ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН

На правах рукописи

СУХАРЕВ Андрей Михайлович

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

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
член-корреспондент РАН,
доктор физ.-мат. наук, профессор
Тихонов Юрий Анатольевич

Новосибирск-2018

Оглавление

Введен	ие		6
Глава	1. Лег	ттонная ширина $\psi(2\mathrm{S})$ -мезона	9
1.1.	Обзор	теоретических подходов к определению параметров чармония	10
1.2.	Экспер	рименты по измерению лептонной ширины $\psi(2S)$ -мезона	12
1.3.	Сечени	ия процессов при столкновениях электрон-позитронных пучков в об-	
	ласти	$\psi(2\mathrm{S})$ -мезона	13
	1.3.1.	Сечение $e^+e^- \to \ell^+\ell^-$	13
	1.3.2.	Об учёте вакуумной поляризации	15
	1.3.3.	Сечения фоновых каналов распада $\psi(2S)$ -мезона	17
Глава 2	2. Экс	спериментальный комплекс ВЭПП-4М/КЕДР	19
2.1.	Колла	йдер ВЭПП-4M	19
2.2.	Детект	гор КЕДР	20
	2.2.1.	Вершинный детектор	22
	2.2.2.	Дрейфовая камера	22
	2.2.3.	Время-пролётная система	22
	2.2.4.	Цилиндрический электромагнитный калориметр	23
	2.2.5.	Торцевой электромагнитный калориметр	23
	2.2.6.	Монитор светимости	24
	2.2.7.	Магнитная система	24
	2.2.8.	Триггер	24
	2.2.9.	Система сбора данных	26
	2.2.10.	Программное обеспечение и вычислительные ресурсы	27
Глава 3	3. Мю	оонная система детектора КЕДР	28
3.1.	Описал	ние	28
	3.1.1.	Конструкция	28
	3.1.2.	Газовая система	31
	3.1.3.	Электроника	33

	3.1.4.	Бысоковольтное питание	31
	3.1.5.	Система сбора данных	38
	3.1.6.	Система измерения загрузок	38
	3.1.7.	Стенд проверки плат ВЦП	39
3.2.	Реконс	струкция событий в мюонной системе	40
	3.2.1.	Восстановление координат срабатывания	41
	3.2.2.	Реконструкция прямолинейных треков	42
	3.2.3.	Привязка к трековой системе	44
3.3.	Калиб	ровка мюонной системы	44
	3.3.1.	Генераторная калибровка	45
	3.3.2.	Калибровка по реальным частицам	47
	3.3.3.	Уточнение калибровочных констант	49
3.4.	Монит	орирование параметров мюонной системы	50
	3.4.1.	Продольное координатное разрешение	52
	3.4.2.	Определение состояний каналов и уточнение калибровочных кон-	
		стант в процессе записи экспериментальных данных	54
	3.4.3.	Эффективность регистрации	57
3.5.	Модел	ирование мюонной системы	58
	3.5.1.	Описание системы в моделировании	58
	3.5.2.	Учёт состояния системы при обработке моделирования	59
3.6.	Торцен	вая мюонная система	60
3.7.	Вывод	ы по результатам работы мюонной системы	61
Глава 4	1 '9ra	сперимент по измерению $\Gamma_{ee} imes {\cal B}_{\mu\mu}\; \psi(2{ m S})$ -мезона	64
4.1.		ие детектора КЕДР в области $\psi(2S)$ -мезона	64
4.2.		ия отбора событий	65
1.2.	4.2.1.	Отбор $\mu^+\mu^-$	65
	4.2.2.	Отбор e^+e^-	67
4.3.		ирование исследуемых и фоновых процессов	69
4.0.	модел 4.3.1.	моделирование e^+e^- и $\mu^+\mu^-$	70
	4.3.1.	Моделирование фоновых процессов	70 70
	4.0.2.	моделирование фоновых процессов	70

Глава 5	5. Эф	фективность время-пролётной системы	72
5.1.	Измере	ение эффективности с реконструкцией событий каскадного распада	73
5.2.	Альтер	онативный метод измерения эффективности	74
5.3.	Резуль	таты	76
Глава (6. Про	оцедура получения результата и анализ систематических по-	-
грец	иностеі	й	78
6.1.	Ожида	аемое число событий и процедура подгонки	78
6.2.	Усредн	нение результатов и погрешностей отдельных измерений	80
6.3.	Систем	иатические неопределённости	81
	6.3.1.	Измерение энергетического разброса	81
	6.3.2.	Точность знания параметров резонанса	83
	6.3.3.	Измерение энергии сталкивающихся частиц	83
	6.3.4.	Моделирование нерезонансного рождения лептонов	84
	6.3.5.	Условия на коллинеарность треков	84
	6.3.6.	Неопределённости, связанные с измерением полярного угла	85
	6.3.7.	Ошибки при определении зарядов треков	86
	6.3.8.	Асимметрия детектора	86
	6.3.9.	Условие на лишнее энерговыделение	87
	6.3.10.	Мюонная система	87
	6.3.11.	Неопределённости, связанные с триггером	88
	6.3.12.	Наложение событий случайного запуска	90
	6.3.13.	Учёт излучения фотонов в конечном состоянии	90
	6.3.14.	Теоретические неопределённости	91
	6.3.15.	Фон от распадов резонанса	91
Глава 7	7. Рез	ультаты эксперимента	92
7.1.	Измере	ение $\Gamma_{ee} imes \mathcal{B}_{\mu\mu} \; \psi(2\mathrm{S})$ -мезона	92
7.2.	Опреде	еление электронной ширины $\psi(2S)$ -мезона	94
Заклю	чение		96
Списон	к литер	ратуры	98

Список иллюстр	ативного материала	109
Список таблиц.		111
Приложение А.	Эффективность суперблоков мюонной системы	113
Приложение Б.	Систематические погрешности измерения $\Gamma_{aa} \times \mathcal{B}_{aa}$	115

Введение

Исследования $c\bar{c}$ -резонансов являются важной частью начавшейся в 2002 году экспериментальной программы детектора КЕДР, работающего на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН.

Чармоний, состоящий из тяжёлых c и \bar{c} -кварков, подобно позитронию и атому водорода, имеет ряд резонансных состояний, соответствующих различным возбуждениям пары $c\bar{c}$. Но, в отличие от упомянутых электромагнитных аналогов, свойства чармония, в частности, полная и лептонная ширины, определяются главным образом сильным вза-имодействием. Это делает чармоний сравнительно простым и удобным объектом для изучения в рамках квантовой хромодинамики (КХД) [1]. Теоретические предсказания параметров $c\bar{c}$ -резонансов основываются на различных потенциальных моделях [2–15] или вычисляются в рамках КХД на решётках (см., например, [16–20]). Значения электронной ширины узких резонансов требуются при использовании правила сумм для определения массы c-кварка [21–23].

Данная диссертация посвящена измерению одного из параметров $\psi(2S)$ -резонанса, а именно произведения электронной ширины на вероятность распада (т. н. *бранчинг*) в мюонную пару $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$, на основе набранной с детектором КЕДР многолетней экспериментальной статистики в области $\psi(2S)$.

Величина $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{x}$ естественным образом получается при измерении площади под резонансной кривой процесса $e^{+}e^{-} \to \psi(2S) \to x$. Такой эксперимент подразумевает определение сечения процесса $e^{+}e^{-} \to x$ в нескольких точках по энергии вблизи резонанса. Представление его результата в форме произведения электронной ширины и бранчинга рекомендовано Particle Data Group (PDG) и наиболее подходит для выполняемых PDG комбинированных подгонок параметров резонансов на основании данных различных экспериментов. Здесь уместно процитировать замечание «Branching Ratios of $\psi(2S)$ and $\chi_{c0,1,2}$ » из Review of Particle Physics [24] (в переводе):

«...При экспериментальном измерении бранчингов не всегда возможно нормировать число наблюдаемых событий соответствующей моды распада на полное число произведённых частиц. Поэтому экспериментаторы иногда приводят отношение наблюдаемого числа распадов к другой моде распада той же

или другой частицы. На самом деле это эквивалентно измерению комбинации бранчингов нескольких мод распада.

Чтобы извлечь бранчинг конкретной моды распада, коллаборации используют некоторые опубликованные ранее измерения требуемых бранчингов. Однако эти величины зачастую берутся из Review of Particle Physics (RPP), который, в свою очередь, использует приведённые экспериментами бранчинги в своих следующих редакциях. Это приводит к росту корреляций или просто к замкнутым кругам...

...Способ избежать эти зависимости и корреляции — извлекать бранчинги путём подгонки, которая использует действительно измеренные комбинации бранчингов и парциальных ширин...»

Именно из такой подгонки получается современное табличное значение $\Gamma_{ee}\left[\psi(2S)\right]$.

На сегодняшний день опубликованные PDG таблицы свойств $\psi(2S)$ не содержат «среднемировых» значений ни для $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$, ни для произведения электронной ширины на вероятность распада в электрон-позитронную пару $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$. Это означает, что, по-видимому, актуальных измерений этих величин в настоящее время не существует.

Измерение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ для $\psi(2\mathrm{S})$ -мезона заметно сложнее, чем $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$, из-за присутствия большого фона от нерезонансного процесса $e^+e^- \to e^+e^-$. Это является принципиальным отличием от случая J/ψ [25], где вероятности лептонных распадов на порядок больше. Другое отличие $\psi(2\mathrm{S})$ от J/ψ , относящееся и к $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$, и к $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$, — наличие у $\psi(2\mathrm{S})$ большого количества фоновых каналов распада, которые надо явно учитывать в анализе.

Электронная ширина мезона Γ_{ee} может быть получена прямым суммированием произведений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_m$ для всех мод распада m: $\Gamma_{ee} = \Gamma_{ee} \Sigma \mathcal{B}_m = \Sigma \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_m$. Таким образом, величина $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ требуется среди прочих для определения электронной ширины этим способом. Современное среднее значение Γ_{ee} [$\psi(2S)$] основано на нескольких измерениях с детекторами BES2 [26, 27] и BES3 [28], точность которых составляет около 5%.

В описываемом эксперименте по измерению $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ и в других экспериментах на детекторе КЕДР идентификация мюонов проводилась с использованием мюонной системы. Одной из целей данной работы являлось обеспечение возможности применения мюонной системы в физическом анализе.

На защиту выносятся следующие основные результаты:

- Разработано программное обеспечение мюонной системы детектора КЕДР, включающее процедуры калибровки и определения статусов каналов системы, а также моделирование и реконструкцию событий в системе.
- Обеспечена эксплуатация мюонной системы детектора КЕДР на протяжении более десяти экспериментальных сезонов. Достигнуты ожидаемые продольное координатное разрешение и эффективность регистрации системы.
- Введена в эксплуатацию торцевая часть мюонной системы.
- Проведено наиболее актуальное измерение произведения электронной ширины и вероятности распада в пару мюонов для $\psi(2S)$ -мезона.
- С лучшей на данный момент точностью получена электронная ширина $\psi(2S)$.

Материалы диссертации были представлены в ноябре 2007 года, декабре 2008 года, ноябре 2011 года на сессиях-конференциях Секции ядерной физики Отделения физических наук Российской академии наук, в апреле 2008 года на конференции PHIPSI08 [29], в сентябре 2013 года на конференции PHIPSI2013 [30], в январе 2014 года на конференции INSTR2014 [31], в июне 2017 года на конференции PHIPSI2017, в мае 2018 года на конференции CHARM18, а также опубликованы в статьях [32, 33] и препринте [34].

Глава 1

Лептонная ширина $\psi(2S)$ -мезона

 $\psi(2\mathrm{S})$ -мезон был открыт в 1974 году на e^+e^- накопительном кольце SPEAR в Стэнфордском центре линейного ускорителя (SLAC) [35] всего через несколько дней после того, как одновременно там же в SLAC [36] и в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) в столкновениях протонов с бериллиевой мишенью [37] был найден J/ψ -мезон. Зарегистрировав узкий пик в сечениях $e^+e^-\to$ адроны и $e^+e^-\to$ лептоны на энергии 3105 МэВ в системе центра масс, экспериментальная группа SLAC продолжила систематическое исследование доступной SPEAR области энергий и быстро обнаружила ещё один резонанс с массой около 3695 МэВ.

Открытие узких резонансов в новой области энергий стало косвенным, но убедительным подтверждением существования четвёртого кварка, гораздо более тяжёлого, чем известные ранее $u,\ d$ и s. Предположения о наличии ещё одного кварка делались несколькими исследователями уже в 1964 году, почти сразу после выдвижения исходной трёхкварковой гипотезы Гелл-Манном и Цвейгом [38, 39], но в то время причины этих предположений были скорее эстетическими, чем практическими. Реальное наполнение четырёхкварковая модель получила в 1970 году, когда Глэшоу, Иллиопулос и Майани для объяснения малых вероятностей не сохраняющих странность слабых распадов каонов выдвинули гипотезу о существовании дополнительного кварка, названного очарованным (charmed), или c-кварком [40]. Новый кварк прекрасно завершал симметрию известных на тот момент кварков и лептонов.

Сходство чармония с позитронием и атомом водорода позволяет классифицировать его состояния в принятой в атомной физике терминологии (рис. 1.1). Рождающиеся напрямую в столкновениях e^+e^- пучков J/ψ и $\psi(2{\bf S})$ имеют квантовые числа фотона $J^{PC}=1^{--}$ (J — момент, P — пространственная чётность, C — зарядовая чётность).

Помимо общепринятого сегодня обозначения $\psi(2S)$ также использовались и иногда продолжают использоваться обозначения ψ' и $\psi(M)$, где M — масса резонанса в МэВ, например, $\psi(3686)$.

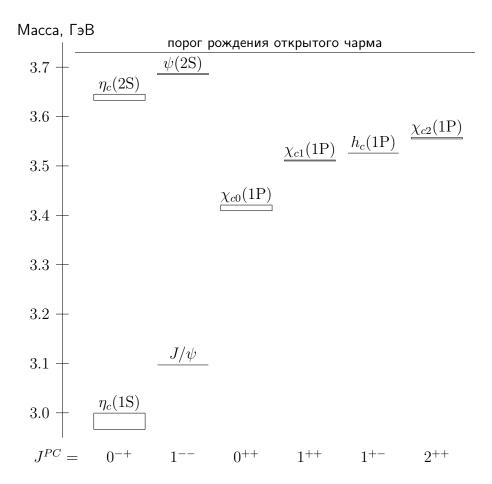


Рис. 1.1. Состояния чармония ниже порога рождения *D*-мезонов.

1.1. Обзор теоретических подходов к определению параметров чармония

Если кварки достаточно массивны, то их относительные скорости внутри мезона малы, и для описания кварковой системы можно использовать нерелятивистское уравнение Шрёдингера. Это утверждение с довольно хорошей точностью верно для нижних уровней системы чармония.

Лептонная ширина n-ого 3S_1 -состояния может быть выражена через радиальную часть волновой функции R_{nS} [41, 42]:

$$\Gamma(n^{3}S_{1} \to \ell^{+}\ell^{-}) = \frac{16\pi\alpha^{2}e_{q}^{2}|\Psi_{nS}(0)|^{2}}{M_{n}^{2}} \left(1 - \frac{16\alpha_{s}}{3\pi} + \cdots\right),$$

$$\Psi_{nS}(\vec{r}) = R_{nS} / \sqrt{4\pi},$$
(1.1)

где α — константа связи электромагнитного взаимодействия, e_q — заряд кварка (2/3 для c-кварка), M_n — масса n-ого уровня 3S_1 , а в скобках выписана КХД-поправка до первого порядка по константе связи сильного взаимодействия α_s [43].

При построении такой нерелятивистской модели важную роль играет выбор потенциала взаимодействия кварков. Потенциал на малых расстояниях определяется асимптотической свободой и близок к кулоновскому $U(r) \sim \alpha_s(r)/r$, где константа связи сильного взаимодействия α_s медленно падает с расстоянием между кварками. На больших расстояниях потенциал растёт, чтобы обеспечить невылетание свободных кварков. Выбор конкретной зависимости довольно свободный; часто выбирают, например, линейный рост потенциала.

К выражению (1.1), естественно, должны делаться поправки различного рода. Нужно учитывать, что константы взаимодействия α и α_s зависят от энергии. Величина α_s для массы c-кварка составляет 0.2–0.3 — не так уж и мало, — что побуждает к учёту поправок более высоких порядков по α_s . Имеются также релятивистские поправки и поправки непертурбативной КХД.

Опубликовано большое количество теоретических работ [2–15], в которых предлагаются различные потенциальные модели и учитываются поправки разного рода. Одна из основных трудностей состоит в подборе таких параметров моделей, чтобы одновременно удовлетворительно предсказывались как наблюдаемый спектр масс состояний чармония, так и различные параметры их распадов. В качестве примера можно привести работу [12] (получена $\Gamma_{ee} = 2.47$ кэВ). В работе [14] значение $\Gamma_{ee} = 2.376$ кэВ получается, если рассматривать $\psi(2S)$ как гибридное кварк-глюонное $c\bar{c}g$ -состояние.

Современное усреднённое экспериментальное значение Γ_{ee} составляет 2.30 ± 0.06 кэB, а результат подгонки PDG (см. цитату во введении) — 2.34 ± 0.04 кэB.

