://www.postgresql.org>.
- [106] И. В. Башкиров. База данных калибровок детектора КМД-2. — 1997. — Квалификационная работа на соискание степени магистра. ИЯФ им. Будкера СО РАН.
- [107] I. Chilingarian, O. Bartunov, J. Richter, T. Sigaev. PostgreSQL: the Suitable DBMS Solution for Astronomy and Astrophysics // Astronomical Data Analysis Software and Systems (ADASS) XIII / Ed. by F. Ochsenbein,

- M. G. Allen, D. Egret. — Vol. 314 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2004. — Pp. 225–+.
- [108] Е. М. Балдин. История о PostgreSQL. Введение. // Linux Format. — 2006. — Т. 85. — С. 108–111.
- [109] Е. М. Балдин. История о PostgreSQL. Работа с базой. // Linux Format. — 2006. — Т. 86. — С. 82–86.
- [110] Е. М. Балдин. История о PostgreSQL. Возможности о PostgreSQL. // Linux Format. — 2007. — Т. 87/88. — С. 80–84.
- [111] Е. М. Балдин. История о PostgreSQL. Интерфейсы. // Linux Format. — 2007. — Т. 89. — С. 86–90.
- [112] Е. М. Балдин. История о PostgreSQL. Настройка PostgreSQL. // Linux Format. — 2007. — Т. 90. — С. 80–85.
- [113] Е. М. Балдин. История о PostgreSQL. Дополнительные главы. // Linux Format. — 2007. — Т. 91. — С. 88–92.
- [114] Р. И. Идрисов. Средства визуализации базы данных детектора КЕДР. — 2004. — Квалификационная работа на соискание степени магистра. ИЯФ им. Будкера СО РАН.
- [115] Е. М. Балдин. База данных калибровок детектора КЕДР: Тех. доклад.: ИЯФ, 2006. — Документация к программному пакету KDB.
- [116] R. Brun, F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework // Nucl. Instrum. Meth. — 1997. — Vol. A389. — Pp. 81–86.
- [117] Е. М. Балдин. ROOT. Анализ данных. // Linux Format. — 2006. — Т. 83. — С. 91–95.

- [118] <http://dbi.perl.org/>.
- [119] <http://www.gnuplot.info/>.
- [120] Е. М. Балдин. Gnuplot. Графики заказывали? // Системный администратор. — 2007. — Т. 53. — С. 72–77.
- [121] <http://kedr.inp.nsk.su>.
- [122] V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. Measurement of the  $\tau$  lepton mass at the KEDR detector // JETP Lett. — 2007. — Vol. 85. — Pp. 347–352.
- [123] N. Yu Muchnoi, V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov et al. Review of energy measurements at VEPP-4M collider // 10-th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. February 28 - March 5, 2008. — 2008.