На расстояниях порядка 1 фм константа сильного взаимодействия α_s становится слишком большой для того, чтобы получать количественные предсказания эффектов по теории возмущений. Одним из вариантов решения этой проблемы стала решёточная КХД. Как следует из названия, вычисления в решёточной КХД проводятся при замене непрерывного пространства-времени дискретной решёткой точек в евклидовом пространстве [44, 45]. Основной трудностью здесь является резкий рост требуемых объёмов вычислений при увеличении числа узлов решётки и уменьшении её шага. Решёточные КХД-

вычисления в приложении к чармонию на сегодня ориентированы в основном на предсказание спектра масс. Если речь идёт о ширинах, то это, как правило, ширины нижних энергетических состояний, и точность решёточных расчётов Γ_{ee} [J/ψ] уже близка к 5% [17, 18]. Однако, например, в недавней работе [20] делается оценка отношения констант распада f (с которыми электронная ширина связана зависимостью $\Gamma_{ee} \sim f^2/m^2$, где m — масса резонанса) для J/ψ и $\psi(2S)$ — к сожалению, не очень удачная: $f_{\psi(2S)}/f_{J/\psi} = 1.18(9)$, в то время как из экспериментальных значений электронных ширин и масс J/ψ и $\psi(2S)$ следует ожидать, что оно будет меньше единицы. Можно надеяться на дальнейший прогресс в этом направлении.

1.2. Эксперименты по измерению лептонной ширины $\psi(2\mathrm{S})$ -мезона

Примечательно, что во время обнаружения $\psi(2S)$ на детекторе MARK-I в SLAC новое состояние — в отличие от J/ψ — удалось пронаблюдать только в адронном канале. Спустя полгода смогли определить отношение ширин процессов $\psi(2S) \to \mu^+\mu^-$ и $\psi(2S) \to J/\psi \pi^+\pi^-$ [46] и $\mathcal{B}_{\mu\mu} = 0.008 \pm 0.003$, используя измеренный ранее [47] бранчинг $\psi(2S) \to J/\psi \pi^+\pi^-$, а ещё чуть позже были представлены результаты сканирования сечений [48] в адронном, электронном и мюонном каналах. Были определены основные параметры $\psi(2S)$ -резонанса, в том числе лептонная ширина с точностью около 14%, и подтверждены квантовые числа $J^{PC} = 1^{--}$ для $\psi(2S)$ -мезона. Отметим, что на e^+e^- -коллайдерах видимая ширина пика сечения определяется разбросом энергии сталкивающихся частиц, в несколько раз превышающим собственную ширину резонанса.

Следующий аналогичный эксперимент [49], выдавший лептонную ширину с примерно той же точностью, был проведён коллаборацией DASP на накопителе DORIS в DESY. Результаты этих первых работ были обновлены в 1989 году в обзоре [50] с учётом исправления неточностей в вычислении радиационных поправок и изменения определения лептонной ширины (см. подраздел 1.3.2).

В эксперименте 2006 года на детекторе СLEO [51] электронная ширина получалась с использованием измеренных им же ранее [52] вероятностей различных мод распада $\psi(2S)$ через J/ψ .

Актуальные на сегодня измерения электронной ширины $\psi(2S)$ сделаны в работах BES2 2002 [53], 2006 [26], 2008 [27] годов и BES3 [28] 2015 года.

В работах BES2 применялся не вполне корректный метод определения радиационных поправок и учёта эффектов интерференции, приводящий к некоторому сдвигу полученных результатов. Это обсуждается в подразделе 1.3.2.

В работе BES3 [28] электронная ширина определялась по процессу с радиационным возвратом (ISR): $e^+e^- \to \gamma_{\rm ISR}\psi(2{\rm S}) \to \gamma_{\rm ISR}J/\psi\pi^+\pi^-$ и дальнейшим распадом J/ψ в пару $\ell^+\ell^-$. Таким образом, для получения окончательного значения $\Gamma_{ee}\left[\psi(2{\rm S})\right]$ требовались вероятности распадов $\mathcal{B}\left[\psi(2{\rm S})\to J/\psi\pi^+\pi^-\right]$ и $\mathcal{B}\left[J/\psi\to\ell^+\ell^-\right]$; авторы использовали значения, полученные BES3 в более ранних экспериментах. В Review of Particle Physics [24] этот результат был пересчитан с использованием более точного табличного значения $\mathcal{B}\left[\psi(2{\rm S})\to J/\psi\pi^+\pi^-\right]$.

В отличие от J/ψ , таблицы PDG не содержат результатов измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\ell\ell}$ для $\psi(2S)$ ни в мюонном, ни в электронном канале.

1.3. Сечения процессов при столкновениях электрон-позитронных пучков в области $\psi(2S)$ -мезона

1.3.1. Сечение
$$e^+e^- \to \ell^+\ell^-$$

Аналитическое выражение для сечения процесса $e^+e^- \to \ell^+\ell^-$ с учётом радиационных поправок в мягкофотонном приближении было впервые получено Я. А. Азимовым и др. [54] в 1975 г. Добавляя некоторые сделанные с того времени уточнения, дифференциальное сечение $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ в окрестности узкого резонанса можно записать в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee \to \mu\mu} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{K}\ni \text{Д}}^{ee \to \mu\mu} + \frac{3}{4W^2} \left(1 + \delta_{\text{sf}}\right) \left(1 + \cos^2\theta\right) \times \left\{\frac{3\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma M} \text{Im } \mathcal{F} - \frac{2\alpha\sqrt{\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}}}{M} \text{Re } \frac{\mathcal{F}}{1 - \Pi_0}\right\}, \quad (1.2)$$

где

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \beta}{\sin \pi \beta} \left(\frac{M/2}{-W + M - i\Gamma/2} \right)^{1-\beta}, \beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right). \tag{1.3}$$

Здесь W — энергия в системе центра масс, M, Γ , Γ_{ee} и $\Gamma_{\mu\mu}$ — масса резонанса и его полная, электронная и мюонная ширина соответственно, θ — полярный угол разлетающихся частиц, α — постоянная тонкой структуры, m_e — масса электрона. Оператор вакуумной поляризации Π_0 не включает вклад собственно резонанса. Фактор $\pi\beta/\sin\pi\beta$ в выражении для $\mathcal F$ получен K. Ю. Тодышевым [55].

Поправка $\delta_{\rm sf}$ с точностью до β^2 вычислена Э. А. Кураевым и В. С. Фадиным в подходе структурных функций [56]:

$$\delta_{\rm sf} = \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \beta^2 \left(\frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{1}{36} \ln \frac{W}{m_e} \right). \tag{1.4}$$

В формуле (1.2) члены, пропорциональные Im \mathcal{F} и Re \mathcal{F} , описывают вклад резонансного и интерференционного эффектов соответственно. Используя $\mathcal{B}_{\mu\mu} = \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$, выражения для них можно переписать в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pes}}^{\mu\mu} \sim \frac{\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}}{M} \text{Im } \mathcal{F} \left(1 + \cos^2 \theta\right),
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{int}}^{\mu\mu} \sim \frac{2\alpha\sqrt{\Gamma \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}}}{M} \text{Re } \mathcal{F} \frac{1}{1 - \Pi_0} \left(1 + \cos^2 \theta\right),$$
(1.5)

где явно выделен параметр $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$, и подчёркнута общая угловая зависимость резонансного и интерференционного членов.

В электронном канале сечение имеет несколько другой вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee \to ee} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee \to ee}_{\text{K}\ni \text{Д}} + \frac{(1+\delta_{\text{sf}})}{W^2} \left\{ \frac{9}{4} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma M} (1+\cos^2\theta) \operatorname{Im} \mathcal{F} - \frac{3\alpha}{2} \frac{\Gamma_{ee}}{M} \left[\frac{1+\cos^2\theta}{1-\Pi_0(s)} - \frac{(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)} \frac{1}{1-\Pi_0(t)} \right] \operatorname{Re} \mathcal{F} \right\}, \quad (1.6)$$

$$s = W^2, t \approx -\frac{s}{2} (1-\cos\theta),$$

что в свою очередь, с использованием $\mathcal{B}_{ee} = \Gamma_{ee}/\Gamma$, приводит к следующим сечениям резонансного и интерференционного эффектов:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pes}}^{ee} \sim \frac{\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}}{M} \text{Im } \mathcal{F} \left(1 + \cos^{2}\theta\right),$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{s-инт}}^{ee} \sim \frac{2\alpha\sqrt{\Gamma\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}}}{M} \text{Re } \mathcal{F} \left(1 + \cos^{2}\theta\right) \frac{1}{1 - \Pi_{0}(s)},$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{t-инт}}^{ee} \sim \frac{2\alpha\sqrt{\Gamma\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}}}{M} \text{Re } \mathcal{F} \frac{(1 + \cos\theta)^{2}}{(1 - \cos\theta)} \frac{1}{1 - \Pi_{0}(t)},$$
(1.7)

где «s-инт»- и «t-инт»-вклады соответствуют интерференции в s- и t-каналах. Резонансная «рез» и s-интерференционная «s-инт» части имеют одинаковую угловую зависимость, не совпадающую с угловой зависимостью t-интерференции.

Точность формул (1.2) и (1.6) составляет около 0.1%. Это было проверено в работе [57, 58] (результат имеет довольно громоздкий вид) и в недавней статье [59], где были предложены ещё более точные аналитические выражения для сечений.

Чтобы использовать теоретические сечения для обработки экспериментальных данных, необходимо учитывать энергетический разброс пучков коллайдера. Для этого сечение сворачивается с распределением энергии частиц в пучках, которое принимается гауссовым со среднеквадратичным отклонением σ_w :

$$\rho(W) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \exp\left(-\frac{(W - W_0)^2}{2\sigma_W^2}\right),\tag{1.8}$$

где W_0 — средняя энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс. Возможное отклонение формы энергетического разброса от гауссовой учитывается в данной работе как систематическая погрешность.

Энергетический разброс коллайдера ВЭПП4-М в области $\psi(2S)$ -резонанса составляет около 1 МэВ, что заметно больше полной ширины $\psi(2S)$ -мезона $\Gamma[\psi(2S)]$. Это существенно подавляет систематическую погрешность, связанную с использованием табличного значения $\Gamma[\psi(2S)]$ для вычисления сечений.

1.3.2. Об учёте вакуумной поляризации

Лептонная ширина резонанса в том виде, в каком она входит в формулы (1.2) и (1.6), включает в себя поляризацию вакуума, как предложено в работе [60]:

$$\Gamma_{\ell\ell} = \frac{\Gamma_{\ell\ell}^0}{|1 - \Pi_0|^2},\tag{1.9}$$

где $\Gamma_{\ell\ell}^0$ — ширина в низшем порядке КЭД (т. н. «голая» ширина), а Π_0 — оператор поляризации вакуума, из которого исключён вклад собственно резонанса. В отличие от «голой», «физическая», или «одетая» парциальная ширина $\Gamma_{\ell\ell}$ включает в себя конечные состояния с произвольным числом мягких фотонов и учитывает все промежуточные петли. Именно она связана с полной шириной Γ и соответствующей вероятностью распада $\mathcal{B}_{\ell\ell(\gamma)}$ соотношением:

$$\Gamma_{\ell\ell} = \Gamma \times \mathcal{B}_{\ell\ell(\gamma)}.\tag{1.10}$$

Пренебрежение этим фактом в ранних статьях приводило к ошибкам, связанным с вычислением полной ширины по «голой» лептонной ширине $\Gamma^0_{\ell\ell}$ с помощью соотношения (1.10). Со времени появления работы [50], в которой ранее опубликованные «голые» значения $\Gamma^0_{\ell\ell}$ были пересчитаны в «одетые», использование в публикациях «одетых» значений лептонной ширины рекомендовано Particle Data Group.

Неправильный учёт вакуумной поляризации при обработке экспериментов BES2 ведёт к заметным искажениям измеряемых величин. Согласно работе BES2 [53], в формулу для лептонного сечения, аналогичную (1.2), входит не произведение «одетых» лептонных ширин $\Gamma_{ee}\Gamma_{\mu\mu}$, а произведение одной «одетой» ширины и одной «голой». Анализ использованного коллаборацией BES2 подхода и опубликованных ею результатов проведён А. Г. Шамовым и К. Ю. Тодышевым [55, 61] (ссылки в цитате из [55] даны по списку литературы данной диссертации):

«В некоторых случаях, таких как аннигиляция электрон-позитронной пары в пару мюонов, резонанс может рассматриваться не как квазичастица, а как феномен вакуумной поляризации. Смешивание описываемых подходов, имевшее место при обработке данных эксперимента BES по измерению параметров резонансов $\psi(2S)$ и $\psi(3770)$, может приводить к искажению экспериментальных результатов и их неправильной теоретической интерпретации, что было отмечено А. Г. Шамовым [62]...

...Подход, используемый в экспериментах BES, сформулирован словесно в работе [53], более подробное описание и конкретные формулы для расчёта $\mu^+\mu^-$ -сечения вошли в раздел 8.2 отчёта Quarkonium Working Group (QWG) [63], составленный одним из участников коллаборации BES.

В этом подходе не учитываются различия между «голыми» и «одетыми» значениями массы и полной ширины резонанса. . .

- ...Анализ мюонного канала в экспериментах BES основан на неверном представлении о борновском сечении процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$...
- ...В работе [53] проводилась совместная обработка двух адронных каналов (инклюзивное рождение адронов и $\psi(2S) \to J/\psi \pi^+\pi^-$) и мюонного канала с измерением светимости по электронному каналу $e^+e^- \to e^+e^-$. При обработке предполагалась $e^-\mu^-\tau$ универсальность и учитывалась интерференция

резонансной и нерезонансной амплитуд в полном адронном сечении, связанная с электромагнитными распадами резонанса. В результате публикуемые значения Γ , Γ_{ee} и вероятностей распадов $\mathcal{B}_{\mu\mu}$, \mathcal{B}_{h} и $\mathcal{B}_{J/\psi\,\pi\pi}$ фактически определяются адронными данными, и их искажение из-за некорректной обработки мюонных данных оказывается небольшим по сравнению с экспериментальными неопределённостями. . .

... Начиная с работы [26], авторский коллектив BES применяет другой подход [к учёту интерференции электромагнитных распадов резонанса в адроны и нерезонансного их рождения], корректный сам по себе, но требующий изменения в формулах для вычисления полного адронного сечения ... можно ожидать, что опубликованный результат $\Gamma_{ee}^{\psi(2S)}$ завышен примерно на 1.8%, что не очень существенно по сравнению с точность[ю] около 5%, достигнутой в этой работе.»

1.3.3. Сечения фоновых каналов распада $\psi(2S)$ -мезона

С экспериментальной точки зрения процесс $\psi(2S) \to \ell^+\ell^-$ существенно отличается от похожего процесса $J/\psi \to \ell^+\ell^-$ наличием дополнительных фоновых распадов резонанса. Полностью подавить эти фоновые события условиями отбора не удаётся, и для вычитания необходимо вычислять их вклад в наблюдаемое $\ell^+\ell^-$ -сечение. Сильнее всего так проявляются процессы переходов $\psi(2S)$ в J/ψ с последующим распадом J/ψ в лептоны и процессы $\psi(2S) \to \gamma \chi_c$.

Сечение для любого эксклюзивного канала $e^+e^- \to X$:

$$\sigma_{\mathbf{x}}(W) = \frac{4\pi}{W^2} (1 + \delta_{sf}) \left(\frac{3}{M} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mathbf{x}}}{\Gamma} \operatorname{Im} \mathcal{F} - \frac{2\alpha \sqrt{R_{\mathbf{x}} \Gamma_{ee} \Gamma_{\mathbf{x}}}}{M} \lambda_{\mathbf{x}} \operatorname{Re} \frac{\mathcal{F}}{(1 - \Pi_0)} \right) + \sigma_{\mathbf{x}}^{\text{подл}}(W), \quad (1.11)$$

где $\Gamma_{\rm x}$ — ширина резонанса в канале X, $R_{\rm x}$ — отношение сечений $e^+e^- \to {\rm X}$ и $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ вне резонанса, а параметр $|\lambda_{\rm x}| \leqslant 1$ «характеризует, насколько близки по своим свойствам конечные состояния в распаде резонанса и однофотонном канале» [54]. (В частности, при ${\rm X}=\mu\mu$ имеем $\lambda=1,R=1$, и получается сечение $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$.)

Для рассматриваемых эксклюзивных фоновых мод (см. подраздел 4.3.2) величина $R_{\rm x}$ мала, поэтому можно учитывать только резонансную часть. Таким образом, из фор-

мулы (1.11) получаем формулу для вклада фоновой моды m:

$$\sigma_m(W) = \mathcal{B}_m \times \sigma_0(W),$$

$$\sigma_0(W) = \frac{4\pi}{W^2} (1 + \delta_{sf}) \frac{3\Gamma_{ee}}{M} \operatorname{Im} \mathcal{F},$$
(1.12)

где $\mathcal{B}_m = \Gamma_m/\Gamma$ — бранчинг моды распада m.

Получившиеся сечения также необходимо свёртывать с энергетическим разбросом пучков ρ (выражение (1.8)).

Глава 2

Экспериментальный комплекс ВЭПП-4М/КЕДР

2.1. Коллайдер ВЭПП-4М

Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4М позволяет проводить различные эксперименты по физике элементарных частиц в диапазоне энергий $2 \div 11$ ГэВ в системе центра масс. Коллайдер входит в состав ускорительного комплекса ВЭПП-4 (рис. 2.1), также включающего в себя накопитель ВЭПП-3 (энергия пучка до 2 ГэВ), установку РОКК-1М (Рассеянные Обратно Комптоновские Кванты) и (во время описываемого эксперимента) инжектор «Позитрон» с энергией пучка 350 МэВ.

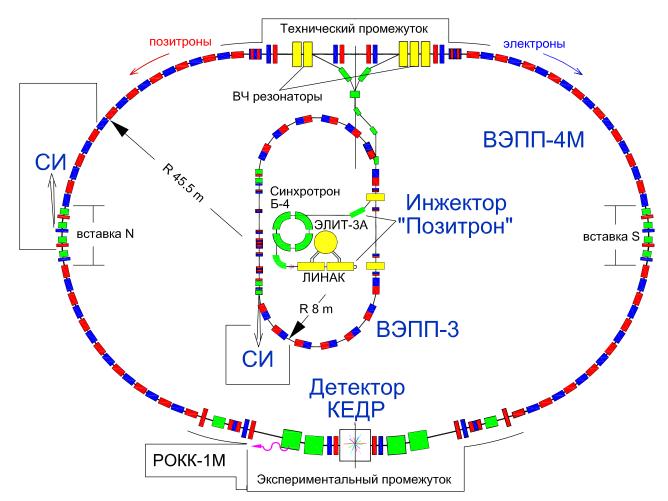


Рис. 2.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4 по состоянию до 2016 г.

С 2016 года собственный инжектор комплекса ВЭПП-4 отключен. В настоящее время используется общеинститутский инжекционный комплекс ВЭПП-5 [64], частицы из которого попадают непосредственно в накопитель ВЭПП-3 по специально проложенному новому каналу.

Основные параметры коллайдера ВЭПП-4М представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Основные параметры ВЭПП-4М.

Периметр	366 м
Частота обращения	818.9 кГц
Число сгустков	2×2
Продольный размер сгустка	5 см
Максимальный ток в одном сгустке ($E=1.8~\Gamma$ эВ)	3.5 мА
Максимальная светимость ($E=1.8~\Gamma$ эВ)	$2 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{c}^{-1}$
Структурные функции в месте встречи $\beta_x/\beta_y/\eta_x$	$75~{ m cm} \ / \ 5~{ m cm} \ / \ 80~{ m cm}$

Невысокая по современным меркам светимость коллайдера смещает физическую программу детектора КЕДР в направлении экспериментов, для которых существенно точное знание энергии пучков. Здесь наиболее важными преимуществами ВЭПП-4М являются широкий диапазон доступных энергий и возможность высокоточного измерения энергии сталкивающихся частиц [65] двумя способами. Метод резонансной деполяризации позволяет достичь относительную точность однократного измерения энергии 10^{-6} в специальных калибровочных заходах. Точность интерполяции энергии между калибровками составляет 6×10^{-6} (~ 10 кэВ) [66] в области ψ (2S)-мезона. Для оперативного контроля энергии также используется метод обратного комптоновского рассеяния (ОКР) [65, 67]. Его точность — 50–70 кэВ — хуже, чем у метода резонансной деполяризации, но зато методом ОКР можно пользоваться во время набора статистики, не делая перерывов для калибровки энергии.

2.2. Детектор КЕДР

Детектор КЕДР [33] — универсальный магнитный детектор для экспериментов по физике элементарных частиц в области энергий от 2 до 11 ГэВ, покрывающей семейства

чармония и боттомония и порог рождения τ -лептона; детектор также обладает развитыми возможностями для изучения физики двухфотонных процессов. Основными подсистемами детектора являются (рис. 2.2): вершинный детектор, дрейфовая камера, аэрогелевые черенковские счётчики, время-пролётная система, цилиндрический и торцевой калориметры, мюонная система, система регистрации рассеянных электронов (на рис. 2.2 не показана).

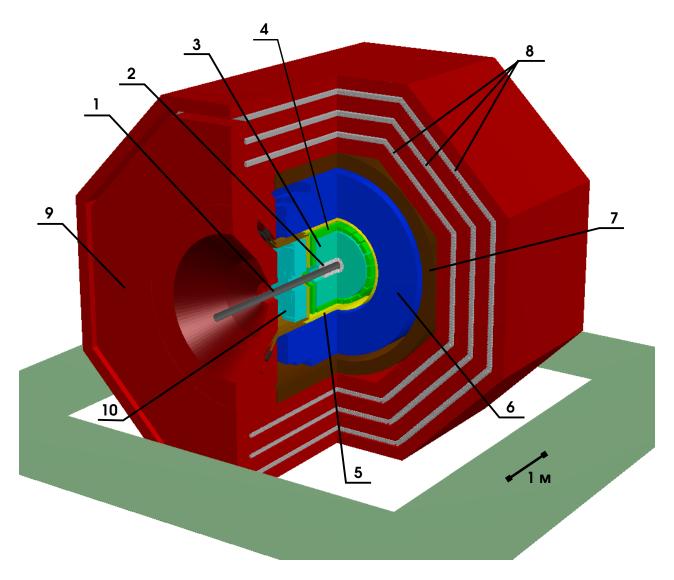


Рис. 2.2. Детектор КЕДР в разрезе. 1 — вакуумная камера, 2 — вершинный детектор, 3 — дрейфовая камера, 4 — аэрогелевые черенковские счётчики, 5 — время-пролётная система, 6 — цилиндрический LKr калориметр, 7 — сверхпроводящий соленоид, 8 — мюонная система, 9 — магнитное ярмо, 10 — торцевой CsI калориметр.

Далее устройство систем детектора, участвовавших в эксперименте по измерению $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$, описано более подробно. Мюонной системе посвящена отдельная глава 3.

2.2.1. Вершинный детектор

Вершинный детектор (ВД) [68–71] состоит из 312 дрейфовых трубок диаметром 10 мм и длиной 670 мм, расположенных вокруг вакуумной камеры коллайдера в шесть сло- \ddot{e} в, и перекрывает телесный угол $0.98 \times 4\pi$. Трубки работают в пропорциональном режиме с коэффициентом газового усиления около 10^5 и позволяют измерять расстояние от трека заряженной частицы до центра трубки по времени дрейфа ионизации. Рабочая газовая смесь — аргон + углекислый газ (7:3). Суммарная толщина вещества ВД составляет около 0.2% радиационной длины. Достигнуты среднее пространственное разрешение 220 мкм и эффективность срабатывания одиночной трубки более 99%.

2.2.2. Дрейфовая камера

Дрейфовая камера (ДК) [72] имеет цилиндрическую форму с внутренним радиусом 125 мм и внешним радиусом 535 мм. Проволочки камеры натянуты между её торцами и имеют длину 970 мм. Ячейки камеры струйного типа, размещены в 7 слоёв, из которых 3 стереослоя позволяют измерять координату вдоль оси камеры. Радиальный размер ячейки равен 36 мм, максимальное расстояние дрейфа около 30 мм. Рабочий газ — чистый диметиловый эфир (C_2H_6O) под давлением 1.06 атм. При рабочей напряжённости поля 1.6 кВ/см скорость дрейфа равна 4.6 мкм/нс, а коэффициент диффузии близок к минимальному значению. Достигнуто пространственное разрешение 115 мкм в аксиальных и 220 мкм в стереослоях. Импульсное разрешение при рабочей напряжённости магнитного поля 0.6 Тл составляет ($\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp}$)² = $(0.03)^2 + (0.02 \times p[\Gamma \ni B/c])^2$.

2.2.3. Время-пролётная система

Время-пролётная система (ВПС) состоит из 32 продольных и 64 торцевых пластических сцинтилляционных счётчиков. Цилиндрическая часть системы покрывает телесный угол $0.71 \times 4\pi$, торцевая — $0.26 \times 4\pi$. Продольные счётчики имеют длину чувствительной части 164 см, толщину сцинтиллятора 10 мм и расположены на расстоянии 715 мм от оси детектора. Торцевые счётчики имеют толщину 20 мм и расположены на расстоя-

нии 735 мм от центра детектора. Для регистрации сцинтилляционного света в системе применяются фотоэлектронные умножители (ФЭУ): по одному на торцевых счётчиках, по два — на продольных. Каждый ФЭУ имеет два канала оцифровывающей электроники: амплитудный и временной, кроме того, сигналы с ФЭУ поступают на первичный триггер и используются при формировании запуска для системы сбора данных детектора. Достигнуто временное разрешение 300 пс для торцевых счётчиков и 360 пс для продольных счётчиков. ВПС позволяет осуществлять запуск первичного триггера от заряженных частиц, подавлять космический фон, идентифицировать частицы по времени пролёта, измерять потери энергии в материале счётчика.

2.2.4. Цилиндрический электромагнитный калориметр

В качестве цилиндрической части электромагнитного калориметра детектора КЕДР используется ионизационный калориметр на основе жидкого криптона (LKr) [73–76]. Зазор между электродами цилиндрических ионизационных камер — 19.5 мм, рабочее напряжение — 1 кВ. Высоковольтные электроды разбиты на прямоугольники, соединённые между собой по радиусу так, что образуются ячейки («башни») калориметра, ориентированные на центр детектора. На ближнем к пучку радиусе ячейки имеют поперечный размер 10×10 см; по мере удаления от пучка он увеличивается. По радиусу калориметр имеет три слоя таких ячеек. Заземлённые электроды первого слоя разбиты на полоски для измерения координат. Всего имеется 4 плоскости для измерения z-координаты и 4 плоскости для измерения угла φ , которые чередуются друг с другом. Калориметр покрывает телесный угол $0.79 \times 4\pi$ (интервал полярных углов $38^{\circ} \div 142^{\circ}$). Внутренний радиус калориметра 75 см, а толщина — 68 см (14.8 радиационных длин). Достигнуты энергетическое разрешение 3.0% (на энергии 1.8 ГэВ) и пространственное разрешение около 1 мм (для минимально ионизирующих частиц).

2.2.5. Торцевой электромагнитный калориметр

Торцевой калориметр [77–79] детектора состоит из 1232 сцинтилляционных кристаллов CsI(Na) размером $60 \times 60 \times 150$ мм с регистрацией света вакуумными фототриодами. Две части калориметра расположены вокруг вакуумной камеры симметрично относительно области встречи пучков. Они покрывают телесный угол $0.21 \times 4\pi$ в интервале

полярных углов $6^{\circ} \div 38^{\circ}$ и $142^{\circ} \div 174^{\circ}$. Толщина одной части составляет 300 мм (16.1 радиационных длин), её внешний радиус — 665 мм. Достигнуты энергетическое разрешение около 4% и пространственное разрешение 6-12 мм.

2.2.6. Монитор светимости

Оперативное мониторирование светимости производится по процессу однократного тормозного излучения $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$. Монитор представляет собой два электромагнитных сэндвич-калориметра, расположенных на оси пучков с обеих сторон от места их встречи. Калориметр состоит из чередующихся пластин сцинтилляционной пластмассы и свинца с полной толщиной 18 радиационных длин. Точность измерения светимости составляет несколько процентов.

2.2.7. Магнитная система

Магнитная система детектора включает в себя основной соленоид, создающий в центральной области детектора однородное магнитное поле величиной 0.6 Тл, и два компенсирующих соленоида, обеспечивающих необходимое для работы ускорителя зануление интеграла магнитного поля вдоль траектории пучков внутри детектора. Железное ярмо весом 700 т замыкает магнитный поток основного соленоида. Соленоиды намотаны сверхпроводящим проводом NbTi/Cu и охлаждаются жидким гелием.

Расчёт карт магнитного поля в детекторе (рис. 2.3) выполнен автором диссертации в программе Mermaid3d [80] для нескольких величин поля и для различных конфигураций ярма магнита. Реализована возможность использования карт поля при моделировании и обработке экспериментальных данных.

2.2.8. Триггер

Триггер детектора [81] построен по двухуровневой схеме и вырабатывает свои решения на основе сформированных из сигналов от систем детектора признаков — т. н. *аргументов*. В первичном триггере (ПТ) предусмотрены, среди прочих, следующие аргументы:

- CsI1 и CsI2 — срабатывания торцов калориметра.

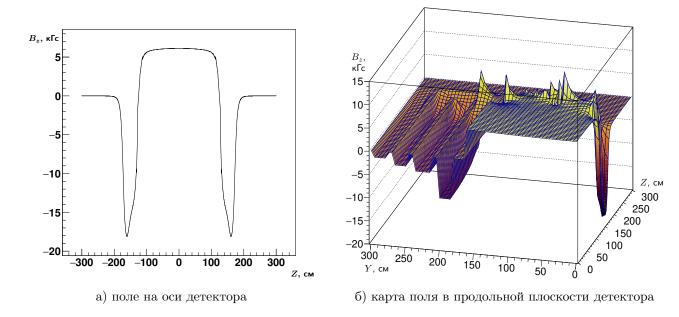


Рис. 2.3. Магнитное поле в детекторе (расчёт).

- LKr срабатывание супербашен¹ цилиндрического калориметра.
- SC1, SC2, SC3 срабатывание 1, 2 или 3 счётчиков ВПС соответственно.
- ABG («antibackground») отсутствие срабатывания ближайших к пучку кристаллов торцевого калориметра.
- RND случайный запуск, сигнал с частотой около 3 Γ ц, синхронизированный с моментами столкновения пучков.

Аргументы вторичного триггера (ВТ) включают в себя:

- VD2-VD5 признаки срабатывания вершинного детектора (число в названии количество сработавших трубок ВД).
- DCxx срабатывания несмежных ячеек дрейфовой камеры (первая цифра в названии аргумента номер слоя, вторая минимальное число сработавших ячеек).
- STxx, SExx, SBxx наличие кластеров в калориметре. (Т весь калориметр, Е только торцевой, В только цилиндрический. Первая цифра низкий/высокий порог, вторая количество кластеров.)

 $^{^1}$ $\mathit{Cynep6amhs}$ получается объединением $2\times2\times2$ смежных башен первых двух слоёв калориметра.

 $Mac \kappa u$ триггера образуются логическим "И" выбранных аргументов. Триггер выдаёт положительное решение, если событие подходит хотя бы под одну из установленных масок.

2.2.9. Система сбора данных

Система сбора данных (ССД) детектора выполнена в разработанном в Институте ядерной физики стандарте КЛЮКВА [82, 83], и суммарно включает около 15 тыс. каналов. Схема ССД показана на рис. 2.4.

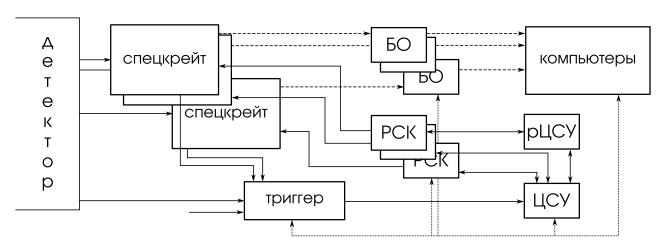


Рис. 2.4. Структура ССД КЛЮКВА. Сплошными линиями показаны сигналы в системе, штрихами — оцифрованные данные, пунктиром — управление.

Сигналы с детектора приходят на размещённые в спецкрейтах информационные платы. Центральная система управления (ЦСУ) раздаёт управляющие и служебные сигналы на блоки РСК (Размножители Служебных Сигналов), откуда они передаются в спецкрейты. ЦСУ содержит генератор опорной частоты 250 МГц. Блоки-расширители ЦСУ (рЦСУ) позволяют подключать больше РСК к одной ЦСУ, а также могут задавать свою опорную частоту и времена прихода управляющих сигналов в информационные платы. Когда триггер вырабатывает решения, ЦСУ рассылает в спецкрейты команды чтения данных или сброса. Оцифрованные информационными платами данные через Блоки Обмена (БО) попадают в компьютеры. Чтение данных ведётся параллельно тремя компьютерами под управлением того из них, к которому подключена ЦСУ.

Частота записи событий составляет 50–100 Γ ц, предельная пропускная способность CCД — около 200 Γ ц. Средний размер данных одного события — 2–4 килобайта. Запись

экспериментальных событий, как правило, ведётся непрерывно в течение нескольких часов, образуя т. н. *заход*. Файл захода сжимается архиватором bzip2; характерный размер сжатого захода составляет около 1 гигабайта.

2.2.10. Программное обеспечение и вычислительные ресурсы

Программное обеспечение детектора позволяет вести набор данных в ходе эксперимента, контролировать параметры детектора, обрабатывать и анализировать сохранённые данные. Используются операционные системы DEC VAX/VMS 5.99, RedHat Linux 6 i386, Scientific Linux 3 i386. Для фиксации программной среды и обеспечения работы сравнительно старых систем на современных компьютерах широко применяется виртуализация [84–86].

Вся медленно меняющаяся информация — параметры источников питания, температуры и давления, токи ускорителя, данные об очередном заходе (номер, тип, параметры триггера, количество событий и т. д.), состояние каналов систем детектора, калибровочные константы и прочее — сохраняется в базе данных детектора [87]. Для обработки и анализа данных используются написанные специалистами по системам детектора программные библиотеки.

Помимо небольшой вычислительной фермы, расположенной в непосредственной близости от детектора, физикам доступен динамический виртуализованный вычислительный кластер суммарным объёмом до нескольких сот процессорных ядер, использующий как общеинститутские ресурсы, так и ресурсы Новосибирского научного центра [88, 89].

Глава 3

Мюонная система детектора КЕДР

Мюонная система предназначена для разделения адронов и мюонов по их пробегу в веществе детектора и для отбраковки событий с космическими мюонами.

Разработка мюонной системы была начата в 1986 году в рамках проекта детектора СКИФ [90], а её первые блоки были изготовлены уже в 1987 году. За прошедшее время система подвергалась неоднократным изменениям, которые можно проследить по работам [34, 91–95].

3.1. Описание

Мюонная система детектора КЕДР построена на основе цилиндрических газовых проволочных камер, работающих в самогасящемся стримерном (СГС) режиме [96] — т. н. $стримерных\ трубок$.

Блоки системы расположены в трёх зазорах ярма магнита детектора. Таким образом, железо ярма служит поглотителем сильновзаимодействующих частиц. Толщина железа перед каждым слоем мюонной системы — 23 см (около 1.4 ядерной длины). Телесный угол, покрываемый средним слоем системы, составляет около $0.7 \times 4\pi$, диапазон полярных углов — $46^{\circ} \div 134^{\circ}$.

Мюоны начинают уверенно проходить в первый слой системы при импульсе около 800 МэВ, а для пионов с таким импульсом вероятность выхода составляет 2–3 процента (рис. 3.1).

3.1.1. Конструкция

Система состоит из 2208 стримерных трубок. Трубки изготовлены из нержавеющей стали, имеют длину 4.5 м, диаметр 4 см и толщину стенок 100 мкм. По оси трубки натянут анод — проволочка диаметром 100 мкм из позолоченного молибдена. Торцы трубки закрыты изолирующими пробками, имеющими отверстия для продувки рабочей газовой смеси (рис. 3.2).

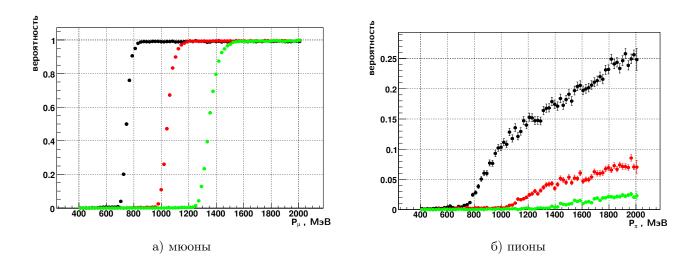


Рис. 3.1. Вероятность выхода частиц в первый (чёрные точки), второй (красные) и третий (зелёные) слои мюонной системы в зависимости от импульса (моделирование). Частицы направлялись из центра детектора перпендикулярно оси пучков.



Рис. 3.2. Сборка блоков. Установка торцевых пробок.

Трубки объединяются в блоки (рис. 3.3, 3.4). В каждом блоке трубки фиксируются с помощью четырёх алюминиевых матриц, две из которых расположены у концов трубок, а две других — на расстоянии примерно 1/3 длины трубок от концов. На торцевых матрицах установлены платы камерной электроники и разводки высокого напряжения, закрытые защитными кожухами. Блок имеет разъёмы для подачи питания, высокого напряжения, калибровочных сигналов, напряжения управления порогами дискримина-

торов, выходной сигнальный разъём и трубки для подвода и отвода рабочей газовой смеси.

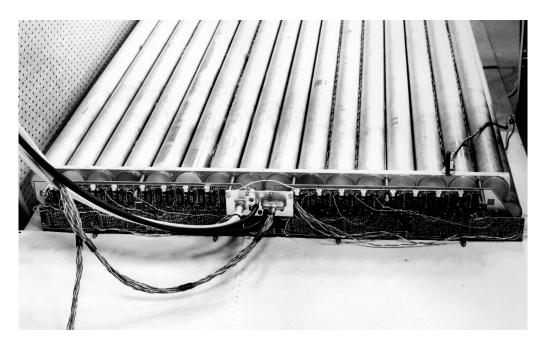


Рис. 3.3. Опытный образец блока на испытаниях.



Рис. 3.4. Блок мюонной системы на стенде. Защитный кожух снят, видна камерная электроника.

Чтобы уменьшить ущерб от выхода из строя отдельного канала и повысить общую эффективность, трубки в блоке размещены в два слоя. Существует несколько типов бло-

ков мюонной системы, отличающихся количеством трубок и расстоянием между осями трубок одного слоя («шаг трубок»). Их параметры приведены в таблице 3.1. Для уменьшения числа каналов электроники анодные проволочки трубок соединены последовательно по четыре (в двух каналах блоков типа 5 — по шесть) в «связки».

число трубок шаг трубок, см количество блоков ТИП число каналов 1 32 8 4.30 48 2 32 8 4.288 3 4.13 8 16 4 4 8 2 4.17 8 5 4.3520 4 8 2 6 8 4.70 8

Таблица 3.1. Параметры блоков мюонной системы.

Трубки одной «связки», как правило, расположены через одну (рис. 3.5), чтобы уменьшить вероятность срабатывания нескольких трубок «связки» от одной частицы.

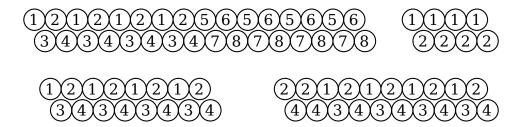


Рис. 3.5. Различные типы блоков и схемы объединения трубок в «связки». Внутри каждой трубки указан номер «связки», в которую она входит.

В соответствии с формой ярма блоки сгруппированы в октанты. Каждый слой блоков внутри каждого октанта образует т. н. *суперблок*. Суперблоки смыкаются в углах ярма без промежутков.

3.1.2. Газовая система

Стримерные трубки широко применялись во многих экспериментах в ИЯФ. При освоении этой методики изучались различные газовые смеси для СГС-режима [91, 97]. На начальных стадиях запуска мюонной системы детектора КЕДР использовалась смесь

аргон + н-пентан (3:1), но в 2000 году был осуществлён переход на взрывобезопасную смесь аргон + углекислый газ + н-пентан. В различные периоды работы соотношение её компонент несколько менялось: (63 : 30 : 7), (68 : 25 : 7), (60 : 32 : 8), что не оказывало существенного влияния на параметры системы.

Схема продувки системы приведена на рис. 3.6. Для получения рабочей газовой смеси углекислый газ продувается через н-пентан, находящийся в термо- и баростабилизированном сосуде объёмом около 50 литров. Концентрация пентана в смеси определяется давлением насыщенных паров пентана при заданной температуре. Выбранную температуру пентана — для указанных пропорций газов в смеси это около 0 °С — поддерживает холодильная установка. К смеси пентан + углекислый газ добавляется требуемое количество аргона. Потоки аргона и углекислого газа устанавливаются контроллерами Bronkhorst F-201C, управление ими и связь с компьютером осуществляется специально разработанным в ИЯФ прибором СҒМ.

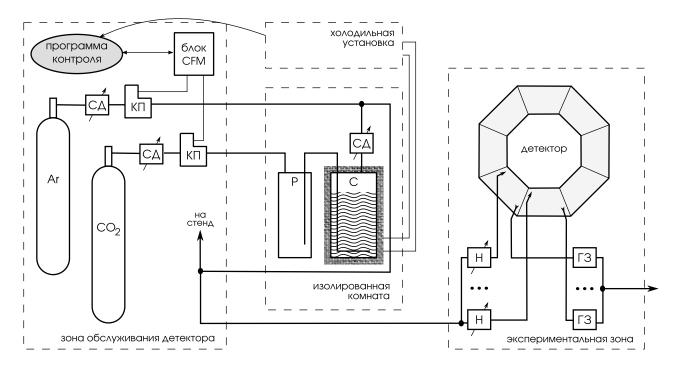


Рис. 3.6. Схема системы приготовления рабочей газовой смеси и продувки. СД – стабилизаторы давления, $K\Pi$ – контроллеры потока, P — ресивер, C — сосуд с пентаном, H — регуляторы-натекатели, $\Gamma 3$ — гидравлические затворы.

Готовая газовая смесь подаётся параллельно на октанты системы. Внутри октанта продувка идёт последовательно по блокам от внутреннего слоя ко внешнему. Трубки

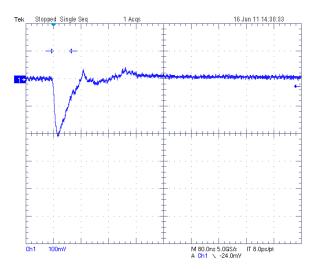
каждого блока продуваются последовательно. Имеется ответвление для подачи газовой смеси на стенд.

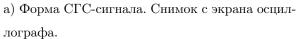
В связи с физическим старением трубок их герметичность часто оставляет желать лучшего. В этих условиях требования к непрерывности продувки рабочего газа через мюонную систему резко возрастают. На практике максимальный срок остановки продувки без существенного ухудшения параметров системы составлял, например, на конец сезона 2009—10 гг. около суток, после чего в системе образовывались пробки испорченного газа, на удаление которых могло уходить до нескольких недель.

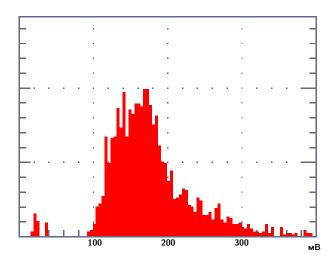
Качество газовой смеси — необходимое условие работоспособности системы. К сожалению, сбои продувки неоднократно имели место во время экспериментальных сезонов, и соответствующие падения эффективности регистрации можно наблюдать на графиках (рис. А.1, А.2, А.3 в приложении А). По мере улучшения системы продувки и программ её контроля сбои постепенно сошли на нет.

3.1.3. Электроника

СГС-сигналы не зависят от начальной ионизации, имеют большую амплитуду со сравнительно небольшим разбросом, их длительность — около 100 нс (рис. 3.7). Это позволило упростить и удешевить регистрирующую электронику.







б) Амплитудный спектр СГС-сигналов. Фрагмент снимка с экрана осциллографа.

Рис. 3.7. СГС-сигналы на входе камерной электроники.

Камерная электроника сконструирована таким образом, чтобы определять координату срабатывания вдоль анодной проволочки по разности времён прихода сигналов на концы цепочки трубок. Поперечная координата в канале не измеряется. Блок-схема канала электроники показана на рис. 3.8.

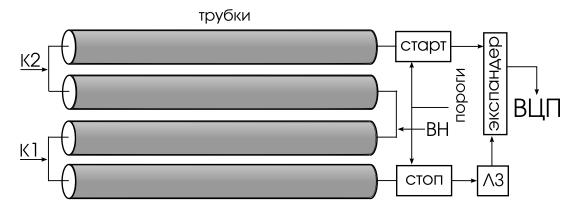


Рис. 3.8. Блок-схема канала камерной электроники. «Старт», «стоп» — входные дискриминаторы, ЛЗ — линия задержки, К1, К2 — точки подачи калибровочных сигналов, ВН — подача высокого напряжения.

Сигналы с концов проволочек через высоковольтные развязки поступают на дискриминаторы «старт» и «стоп». Когда входной сигнал превышает заданный порог, дискриминатор генерирует логический импульс. Уровни порогов могут индивидуально регулироваться подстроечными резисторами в диапазоне примерно 5–50 мВ; кроме того, пороги всех дискриминаторов блока могут быть одновременно смещены внешним управляющим напряжением. Порог дискриминатора «старт» устанавливается примерно 25 мВ, «стоп» — 20 мВ; таким образом, если сработал «стоп», то сработал и «старт».

Сигнал «старт» отправляется непосредственно на вход экспандера, в то время как сигнал «стоп» идёт на экспандер через линию задержки. Линия задержки сделана из витой пары, уложенной между трубок блока, её длина подбирается таким образом, чтобы сигнал «стоп» всегда приходил на экспандер позже сигнала «старт». Амплитуда сигнала «стоп» увеличена, чтобы компенсировать ослабление в линии задержки. Длительность сигнала «старт» выбирается такой, чтобы сигнал «стоп» всегда успевал прийти на экспандер до его окончания.

Экспандер формирует на выходе парафазный логический сигнал, длительность которого в несколько десятков раз больше интервала между фронтами «старта» и «стопа».

Параметры линии задержки и экспандера подбираются таким образом, чтобы диапазон длительностей выходного сигнала был примерно 2–8 мкс. Окончательно сформированный сигнал передаётся по кабелю из экранированной витой пары на время-цифровой преобразователь (ВЦП) — ТП-плату стандарта КЛЮКВА [98]. Измерение длительности сигнала производится методом прямого счёта с дискретностью 2–2.5 нс.

Номер сработавшей трубки в связке и продольная координата срабатывания определяются по времени, считанному из ВЦП, в линейном приближении. Поперечная координата определяется положением сработавшей трубки. Более точное измерение поперечной координаты по времени дрейфа принципиально возможно [97], но в электронике мюонной системы детектора КЕДР не реализовано, поскольку многократное рассеяние частиц в веществе детектора делает это бессмысленным.

За время работы детектора до плановой остановки в 2011 году примерно 7% каналов камерной электроники вышли из строя полностью, и ещё около 9% каналов потеряли возможность выдавать продольную координатную информацию. (Канал перестаёт выдавать время, соответствующее координате пролёта частицы, при поломке дискриминатора «стоп» или при такой неисправности экспандера, когда длительность его выходного сигнала становится не пропорциональной разности времён «старт»—«стоп».) Распределение проблемных каналов по системе представлено на рис. 3.9а.

Во время плановой остановки эксперимента с 2011 по 2012 гг. была произведена частичная замена камерной электроники. Была разработана новая плата входных дискриминаторов, отличающаяся более высокой надёжностью и пониженным в полтора-два раза энергопотреблением, и все дискриминаторы были заменены. Платы экспандеров были полностью отремонтированы. После ремонта состояние системы существенно улучшилось (рис. 3.96).

Для питания камерной электроники требуются напряжения -6, -12 и +12 вольт. Восьмиканальный блок потребляет около 1.5 А по линии -6 В и 0.12–0.14 А по 12-вольтовым линиям. Довольно большой суммарный потребляемый ток потребовал прокладки дополнительной общего проводника (медной шины) к каждому блоку.

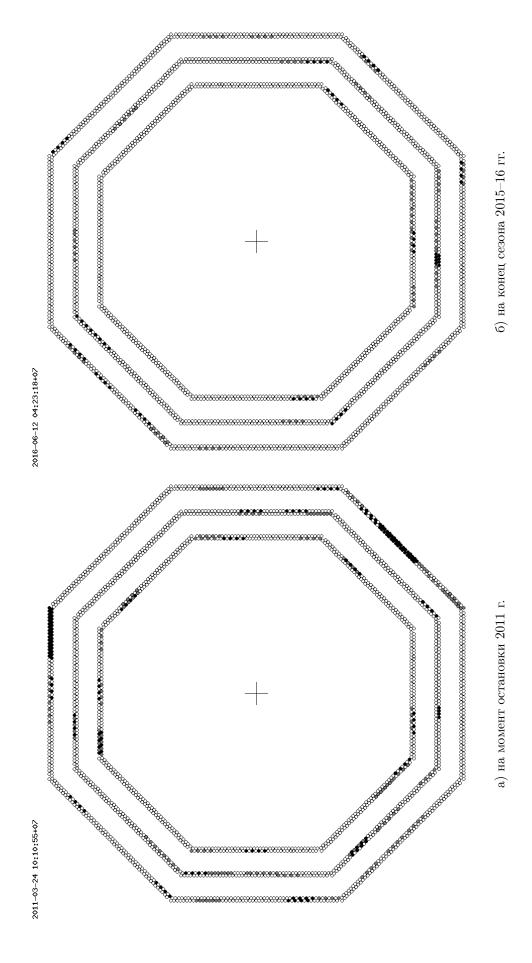


Рис. 3.9. Расположение проблемных каналов мюонной системы. Чёрным цветом показаны неисправные каналы, серым каналы, не выдающие продольную координату.

3.1.4. Высоковольтное питание

Высокое напряжение, необходимое для работы камер в СГС-режиме, подаётся на каждый октант системы от отдельного высоковольтного источника и далее распределяется между блоками октанта параллельно. Рабочая точка выбирается исходя из загрузочной характеристики — зависимости частоты срабатывания каналов от приложенного высокого напряжения (рис. 3.10). Характерное положение рабочей точки — 4100 В. Описание системы измерения загрузок дано в подразделе 3.1.6.

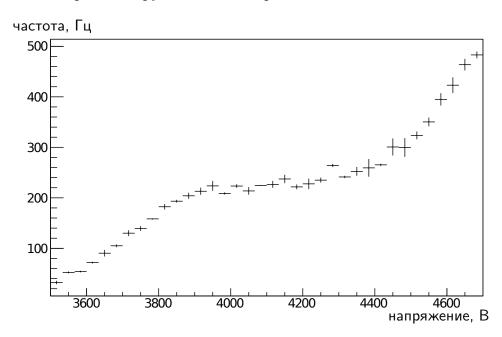


Рис. 3.10. Пример загрузочной характеристики.

Одной из существенных проблем при эксплуатации системы стал выход из строя высоковольтных кабелей, соединяющих блоки с разветвительными коробками на октантах. Несмотря на то, что перед каждой установкой все кабели проверяются напряжением не менее 5000 В, по прошествии некоторого времени после начала работы в отдельных кабелях начинали возникать пробои. Чтобы не допустить потерю всего октанта, эти кабели приходилось отключать от разветвительной коробки; таким образом, из системы выпадал целый блок. Если место возникновения проблемы не позволяло оперативно заменить кабель, блок оставался отключенным до очередной разборки детектора.

3.1.5. Система сбора данных

Как уже упоминалось в подразделе 2.2.9, система сбора данных детектора КЕДР построена на разработанном специалистами ИЯФ стандарте КЛЮКВА. Мюонная система обслуживается четырьмя спецкрейтами КЛЮКВА, в которых расположены платы ВЦП, и одним крейтом КАМАК, где находятся служебные блоки РСК и БО, а также специально модифицированный для мюонной системы расширитель ЦСУ. Логика работы используемых ВЦП (ТП-плат [98]) требует прихода сигнала триггера после появления сигнала с камер, но не позже истечения 256 тактов опорной частоты. Для получения максимальной эффективности сигнал триггера задерживается в рЦСУ на 250 нс, а опорная частота снижена до 200 МГц, расширяя таким образом допустимое время.

Кроме того, у мюонной системы имеются собственные дополнительные ЦСУ и имитатор ПТ и ВТ, позволяющие отключиться от общей системы сбора данных детектора и вести чтение событий независимо. Это используется при различных проверках и в одном из вариантов калибровки (см. подраздел 3.3.2). Поскольку опорная частота задаётся собственным генератором рЦСУ, переход на локальную ЦСУ не влияет на параметры оцифровки.

3.1.6. Система измерения загрузок

Система измерения загрузок каналов не входила в первоначальную конфигурацию мюонной системы и была изготовлена в 2002 году по типовой схеме, уже использовавшейся на других подсистемах детектора (рис. 3.11). Она позволяет коммутировать сигналы от отдельных каналов на входы счётчиков и измерять число срабатываний за определённый промежуток времени.

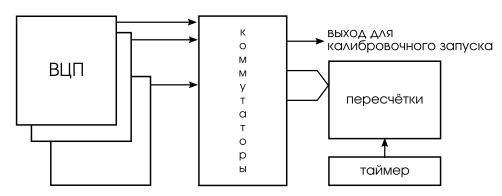


Рис. 3.11. Блок-схема системы измерения загрузок.

Со специальных разъёмов на платах ВЦП логические сигналы о срабатывании отдельных каналов системы подаются на схему управляемых коммутаторов, а с неё — на входы двух 8-канальных пересчёток. Время счёта задаётся блоком таймера. Для обеспечения триггера при записи калибровочных временных спектров (см. подраздел 3.3.2) на выход для калибровочного запуска может быть скоммутирован сигнал от любого канала.

3.1.7. Стенд проверки плат ВЦП

В первые годы эксплуатации системы существенной проблемой были частые поломки время-цифровых преобразователей. Темп их выхода из строя составлял в среднем 2–3 канала в неделю. Поэтому регулярно во время пауз в наборе статистики (1–2 раза в неделю) проводились проверки всех ТП-плат на специально созданном стенде.

Стенд представляет собой минимальную систему сбора данных стандарта КЛЮКВА и генератор тестовых сигналов (рис. 3.12).

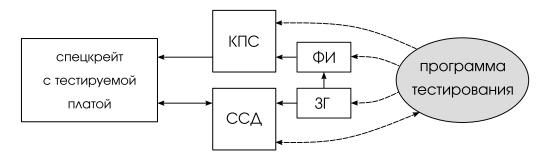


Рис. 3.12. Схема стенда проверки ТП-плат. 3Γ — задающий генератор, Φ И — формирователь импульсов с управляемой длительностью, ССД — система сбора данных, КПС — коммутатор парафазных сигналов.

Проверяемая плата устанавливается в спецкрейт, и на выбранное подмножество её входов подаются парафазные сигналы необходимой длительности. Автором диссертации реализована программа тестирования, позволяющая проверять:

- 1. Эффективность всегда ли срабатывает канал при наличии сигнала на входе.
- 2. Самопроизвольное возбуждение канал не должен срабатывать при отсутствии входного сигнала.
- 3. Стабильность оцифровки при неизменных параметрах входного сигнала среднеквадратичное отклонение измеренных времён не должно превышать допустимого.

- 4. Перекрёстные наводки канал не должен срабатывать, когда входной сигнал подаётся не на него, а на любой другой канал платы.
- 5. Корректность оцифровки при случайных изменениях длительности входного сигнала измеренное время должно быть распределено равномерно. Если какой-то бит результата всегда равен нулю или единице, это означает поломку.
- 6. Исправность подключения к шине данных спецкрейта при проверке платы не должны возникать ложные срабатывания в других (в том числе пустых) позициях тестового спецкрейта.

К 2004 году были разработаны и изготовлены новые ТП-платы на современной элементной базе. Это позволило достичь практически стопроцентной надёжности. За время, прошедшее с начала их эксплуатации, не случилось ни одной серьёзной поломки; лишь несколько раз перегорали предохранители. С 2004 года полная проверка всех плат проводится только после длительных остановок детектора.

3.2. Реконструкция событий в мюонной системе

Реконструкцию событий в мюонной системе можно разделить на несколько подзадач:

- 1. Восстановление координатной информации для каждого отдельного срабатывания.
- 2. Поиск и подгонка прямолинейных треков в мюонной системе без учёта других систем.
- 3. Установление соответствия между срабатываниями мюонной системы и треками, обнаруженными другими системами детектора.

Для их решения автором диссертации написан набор программных библиотек, интегрированный в общую среду обработки данных детектора КЕДР.

Перед началом обработки программа реконструкции должна загрузить из базы данных детектора информацию о статусе каналов и их калибровочные константы (см. подразделы 3.3 и 3.4). Во время обработки компьютер читает последовательно событие за событием. Очередное прочитанное событие содержит информацию о срабатываниях мюонной системы в виде массива пар чисел [— логический номер канала; оцифрованное вре-

мя]. На его основе строится массив реконструированных срабатываний; отрицательные знаки номеров каналов используются для проверки консистентности входных данных. На этом же этапе на основании информации о статусе происходит отбраковка срабатываний в неисправных каналах. Реконструированное срабатывание содержит координатную информацию и/или некоторую информацию о характере и качестве данных.

3.2.1. Восстановление координат срабатывания

В системе координат детектора КЕДР начало координат находится в центре детектора, ось Z параллельна оси пучков, ось X находится в плоскости орбиты, ось Y вертикальна. Трубки мюонной системы расположены вдоль оси Z, и, таким образом, измеренная продольная координата — это z-координата в системе детектора.

Пусть из ВЦП канала прочитано время t. Для восстановления координат срабатывания необходим набор калибровочных констант $\{T_{\text{нач}}; T_{\text{кон}}\}$ — времён, соответствующих концам каждой трубки канала (процедурам определения калибровочных констант посвящён раздел 3.3). Сперва по времени t определяется сработавшая трубка: если $t \in [T_{\text{нач}}^i, T_{\text{кон}}^i]$, то сработала трубка i, а если t попадает в промежуток между двумя соседними трубками: $t \in (T_{\text{кон}}^i, T_{\text{нач}}^{i+1})$, то выбирается та трубка, к которой t ближе. Выбранная трубка определяет координаты срабатывания по X и Y: за них принимаются координаты её оси. Продольная координата для i-ой трубки

$$z = (-1)^i L_{\text{труб}} \left(\frac{t - T_{\text{нач}}^i}{T_{\text{кон}}^i - T_{\text{нач}}^i} - \frac{1}{2} \right),$$
 (3.1)

где $L_{\text{труб}}$ — длина трубки. Если $T \notin [T_{\text{нач}}^i, T_{\text{кон}}^i]$, т. е. срабатывание выглядит произошедшим за пределами трубки, то ему принудительно приписывается $z = \pm L_{\text{труб}}/2$.

Если канал, в котором произошло срабатывание, не может выдавать продольную координатную информацию (из-за частичной неисправности или просто из-за отсутствия калибровочных констант), то нет и возможности определить сработавшую трубку. В этом случае реконструированное событие имеет соответствующий признак и не содержит координат срабатывания. В обработке может быть использовано только положение сработавшего канала в детекторе.

3.2.2. Реконструкция прямолинейных треков

Для целей мониторирования и измерения параметров мюонной системы удобно использовать космические частицы. Как правило, они обладают достаточным импульсом, чтобы их трек в мюонной системе (или по крайней мере в одной из её половин) хорошо представлялся прямой линией (рис. 3.13).

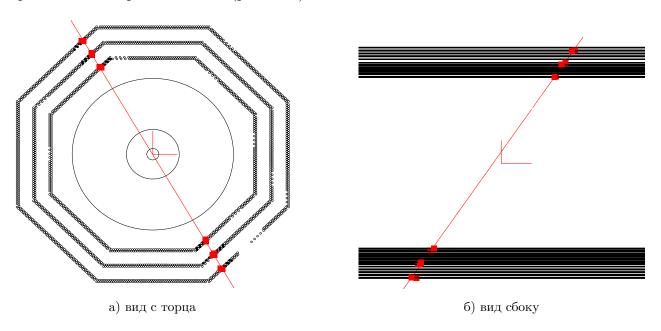


Рис. 3.13. Восстановленный прямолинейный трек в мюонной системе. Чёрным цветом выделены сработавшие каналы, красным — реконструированные срабатывания.

Восстановление трека

Процедура восстановления трека получает на входе некоторое заранее определённое подмножество срабатываний мюонной системы в данном событии (в частном случае это могут быть все срабатывания). Учитываются только срабатывания, у которых имеются реконструированные координаты \vec{r}_i ; число таких срабатываний N должно быть не менее трёх.

Трек определяется в параметрической форме двумя векторами \vec{r}_0 и \vec{v} : $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}l$. Положение трека $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{N} \sum_i^N \vec{r}_i$. Поскольку x- и y-координаты срабатываний — это дискретные положения трубок, направление трека определяется сперва в XY-плоскости:

$$\Delta x_i = x_i - x_0, \Delta y_i = y_i - y_0,$$

$$D_x = \sum_{i=1}^{N} \Delta x_i^2, D_y = \sum_{i=1}^{N} \Delta y_i^2, D_{xy} = \sum_{i=1}^{N} \Delta x_i \Delta y_i,$$

$$v_x = 1, v_y = \frac{D_y - D_x + \sqrt{(D_x + D_y)^2 + 4D_{xy}^2}}{2D_{xy}},$$
(3.2)

или $v_x = 0, v_y = 1$, если трек перпендикулярен оси OX.

Полученный таким образом вектор (v_x, v_y) задаёт параллельную оси OZ плоскость, в которой находится трек. Каждой точке (x_i, y_i) ставится в соответствие координата вдоль трека l_i . Из зависимости z(l) методом наименьших квадратов определяется v_z . Если продольное координатное разрешение каналов измерено заранее, оно может быть учтено при определении v_z , в противном случае считается, что разрешение одинаково для всех каналов.

В конце процедуры вычисляется параметр «качество трека» $q = \sum_i (\Delta z_i^2 + \Delta \rho_i^2)$, где $\Delta \rho_i$ — расстояние от трека до i-ой трубки; если трек пересекает трубку, $\Delta \rho_i = 0$.

Поиск треков

Для работы процедуры поиска трека требуется, чтобы в событии было не менее трёх срабатываний с восстановленными координатами. Алгоритм перебирает все возможные пары срабатываний. Каждая пара становится основой для потенциального трека. В зависимости от желаемых условий поиска могут быть наложены условия на расстояние между базовыми срабатываниями. Например, если надо искать трек, пересекающий только часть детектора, устанавливается максимальное расстояние между базовыми точками 3 м. Остальные срабатывания, помимо базовой пары, проверяются на совместимость с потенциальным треком. Если срабатывание удовлетворяет следующим условиям:

- оно не слишком далеко от базовых точек (т. е. трек не зайдёт в нежелательную область),
- в проекции на плоскость OXY срабатывание попадает в зону, доступную для всевозможных треков, проходящих через трубки с базовыми срабатываниями,
- разница между z-координатами срабатывания и точки пересечения треком сработавшей трубки не более $30~\mathrm{cm}$,

то оно включается в данный потенциальный трек.

Затем производится восстановление трека по отобранным срабатываниям. Срабатывания, у которых расстояние до трека в плоскости OXY больше, чем 1.2 радиуса трубки, отбрасываются, и трек восстанавливается снова. Если качество трека, поделенное на количество срабатываний, превышает некоторое предельное значение, трек отбрасывается.

Из всех обнаруженных потенциальных треков выбирается трек с наибольшим числом срабатываний. Если несколько треков имеют одинаковое число срабатываний, выбирается трек с наименьшим суммарным отклонением по продольной координате $\sum_i \Delta z_i^2$.

После того, как из события выделены срабатывания, относящиеся к данному треку, поиск может быть повторён среди оставшихся.

3.2.3. Привязка к трековой системе

Реализован простейший алгоритм привязки срабатываний мюонной системы к трекам заряженных частиц, реконструированным в центральной части детектора.

Алгоритм использует только поперечные координаты. Дуга (проекция трека на поперечную плоскость детектора) продолжается до пересечения с соленоидом магнита (окружностью радиуса 1634 мм). Из этой точки проводится касательная к треку. Срабатывания каналов мюонной системы, попадающих в интервал углов $\pm 45^{\circ}$ от этой прямой, считаются привязанными к данному треку. Такой диапазон позволяет с уверенностью захватывать все подходящие срабатывания; вместе с тем, вероятность привязки посторонних срабатываний незначительна.

Реализована процедура, которая подгоняет выделенные из события срабатывания, привязанные к определённому треку в центральной части детектора, прямой линией. При этом в качестве «дополнительного» условного срабатывания учитывается точка пересечения трека с магнитом.

Пример результата работы алгоритма привязки срабатываний и подгонки треков в мюонной системе приведён на рис. 3.14.

3.3. Калибровка мюонной системы

Калибровка системы заключается в установлении наборов калибровочных констант $\{T_{\text{нач}}; T_{\text{кон}}\}$ — времён, соответствующих концам каждой её трубки. Эти константы определяются внутренними параметрами камерной электроники и потому уникальны для

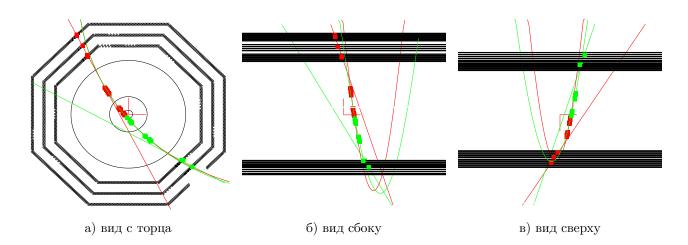


Рис. 3.14. Привязка срабатываний к трекам. Показаны срабатывания в трековой системе и калориметре, восстановленные по ним треки, привязанные срабатывания и треки в мюонной системе. Окружности соответствуют внешним радиусам ВД, ДК и калориметра.

каждого канала. Кроме того, общее влияние на все калибровочные константы оказывает опорная частота генератора ССД КЛЮКВА, используемая при оцифровке времён.

Результаты калибровки сохраняются в базе данных детектора с указанием способа, которым они были получены. Далее следует описание этих способов.

3.3.1. Генераторная калибровка

Подавая сигнал от генератора в перемычку между трубками (точки K1 и K2 на рис. 3.8), можно определить оцифрованное время, соответствующее этому стыку трубок. Получающийся при этом временной спектр показан на рис. 3.15.

Общая схема генераторной, или электронной калибровки приведена на рис. 3.16. Система смонтирована в крейте КАМАК. Задающий генератор ГЛ-3 выдаёт логический сигнал на генератор калибровочных импульсов ГЕКИ-2 и параллельно на выход для калибровочного запуска ССД. Калибровочный импульс ослабляется до требуемой величины аттенюатором и раздаётся на 16-канальные управляемые разветвители Р16. Два канала Р16 обслуживают один блок мюонной системы — сигнал подаётся на калибровочные входы блоков К1 и К2 по коаксиальным кабелям. В целом 11 вторичных разветвителей обслуживают 88 блоков системы. Программа управления калибровкой позволяет устанавливать частоту задающего генератора и ослабление калибровочного импульса в

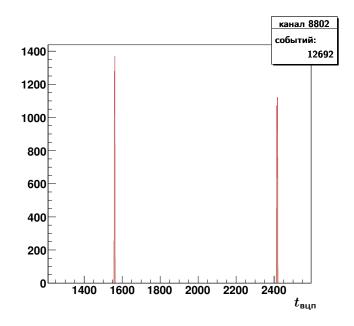


Рис. 3.15. Спектр сигналов генераторной калибровки.

аттенюаторе, выбирать любое подмножество блоков и входов (K1/K2), на которые нужно подавать сигналы.

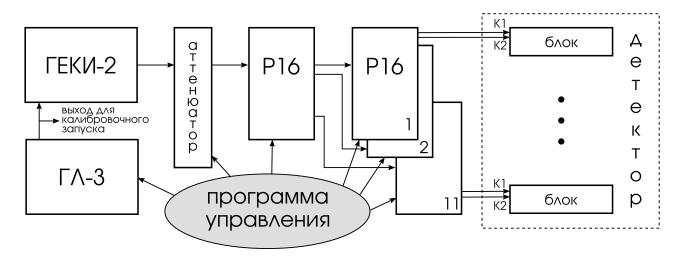


Рис. 3.16. Блок-схема системы генераторной калибровки.

Применение генераторной калибровки для определения калибровочных констант ограничено, так как лишь два стыка трубок в каждом канале оборудованы калибровочными вводами. Кроме того, неисправности в самой системе электронной калибровки приводят к невозможности её использования для части блоков. Поэтому до 2010 года калибровка от генератора использовалась только для проверки электронного тракта — начиная от камерной электроники и заканчивая ВЦП и системой сбора данных. После разработки

в 2010 году процедуры уточнения калибровочных констант (более подробно см. подраздел 3.3.3) генераторная калибровка может быть использована в её рамках для части каналов системы.

3.3.2. Калибровка по реальным частицам

Набор временных спектров

Для определения калибровочных констант регулярно набираются временные спектры каждого канала. Набор производится в автономном режиме, с использованием самозапуска, во время перерывов в работе детектора. Частицы, пролетая через блоки системы, вызывают срабатывания, равномерно распределённые вдоль трубок.

Система измерения загрузок (подраздел 3.1.6) позволяет использовать в качестве запускающего сигнал от любого канала; таким образом, можно гарантировать, что в каждом канале будет набрано достаточное количество событий. Практически минимально необходимое число составляет порядка тысячи запусков на канал (при этом, за счёт запусков от соседних каналов, срабатываний в спектре будет в несколько раз больше). Схема записи калибровки в этом режиме выглядит следующим образом: мюонная система переключается на локальную систему сбора данных, система измерения загрузок последовательно проходит все каналы, и записывается необходимое число событий с запуском от каждого канала. Минимальное время для записи спектров одного октанта составляет около часа. Программа записи калибровки позволяет выбирать условия набора: число событий на канал, нужные октанты и/или каналы, число повторов перебора каналов. По окончании набора необходимо вновь подключить мюонную систему к общей системе сбора данных.

Типичный спектр оцифрованных времён одного канала показан на рис. 3.17. Провалы в нём соответствуют нечувствительным перемычкам между трубками. Определяя границы трубок на спектре, мы тем самым измеряем калибровочные константы для выбора трубки, через которую прошла зарегистрированная частица, и для восстановления продольной координаты.

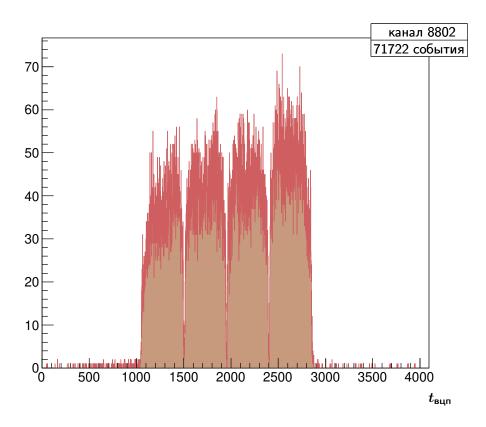


Рис. 3.17. Пример временного спектра.

Определение калибровочных констант по спектрам

Чтобы определять калибровочные константы из подгонки спектра, требуются некие начальные значения для подгоняемых параметров — положений концов трубок. Применялось несколько способов их получения:

- Использование данных предыдущей калибровки.
- Использование данных генераторной калибровки.
- Поиск начальных значений непосредственно по спектру.

На практике в основном используется именно последний способ. Сперва определяются границы спектра. В редких случаях, когда автоматическая процедура не сработала, это можно сделать вручную. Затем получившийся интервал делится на число трубок в данном канале. Иногда, когда зависимость координата → время в канале резко нелинейна, вручную приходится определять и стыки.

В идеальном спектре границы трубок были бы очерчены чётко. Из-за конечного разрешения электроники происходит их «размазка». Считая распределение измеренного

значения времени относительно истинного гауссовым со среднеквадратичным отклонением σ , получаем форму спектра на конце трубки:

$$f_{
hd}(t) = A \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t - T_{\text{кон}}}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right)$$
 для правого конца,
$$f_{\lhd}(t) = B \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{T_{\text{нач}} - t}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right)$$
 для левого конца,
$$(3.3)$$

где erf — функция ошибок, A, B — нормировочные коэффициенты, $T_{\text{нач}}$ и $T_{\text{кон}}$ — положения концов трубок на временной оси.

Функции (3.3) используются для подгонки границ спектра, а провалы подгоняются их суммой, в которой $T_{\text{кон}} = T^i_{\text{кон}} -$ для i-ой трубки, а $T_{\text{нач}} = T^{i+1}_{\text{нач}} -$ для i+1-ой (рис. 3.18). Параметрами подгонки являются калибровочные константы, σ и нормировка. Подгонки обеих границ и всех провалов делаются независимо друг от друга.

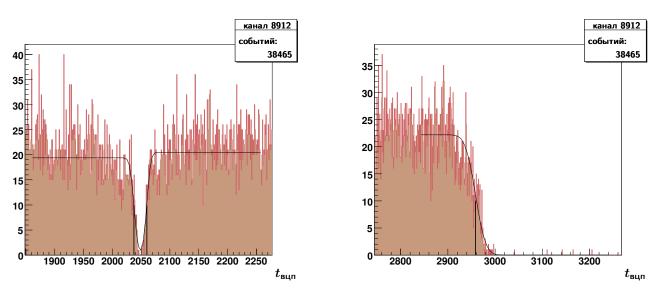


Рис. 3.18. Подгонка провалов и границ спектра. Вертикальными чёрными линиями показаны результирующие калибровочные константы.

3.3.3. Уточнение калибровочных констант

Калибровка системы по реальным частицам требует отключения мюонной системы от общей системы сбора данных детектора, занимает продолжительное время и потому может проводиться не чаще одного-двух раз в неделю. Разработана процедура, позволяющая уточнять калибровочные константы для небольших групп заходов с использованием значений, полученных обычной калибровкой, в качестве начальных. Уточнение калибро-

вок для каждого захода (или их небольшой группы) позволяет учитывать дрейф параметров камерной электроники и другие эффекты, влияющие на калибровочные константы, без дополнительных затрат времени.

Для надёжной работы процедуры желательно набрать не менее 100 тыс. восстановленных в мюонной системе треков от космических частиц, проходящих триггер экспериментального захода. Такое количество достигается за несколько часов записи статистики.

Процедура устойчива к качеству начальных значений, что позволяет использовать в их качестве результаты генераторной калибровки. В этом случае два стыка определяются калибровкой, а остальные интерполируются на их основе.

В крайнем случае для отдельных каналов используются в качестве начальных калибровочные константы, приблизительно определённые по временным спектрам, набранным в экспериментальных заходах. (От спектров, записанных на самозапуске от каналов системы, такие спектры отличаются распределением срабатываний вдоль трубки. Запуск от общего триггера детектора приводит к уменьшению числа событий как раз в наиболее интересной области — около концов трубок.)

Сама процедура уточнения калибровочных констант является частью общей программы мониторирования и измерения параметров мюонной системы по экспериментальным заходам, и поэтому она подробно описана в разделе 3.4.

3.4. Мониторирование параметров мюонной системы

Автором диссертации разработана программа (далее по тексту — *программа-монитор*, или просто *монитор*), осуществляющая определение параметров мюонной системы по экспериментальным или тестовым заходам сразу по мере их набора.

Программа-монитор постоянно выполняется во время работы детектора. Она следит за появлением в базе данных детектора записи о завершении очередного захода. Слишком короткие заходы (менее 10 тыс. событий) игнорируются и при необходимости впоследствии обрабатываются вручную. Завершённые, но ещё не обработанные заходы группируются по следующим правилам:

 Заходы в группе должны быть одного типа — экспериментальные, записанные на космических частицах или специальные калибровочные.

- Временной интервал между заходами одной группы не должен быть более 2 часов.
- Для каждого типа заходов устанавливается минимально необходимое суммарное число записанных детектором событий в группе: для экспериментальных 400–600 тыс., в зависимости от режима работы ускорителя, для заходов с космическими частицами 250–300 тыс., для калибровочных 1 150 тыс.

Когда монитор смог сформировать группу заходов для обработки, он запускает программу определения статусов каналов и уточнения калибровки (см. подраздел 3.4.2), которая, в свою очередь, использует программу определения продольного координатного разрешения (подраздел 3.4.1).

При старте программе-монитору указывается заход, параметры мюонной системы в котором будут служить в качестве образца. Если параметры для очередного обработанного захода существенно изменились по сравнению с образцовым, программа прекращает работу. Такими изменениями могут являться:

- обнаружение новых неисправных каналов,
- обнаружение каналов, числящихся неисправными, но начавших выдавать данные, характерные для исправных,
- выход координатного разрешения за допустимый предел (12 см), либо его резкое (более чем в два раза) ухудшение в каких-либо каналах.

После того, как эксперт рассмотрит причину остановки и исправит проблему либо занесёт информацию о ней в базу данных, программа-монитор запускается снова с указанием нового образцового захода.

Если же очередная группа заходов обработана успешно, и информация о статусе каналов и калибровочные константы для этих заходов сохранены в базе данных, то в фоновом режиме запускается программа определения эффективности (подраздел 3.4.3), а монитор принимает последний из обработанных заходов за образец и начинает новый цикл поиска и обработки групп.

¹ Специальные калибровочные заходы записываются два раза в сутки во время длительных остановок работы детектора или в случае особой необходимости. Их основное назначение — контроль параметров мюонной системы. В этих заходах отключено считывание всех систем детектора, кроме мюонной. Запуск обеспечивает время-пролётная система. Во время работы ускорителя могут записываться как космические, так и пучковые события.

3.4.1. Продольное координатное разрешение

Координатное разрешение канала может быть определено по прямолинейным трекам, восстановленным в мюонной системе без использования самого́ исследуемого канала. Для определения разрешения применяется следующий алгоритм:

- 1. В событии ищется прямолинейный трек. Если трек найден, выделяется соответствующий ему набор срабатываний мюонной системы. Требуется, чтобы в наборе было не менее 4 срабатываний. Если подходящего трека не найдено, происходит переход на следующее событие.
- 2. Для каждого сработавшего канала из выделенного набора восстанавливается прямолинейный трек по остальным срабатываниям.
- 3. Определяется разница между ожидаемым местом пролёта частицы и восстановленной в канале продольной координатой срабатывания. Она складывается в гистограмму разрешения для данного канала.
- 4. Выделенный набор срабатываний исключается из события, и происходит повторный поиск трека. Таким образом, в одном событии может быть найдено и использовано для определения разрешения несколько треков.

Получившиеся гистограммы подгоняются распределением Гаусса, где разрешение — один из параметров. Пример гистограммы разрешения канала и её подгонки приведён на рис. 3.19.

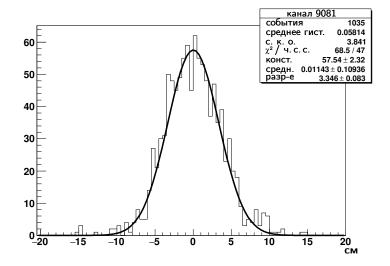


Рис. 3.19. Пример координатного разрешения канала.

Разрешение всех каналов, способных выдавать продольную координатную информацию, определяется на каждом заходе и сохраняется в базе данных (рис. 3.20).

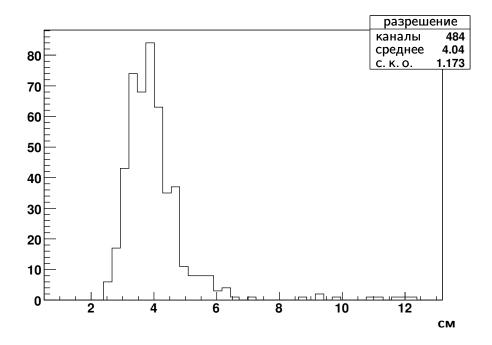


Рис. 3.20. Распределение каналов по продольному координатному разрешению (экспериментальный заход 15000, февраль 2010 года).

Кроме определения разрешения, программа набирает для каждого канала двумерные z(t)-распределения (рис. 3.21), которые используются программой уточнения калибровки (подраздел 3.4.2).

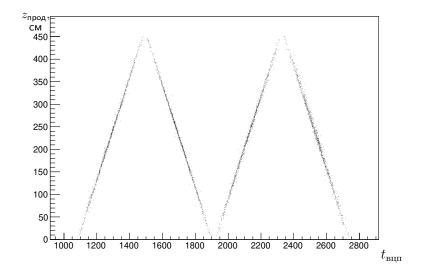


Рис. 3.21. Пример z(t)-распределения. Ноль z-координаты здесь соответствует торцу блока, на котором располагается камерная электроника.

По оси t у распределения откладывается оцифрованное время в срабатывании, а по оси z — продольная координата пересечения восстановленного трека с трубкой канала.

3.4.2. Определение состояний каналов и уточнение калибровочных констант в процессе записи экспериментальных данных

Состояние канала мюонной системы описывается парой целых чисел:

[status; limitations].

Число status представляет собой собственно статус канала. Для каналов, информацию от которых можно использовать при обработке, status = 0. Ненулевой статус указывает на характер неисправности канала:

- 1 MU_STS_UNUSABLE неконкретизированная неисправность
- 2 MU_STS_DEAD нет срабатываний
- 3 MU_STS_NOISE постоянные срабатывания, генерация
- 4 MU_STS_RANDOM канал срабатывает случайно, не в связи с пролётом частиц

Кроме того, имеются служебные статусы, маркирующие отключенные каналы в системе и т. п.

Число limitations — битовая маска, характеризующая различные ограничения, которые накладываются на использование данного канала, и условия определения его статуса. Может содержать следующие признаки:

BAD_RESOLUTION канал имеет низкое продольное координатное разрешение

YES/NO канал не выдаёт продольную координатную информацию

FIXED статус канала зафиксирован и не может меняться автоматически

в результате работы программ

LOW_EFF канал имеет низкую эффективность

IGNORE_CHANGE следует игнорировать изменения статуса канала при работе про-

граммы-монитора

Программа определения статусов каналов и уточнения калибровки (далее — *программа уточнения калибровки*) получает в качестве параметров номер захода-образца и список заходов для обработки. При старте из базы данных загружаются статусы каналов для образцового захода и ближайшая к нему *«затравочная»* калибровка. Затравочная

калибровка осуществляется периодически (несколько раз за экспериментальный сезон) методом подгонки временных спектров (подраздел 3.3.2) или другим из способов, описанных в разделе 3.3. Использование для процедуры уточнения сделанной независимым способом фиксированной затравочной калибровки, а не последней из доступных уточнённых, предотвращает систематические уходы калибровочных констант.

Начиная с загруженных статусов и затравочной калибровки, программа выполняет итерации процедуры уточнения. На очередной итерации:

- 1. Запускается программа определения разрешения, использующая текущие статусы и калибровки. По её завершении загружаются набранные z(t)-распределения.
- 2. Каждое z(t)-распределение подгоняется состоящим из прямых отрезков зигзагом, вершины которого располагаются на серединах промежутков между трубками. Из результатов подгонки приблизительно определяются новые границы трубок по оси t. Далее для каждой трубки в пределах этих границ методом наименьших квадратов определяется линейная зависимость z(t), и из неё извлекаются новые калибровочные константы. Проверяется, что новые константы находятся в допустимых пределах (не выходят за физические границы, нет пересечения трубок и т. п.)

Eсли новые константы получить не удалось, каналу присваивается статус неисправного (MU_STS_UNUSABLE).

- 3. По загрузке числившегося исправным канала определяется, не испортился ли он (нет ли постоянных срабатываний, не слишком ли много в нём обособленных, т. е. не привязанных ни к какому треку, срабатываний, не перестал ли канал работать совсем и т. п.) Аналогично, проверяется, не появилась ли нормальная загрузка в канале, считавшемся ранее неисправным.
- 4. По итогам обработки всех каналов формируются уточнённые калибровочные константы и статусы, с которыми цикл повторяется, начиная с запуска программы определения разрешения.

Программа уточнения калибровки выполняет три итерации. Практика показывает, что после трёх итераций дальнейшего существенного улучшения разрешения не происходит. Пример изменения z(t)-распределения и продольного разрешения одного канала во

время итераций показан на рис. 3.22 и 3.23. Видно, как, начав со сравнительно неточной базовой калибровки, итерационная процедура позволяет улучшить её.

После третьей итерации делается окончательное определение продольного координатного разрешения (рис. 3.23г).

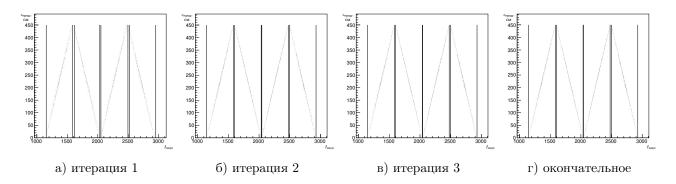


Рис. 3.22. Пример z(t)-распределений при итерациях в программе уточнения калибровки. Вертикальными линиями показаны калибровочные константы на момент начала каждой итерации.

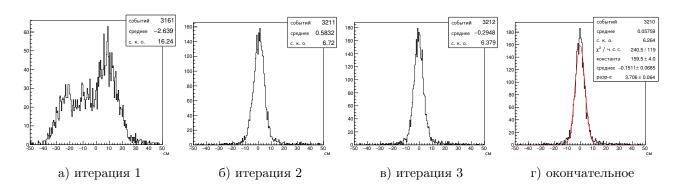


Рис. 3.23. Пример гистограммы разрешения канала при итерациях в программе уточнения калибровки.

Если ни один канал не изменил свой статус существенно, и не произошло большого ухудшения координатного разрешения, вся информация для только что обработанных заходов сохраняется в базе данных, и программа уточнения калибровки завершается успешно, позволяя монитору работать дальше. В противном случае требуется вмешательство эксперта. Автором диссертации разработана специальная утилита, представляющая для требуемого канала результаты итераций в удобной для анализа графической форме.

3.4.3. Эффективность регистрации

Эффективность регистрации измеряется для суперблоков мюонной системы. Это наименьший элемент системы, для которого простыми средствами можно с уверенностью установить, проходила ли через него частица.

Эффективность определяется по восстановленным прямолинейным мюонным трекам, пересекающим несколько слоёв системы. (Как правило, это треки космических частиц.) Треки реконструируются с помощью процедуры, описанной в подразделе 3.2.2.

При подсчёте событий учитываются и срабатывания в каналах, не выдающих продольную координатную информацию. Пересекаемые треком слои системы используются для перекрёстного тагирования (рис. 3.24). Условия отбора таковы:

- для суперблоков первого слоя на треке есть хотя бы одно срабатывание в ближних суперблоках второго или третьего слоя + есть хотя бы два срабатывания в суперблоках любых слоёв с противоположной стороны детектора,
- для суперблоков второго слоя на треке есть хотя бы одно срабатывание в ближнем суперблоке третьего слоя + есть хотя бы одно срабатывание в ближнем суперблоке первого слоя, или есть хотя бы одно срабатывание в ближнем суперблоке третьего слоя + есть хотя бы одно срабатывание в суперблоке первого слоя и хотя бы одно срабатывание в суперблоках второго и третьего слоёв с противоположной стороны детектора,
- для суперблоков третьего слоя трек должен пересечь по три слоя системы с каждой стороны детектора, и на нём есть хотя бы по одному срабатыванию во всех остальных суперблоках.

Эффективность третьего слоя, измеренная по таким событиям, очевидно, систематически сдвинута в сторону уменьшения (особенно для нижних суперблоков), и потому должна применяться в физическом анализе с осторожностью.

Измерение эффективности производится автоматически по мере набора статистики сразу после получения калибровочных констант и обновления статусов каналов.

Значения эффективности для каждого суперблока в виде пары [число отобранных событий; число срабатываний] сохраняются в базе данных. Определённая таким образом эф-

фективность регистрации суперблоков используется при обработке моделирования (см. подраздел 3.5.2) и для контроля стабильности работы системы (приложение A).

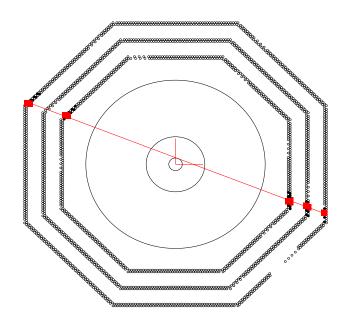


Рис. 3.24. Иллюстрация к отбору событий для определения эффективности. Изображённое событие будет отобрано для четырёх из шести пересечённых суперблоков. Отсутствие срабатываний в суперблоке второго слоя левого верхнего октанта приведёт к падению его эффективности и не позволит использовать это событие для суперблоков третьего слоя.

3.5. Моделирование мюонной системы

Моделирование мюонной системы [94, 99] является частью общей программы моделирования детектора КЕДР, построенной на базе пакета GEANT3.21 [100]. Чтобы описать в рамках этого пакета экспериментальную установку, требуется указать геометрию детектора, определить чувствительные к прохождению частиц объёмы, написать процедуры генерации срабатываний, которые будут вызываться при попадании частиц в эти объёмы, обеспечить сохранение событий моделирования в том же формате, в котором сохраняются экспериментальные события.

3.5.1. Описание системы в моделировании

Поскольку в мюонной системе более 2000 трубок, описание каждой из них как отдельного геометрического объёма приводило бы к уменьшению скорости работы программы моделирования и к резкому увеличению потребляемой памяти. В то время, когда программа создавалась, это было неприемлемо, поэтому мюонная система представлена в детекторе в виде цельных восьмигранных слоёв (в GEANT это геометрический тип PGON), заполняющих пространство между слоями магнитного ярма. Каждая грань такого слоя моделирует один суперблок. Вещество мюонной системы задано как смесь рабочего газа и стали трубок.

В общей программе моделирования используются параметры *трекинга* (проведения частиц через вещество), оптимизированные для моделирования центральной части детектора и отличающиеся от заложенных по умолчанию в пакете GEANT. Для характеризующихся большими геометрическими размерами ярма детектора и мюонной системы это часто приводило бы к превышению максимально допустимого числа шагов и обрыву проводимого трека; кроме того, не вполне правильно моделировалось бы возникновение δ-электронов в железе ярма. Поэтому при проводке частиц через ярмо и мюонную систему используется автоматическое вычисление параметров трекинга, заложенное в пакете GEANT.

Когда заряженная частица попадает в суперблок, на основании её положения и направления движения определяется, какие трубки и где она пересечёт. Далее с использованием заложенных в программу средних калибровочных констант по *z*-координате пересечения определяется время, условно измеренное ВЦП, и генерируется срабатывание в обычном формате [— номер канала; время].

Программе моделирования можно указать продольное координатное разрешение σ_z и эффективность регистрации ε для суперблока. Тогда перед оцифровкой z-координаты срабатываний будут размазываться с соответствующим гауссовым распределением, а в каждом суперблоке все срабатывания с вероятностью $1-\varepsilon$ будут удаляться. Эти возможности предназначены главным образом для тестирования и потому по умолчанию выключены. В физическом анализе учёт этих эффектов производится при обработке моделированных данных (см. подраздел 3.5.2).

3.5.2. Учёт состояния системы при обработке моделирования

Чтобы уменьшить объём данных, которые необходимо моделировать, учёт реального состояния детектора предпочтительнее проводить на этапе реконструкции. На этом

же этапе на события моделирования нужно накладывать т. н. события со случайным запуском (подробнее см. раздел 4.3).

Для мюонной системы предусмотрены следующие варианты обработки событий моделирования:

- 1. При обработке очередного захода загружается информация о состоянии каналов системы. Срабатывания в каналах со статусом, отличным от MU_STS_USABLE, игнорируются. Недостатком этого варианта является то, что он учитывает только явные поломки каналов и никак не отражает вызванное любыми другими причинами падение эффективности регистрации.
- 2. При обработке очередного захода загружается информация об эффективности суперблоков мюонной системы в этом заходе. На каждом событии для каждого суперблока разыгрывается, будет ли он «эффективным» или «неэффективным». Каналам «эффективных» суперблоков присваивается статус MU_STS_USABLE, каналам
 «неэффективных» MU_STS_UNUSABLE. Наложение срабатываний от случайного
 триггера происходит только в «эффективных» суперблоках.
- 3. При обработке очередного захода загружается информация о состоянии каналов и об эффективности суперблоков. Срабатывания события моделирования включаются и выключаются в соответствии с разыгрываемой на каждом событии неэффективностью суперблоков, срабатывания случайного запуска накладываются с учётом статуса каналов.

В простейшем случае, когда единственной причиной неэффективности системы являются неисправные каналы, первый режим даст наиболее правильные результаты. Если эффективность не определяется полностью статусами каналов — например, если она была понижена из-за плохой газовой смеси — нужно использовать более сложный вариант. Третий вариант имеет то преимущество, что он не вносит никаких изменений в распределение срабатываний от случайного запуска.

3.6. Торцевая мюонная система

Первоначальный план создания детектора предполагал наличие торцевой мюонной системы, и блоки для неё были изготовлены одними из первых. Торцевые блоки почти

полностью аналогичны блокам типа 1 (см. таблицу 3.1) и отличаются от них только длиной трубок (4 м) и устройствами крепления. В связи с принятием решения о том, что детектор начнёт работу в области энергий чармония, и в связи с недостатком ресурсов торцевые блоки были законсервированы и отправлены на хранение, а впоследствии при необходимости использовались на стенде как тестовые.

В 2014 году было решено, что торцевая мюонная система может оказаться полезной для подавления фона от космических частиц, и её целесообразно установить на детектор. Все сохранившиеся блоки прошли ремонт и модернизацию камерной электроники. С осени 2015 года 7 торцевых блоков работают в составе детектора в режиме опытной эксплуатации [95].

Простые расчёты и моделирование показывают, что при работе в области чармония торцевая система может быть полезна только для экранирования от космических частиц, но при более высоких энергиях возможно и её участие в разделении адронов и мюонов. Фоновые условия при работе ВЭПП-4М на энергиях, близких к верхнему пределу его диапазона, могут потребовать установки дополнительной защиты от синхротронного излучения с внешней стороны торцевых блоков.

3.7. Выводы по результатам работы мюонной системы

За исключением отдельных непродолжительных сбоев мюонная система удовлетворительно работала в течение всех экспериментальных сезонов детектора КЕДР. Достигнуты ожидаемые параметры системы: эффективность регистрации (при условии отсутствия проблем с продувкой и электроникой) около 99%, продольное координатное разрешение на уровне многократного рассеяния частиц в веществе детектора (около 4 см). Автором диссертации разработаны программы для калибровки, контроля параметров мюонной системы, реконструкции и моделирования событий в мюонной системе, вспомогательные программы для проверки различных элементов системы, средства визуализации параметров детектора.

Система продолжает развиваться. В 2015 году установлены торцевые блоки. В связи с планируемой работой детектора КЕДР в области энергий Υ -мезонов рассматривается возможность изготовления блоков четвёртого слоя баррельной части с полностью переработанной камерной электроникой. Продолжается улучшение системы продувки.

Использование мюонной системы позволило исследовать лептонные распады J/ψ -мезона [25, 87, 101] и ψ (2S)-мезона ([32], данная диссертация). Для подавления космического фона информация от мюонной системы применялась в большинстве анализов данных детектора КЕДР [102–105]. В качестве одного из вариантов построения мюонной системы будущего детектора для проекта супер- $c\tau$ -фабрики в ИЯФ СО РАН [106] может рассматриваться система на основе стримерных трубок, во многом аналогичная мюонной системе детектора КЕДР.

Суммируя опыт эксплуатации системы, можно сделать следующие выводы и рекомендации:

- 1. Стримерные трубки с измерением продольной координаты по разности времён прихода сигнала могут успешно использоваться для построения мюонных систем современных детекторов для физики высоких энергий.
- 2. Необходимо обеспечивать высокую герметичность блоков системы и газовых соединений в течение всего срока работы установки.
- 3. Барботерная система приготовления рабочей газовой смеси довольно неудобна в эксплуатации:
 - требуется использование холодильной установки для термостабилизации сосуда с жидкостью,
 - охлаждение больших объёмов жидкости может занять значительное время, в течение которого продувка должна быть остановлена.

По-видимому, предпочтительным выбором для будущих установок следует признать системы на основе приборов для смешивания газа и паров жидкости в потоке.

Стабильность приготовления газовой смеси и потоки газа через регистрирующие объёмы системы должны тщательно контролироваться.

Желательно обеспечивать разделение мюонной системы на как можно большое количество независимых объёмов, продуваемых рабочей газовой смесью параллельно.

4. При проектировании системы (и детектора в целом) следует уделять особое внимание процедурам сборки и разборки, позволяющим манипулировать элементами системы без риска их механического повреждения. Размеры и вес блоков мюонной

- системы по возможности следует выбирать так, чтобы один блок свободно могли поднимать два человека. Разъёмы на блоках системы должны быть легко доступными и обеспечивать многократную коммутацию кабелей и газовых трубок.
- 5. Желательно обеспечивать высокую надёжность камерной электроники; с дальнейшим улучшением элементной базы это не должно составить проблемы. Более того, развитие электроники позволит при необходимости увеличить объём информации от каждого канала.
- 6. В существующей системе все разъёмы и камерная электроника сконцентрированы на одном торце блока. Для улучшения отказоустойчивости следует размещать их на обоих торцах, при этом каждый торец должен независимо обслуживать половину трубок в том числе и по газу, и по высокому напряжению. Таким образом в одном физическом блоке формируются два отдельных «логических» блока, и проблемы с электроникой, кабелями или продувкой на одном торце не приведут к выходу из строя всего блока и образованию большого нечувствительного участка в системе.

Глава 4

Эксперимент по измерению $\Gamma_{ee} imes \mathcal{B}_{\mu\mu} \; \psi(2\mathrm{S})$ -мезона

4.1. Данные детектора КЕДР в области $\psi(2S)$ -мезона

Первые данные в области $\psi(2S)$ набраны детектором в 2004 году. С тех пор было проведено несколько наборов в режиме «пик/подложка» и сканирований резонанса.

При сканированиях экспериментальные события записывались не менее чем в пяти точках по энергии вблизи $\psi(2S)$: в пике около максимума сечения резонанса, на склонах пика и в подложке на энергиях несколько ниже и выше пика. В наборах «пик/подложка» точек по энергии было две — на пике и несколько ниже пика. Положения точек немного отличались в различных наборах данных.

В данной работе использовалась статистика четырёх сканирований и пяти наборов «пик/подложка». Кроме того, ещё одно сравнительно короткое сканирование (т. н. «сканирование 0») использовалось только для определения энергетического разброса. В таблице 4.1 приведены интегральная светимость для каждого набора данных и разброс суммарной энергии сталкивающихся частиц σ_W , определявшийся в сканированиях по сечению процесса $\psi(2S) \to$ адроны. Для наборов «пик/подложка» величина энергетического разброса бралась от наиболее подходящего сканирования.

За столь длительное время проведения эксперимента (2004—2010 гг.) состояние детектора и качество калибровок его систем заметно менялись. В сканировании 0 неудовлетворительно работала мюонная система. Существенно ухудшилось состояние дрейфовой камеры: между наборами «пик/подложка 1» и «пик/подложка 2» были отключены два слоя ячеек, а после набора «пик/подложка 2» — ещё один. Несколько раз менялись условия триггера. В наборе «сканирование 3» для определения энергии пучков использовался только метод ОКР.

Одним из важнейших факторов, оказавших влияние на эксперимент, была неэффективность оцифровывающей электроники время-пролётной системы. Её вклад подробно рассмотрен в главе 5.

В целом отдельные наборы данных могут рассматриваться как практически независимые эксперименты.

Таблица 4.1. Набор статистики в области $\psi(2S)$ -резонанса.

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

4.2. Условия отбора событий

При обработке экспериментальной статистики и моделирования отбирались события $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и необходимые для определения светимости (см. главу 6) события $e^+e^- \to e^+e^-$. Для того, чтобы выровнять вероятности прохождения отборов событиями экспериментальных данных и моделирования, и к тем, и к другим применялся т. н. *программный триггер*, вычисляющий значения аргументов и масок аппаратного триггера (подраздел 2.2.8) и выдающий решения на основании оцифрованной информации с детектора с учётом неработающих каналов и с более высокими значениями порогов.

4.2.1. Отбор $\mu^+\mu^-$

В качестве $\mu^+\mu^-$ отбирались события, удовлетворяющие всем следующим условиям:

- 1. В событии восстановлено ровно два трека, и они имеют противоположные заряды.
- 2. Оба трека выходят из одной точки в области около места встречи пучков.
- 3. Оба уровня программного триггера дали положительное решение.
- 4. Энерговыделение в калориметре для каждого из двух треков не превышает 700 MэB (рис. 4.1a).

- 5. В калориметре имеется не более одного не привязанного к трекам кластера, и его энергия не превышает 160 МэВ (рис. 4.16).
- 6. Оба трека имеют подтверждение в мюонной системе (см. ниже).
- 7. Неколлинеарность треков по полярным и азимутальным углам θ и φ не более 28° (рис. 4.2).
- 8. Полярные углы обоих обоих треков находятся в диапазоне $50^{\circ} < \theta < 130^{\circ}$ (определяется размерами мюонной системы).
- 9. Для набора «пик/подложка 5» имелось дополнительное ограничение на азимутальные углы обоих треков: они не должны были попадать в интервалы $85^{\circ} < \varphi < 111^{\circ}$ и $262^{\circ} < \varphi < 285^{\circ}$. Ограничение вызвано локальной проблемой с несколькими счётчиками время-пролётной системы, приведшей к резкому расхождению распределений событий по углу φ для реальных данных и моделирования в указанных интервалах.

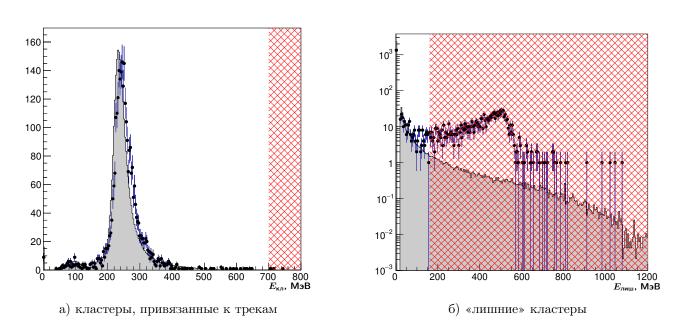
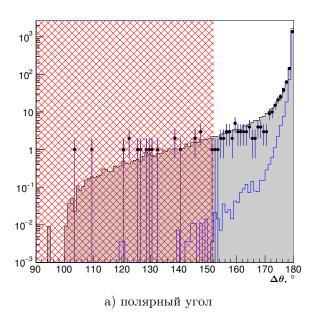


Рис. 4.1. Энерговыделение в калориметре для мюонов. Чёрные точки — экспериментальные данные, серая гистограмма — моделирование. Красной сеткой показана область исключённых событий.

Под выражением «подтверждение трека в мюонной системе» имеется в виду следующее. По алгоритму, изложенному в подразделе 3.2.3, производится привязка срабатываний в мюонной системе к каждому треку. Трек считается подтверждённым, если к



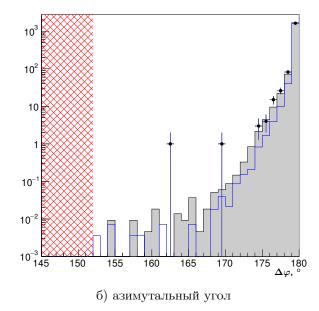


Рис. 4.2. Неколлинеарность треков для $\mu^+\mu^-$. Чёрные точки — экспериментальные данные, серая гистограмма — моделирование нерезонансного процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, синяя гистограмма — моделирование распада $\psi(2S) \to \mu^+\mu^-$. Красной сеткой показана область исключённых событий.

нему привязано хотя бы одно срабатывание в первом или втором слое мюонной системы. (Третий слой мюонной системы не используется, т. к. его эффективность измеряется с заметным систематическим сдвигом.)

Существенный фон для пучковых событий $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ составляют космические мюоны. Чтобы подавить его, накладывалось условие на времена пролёта частиц. Следует отметить, что измерение времени пролёта не моделировалось, и на события моделирования соответствующее условие не накладывалось. Вкладу условия на времена пролёта в эффективность отбора посвящена глава 5.

4.2.2. Отбор e^+e^-

Чтобы обеспечить частичное сокращение систематических ошибок, условия отбора e^+e^- выбраны по возможности такими же, как условия отбора $\mu^+\mu^-$.

В качестве e^+e^- считались события, удовлетворяющие всем следующим условиям:

- 1. В событии восстановлено ровно два трека, и они имеют противоположные заряды.
- 2. Оба трека выходят из одной точки в области около места встречи пучков.

- 3. Оба уровня программного триггера дали положительное решение.
- 4. Энерговыделение в калориметре для каждого из двух треков не меньше 800 МэВ (рис. 4.3a).
- 5. В калориметре имеется не более одного не привязанного к трекам кластера, и его энергия не превышает 160 МэВ (рис. 4.36).
- 6. Неколлинеарность треков по полярным и азимутальным углам θ и φ не более 28° (рис. 4.4).
- 7. Полярные углы обоих треков лежат в диапазоне $45^{\circ} < \theta < 135^{\circ}$ (диапазон ограничен надёжной регистрацией частиц в цилиндрическом калориметре и несколько расширен по сравнению с отбором $\mu^{+}\mu^{-}$, чтобы уменьшить статистическую ошибку).
- 8. Для набора «пик/подложка 5» имелось дополнительное ограничение на азимутальный угол обоих треков (см. условие 9 отбора $\mu^+\mu^-$).

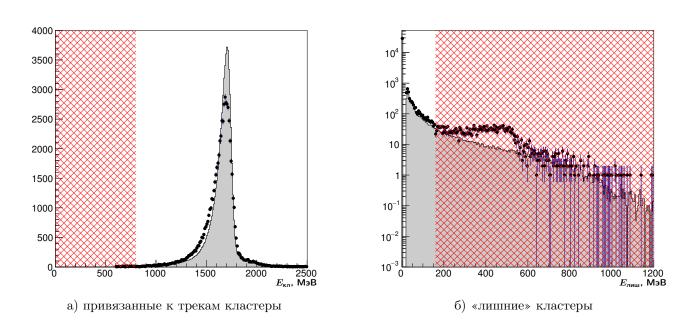


Рис. 4.3. Энерговыделение в калориметре для электронов и позитронов. Чёрные точки — экспериментальные данные, серая гистограмма — моделирование. Красной сеткой показана область исключённых событий.

Условие на время пролёта для отбора событий e^+e^- не требуется.

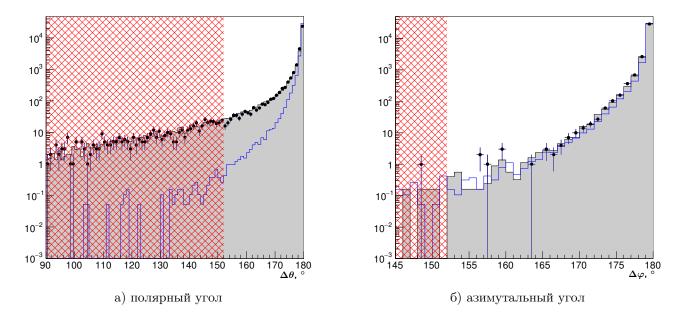


Рис. 4.4. Неколлинеарность треков для e^+e^- . Чёрные точки — экспериментальные данные, серая гистограмма — моделирование нерезонансного процесса $e^+e^- \to e^+e^-$, синяя гистограмма — моделирование распада $\psi(2S) \to e^+e^-$. Красной сеткой показана область исключённых событий.

4.3. Моделирование исследуемых и фоновых процессов

Эффективность детектора по отношению к процессам упругого e^+e^- -рассеяния, нерезонансного $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, процессам $e^+e^- \to \psi(2S) \to \mu^+\mu^-$ и e^+e^- , а также к различным фоновым процессам определялась на моделировании.

При обработке моделирования учитывалось состояние детектора во время каждого экспериментального захода. Для конкретного захода загружались информация о состоянии каналов детектора во время его записи и соответствующие калибровки, и обрабатывалось количество событий моделирования, пропорциональное набранной во время этого захода светимости.

Некоторые изменения в детекторе не сводились к изменениям статусов и калибровок систем. Так, за время эксперимента из-за сдвигов элементов конструкции детектора при нештатных срывах магнитного поля несколько раз изменялось положение цилиндрического калориметра. Чтобы учесть это обстоятельство, всё моделирование тоже было сделано многократно, полностью для каждого положения калориметра, и при обработке каждого набора данных использовался соответствующий ему вариант моделирования.

Различные ускорительные фоны, пролёты космических частиц, а также шумы детектора, накладываясь на события $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \to e^+e^-$, могут существенно менять их вид. В результате часть полезных событий может быть потеряна. Чтобы учесть этот эффект, во время набора экспериментальных данных специально сохранялись события со случайным, т. е. вообще не зависящим от срабатываний систем детектора, запуском (RND). При обработке на каждое событие моделирования накладывается очередное событие из сохранённого RND-набора.

Поскольку интерференцией излучения фотонов в начальном и конечном состоянии при рождении узкого резонанса можно пренебречь [107], для учёта излучения фотонов в конечном состоянии при моделировании событий как эффекта, так и фона применялся пакет PHOTOS [108].

Количество событий моделирования превышало количество событий эффекта не менее, чем в 20 раз.

4.3.1. Моделирование e^+e^- и $\mu^+\mu^-$

События распадов резонанса $\psi(2S) \to \mu^+\mu^-$, $\psi(2S) \to e^+e^-$ моделировались с помощью простых генераторов с угловыми распределениями (формулы (1.5), (1.7)) $d\sigma/d\theta \sim 1 + \cos^2\theta$ и $d\sigma/d\theta \sim (1 + \cos\theta)^2/(1 - \cos\theta)$.

Упругое e^+e^- -рассеяние моделировалось с использованием основного генератора BHWIDE [109] и проверочных генераторов MCGPJ [110] и BABAYAGA [111]. Все они учитывают радиационные поправки как в начальном, так и в конечном состоянии. Генератор BHWIDE выбран основным, потому что результат, полученный при его использовании, лежит между результатами, полученными с MCGPJ и BABAYAGA.

4.3.2. Моделирование фоновых процессов

Многие распады $\psi(2S)$ -мезона могут имитировать его прямые переходы в $\mu^+\mu^-$ или e^+e^- . Например, в случае каскадного распада $\psi(2S) \to J/\psi X \to \ell^+\ell^- X$, когда в детектор попадает только пара лептонов, а X теряется или не регистрируется должным образом, сходство может быть практически полным. Если не привлекать дополнительную информацию об импульсе (что нежелательно после имевшего место выхода из строя нескольких

слоёв дрейфовой камеры), то вклад этих резонансных фоновых процессов может быть учтён только с помощью моделирования.

Для моделирования фоновых процессов использовался генератор JETSET 7.4 [112], основанный на лундской струнной модели фрагментации. Проверка с помощью генератора BES [113] не дала заметных изменений.

В таблице 4.2 приведены учитывавшиеся фоновые процессы, которые имеют наиболее высокую вероятность, их эффективность прохождения отбора $\mu^+\mu^-$ и влияние на конечный результат. Значительный разброс эффективностей в разных наборах данных объясняется существенно изменившимся состоянием детектора, в частности, упомянутым выше отключением нескольких слоёв дрейфовой камеры.

Таблица 4.2. Фоновые процессы распада $\psi(2S)$, учитывавшиеся в работе.

процесс	вероятность распада, %	эффективность, %	вклад в результат, %
$J/\psi\pi^+\pi^-$	34.49	$0.03 \div 0.09$	$2.29 \div 8.94$
$J/\psi\pi^0\pi^0$	18.16	$0.01 \div 0.02$	$0.38 \div 0.92$
$\gamma \chi_{c0}(1P)$	9.99	< 0.01	$0.00 \div 0.05$
$\gamma \chi_{c1}(1P)$	9.55	$0.03 \div 0.03$	$0.47 \div 0.92$
$\gamma \chi_{c2}(1P)$	9.11	$0.02 \div 0.03$	$0.44 \div 0.69$
$J/\psi\eta$	3.36	$0.02 \div 0.05$	$0.17 \div 0.46$
e^+e^-	0.79	< 0.01	< 0.01
$\eta_c \gamma$	0.34	< 0.01	< 0.01
$ au^+ au^-$	0.31	$0.05 \div 0.08$	$0.05 \div 0.07$
$J/\psi\pi^0$	0.13	$0.10 \div 0.15$	$0.03 \div 0.05$
$par{p}$	0.03	$0.01 \div 0.03$	< 0.01

Вклад от событий с радиационным возвратом $e^+e^- \to \gamma_{\rm ISR} J/\psi, J/\psi \to \mu^+\mu^-$ не превышал 1% для всех наборов данных. Вклады многоадронных (генератор BES) и двухфотонных (генератор [114]) процессов также моделировались и оказались незначительными.

Глава 5

Эффективность время-пролётной системы

Из-за проблем в оцифровывающем тракте электроники время-пролётной системы эффективность восстановления времени пролёта была заметно меньше 100%. Несмотря на то, что какой-либо счётчик ВПС дал срабатывание в триггер, и есть информация в амплитудном канале, ВЦП иногда (в $\sim 10\%$ случаев) не производил измерения. Вероятность потери временной информации пропорциональна шумовой загрузке счётчика, что указывает на наличие мёртвого времени ВЦП. Установить точную причину просчётов и ликвидировать её экспертам так и не удалось.

Триггерные сигналы от время-пролётной системы проходят через отдельный электронный тракт, так что указанная проблема имеет отношение только к измерению времени. Эффективность триггерного аргумента SC2 во всех наборах данных была не хуже 99.4% (см. подраздел 6.3.11).

Поскольку информация о времени пролёта необходима для отделения пучковых мюонных событий от космических, требуется определить эффективность соответствующего условия отбора $\varepsilon_{\text{впс}}$. В выбранном диапазоне полярных углов работают продольные счётчики ВПС. Для каждого из двух отобранных треков требовалось

$$|t \times \sin \theta - T_0| \leqslant 3\sigma_{\text{\tiny BHC}},\tag{5.1}$$

где t и θ — время пролёта и полярный угол треков, $T_0=2.4$ нс — время пролёта для мюонов от распада $\psi(2S)$ в поперечной плоскости детектора, $\sigma_{\rm впс}=0.36$ нс — временное разрешение продольных счётчиков ВПС. На рис. 5.1а показан пример двумерного распределения времён пролёта, поправленных на полярный угол треков, и выделены события, прошедшие отбор.

Для определения $\varepsilon_{\text{впс}}$ были применены два описанных ниже метода.

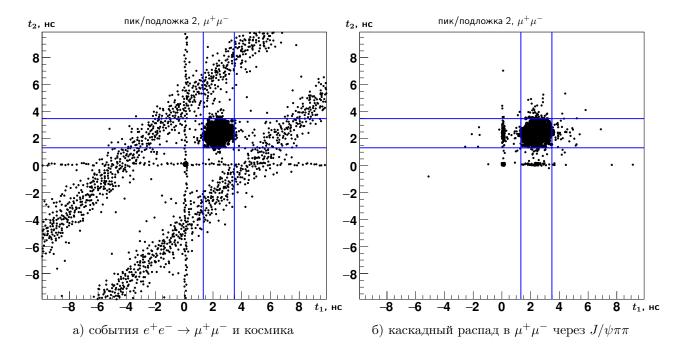


Рис. 5.1. Пример распределения поправленных на полярный угол трека времён пролёта для событий, идентифицированных как $\mu^+\mu^-$. Квадратом показано условие на время полёта. События, в которых произошла потеря одного или обоих времён, расположены на $t_{1,2}=0$. Наклонные полосы соответствуют космическим частицам.

5.1. Измерение эффективности с реконструкцией событий каскадного распада

Для измерения эффективности условия отбора на время пролёта можно использовать события каскадных распадов $\psi(2S) \to J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $\psi(2S) \to J/\psi \pi^0 \pi^0$, в которых J/ψ , в свою очередь, распадается на пару мюонов (рис. 5.16). Благодаря большому суммарному бранчингу этих каналов число таких событий довольно велико.

Применялись следующие условия отбора:

В канале $J/\psi\pi^+\pi^-$:

- 1. в событии ровно четыре трека, выходящих из одной точки в области около места встречи пучков,
- 2. из них два трека прошли отбор как $\mu^+\mu^-$ (раздел 4.2.1) с ужесточёнными условиями на энергию мюонных кластеров, но без условий на лишнее энерговыделение и срабатывание программного триггера,

- 3. в мюонной системе нет срабатываний, не привязанных к одному из мюонных треков,
- 4. оставшиеся два трека пересекают время-пролётную систему на расстоянии, превышающем поперечный размер счётчика, от счётчиков, приписанных к мюонным трекам.

В канале $J/\psi \pi^0 \pi^0$:

- 1. в событии ровно два трека, и они прошли отбор как $\mu^+\mu^-$ (раздел 4.2.1) с ужесточёнными условиями на энергию мюонных кластеров, но без условий на лишнее энерговыделение и срабатывание программного триггера,
- 2. имеется не менее двух кластеров, не привязанных ни к одному треку,
- 3. в мюонной системе нет срабатываний, не привязанных к одному из мюонных треков,
- 4. инвариантная масса пары $\mu^+\mu^-$ не слишком велика (не более удвоенной массы $\psi(2S)$).

Срабатывание программного триггера исключено из условий отбора, т. к. здесь не требуется сравнения с моделированием.

По отобранным событиям строились гистограммы инвариантной массы мюонных треков. Такие же гистограммы строились по событиям, отобранным с применением дополнительного условия на время пролёта, как в отборе $\mu^+\mu^-$. Эффективность время-пролётной системы определялась из совместной подгонки этих гистограмм распределением Гаусса с равномерной подложкой; свободными параметрами были видимые положение и ширина пика J/ψ , эффективность условия на время пролёта и уровень подложки. На рис. 5.2 приведён пример гистограмм и подгонки.

К недостаткам этого метода следует отнести то, что эффективность фактически измеряется только в заходах, набранных на пике резонанса, т. к. вне его каскадного распада, естественно, нет. Статистическая точность метода сравнительно невысока, поскольку количество отобранных событий каскадного распада всё-таки мало́.

5.2. Альтернативный метод измерения эффективности

Считая, что события потери времени отдельными счётчиками время-пролётной системы не скоррелированы между собой, можно предложить другой вариант измерения

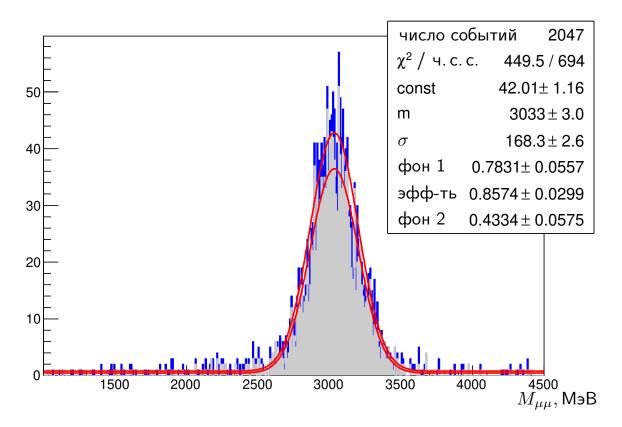


Рис. 5.2. Инвариантная масса пары мюонов в распадах $\psi(2S) \to J/\psi \pi \pi, J/\psi \to \mu^+ \mu^-$, подгонка и определение эффективности. Серым цветом показано распределение, набранное с условием на времена пролёта, синим — без этого условия.

эффективности. (Предположение об отсутствии корреляции проверено в работе [115] с использованием распада $J/\psi \to e^+e^-$. Найдено, что соответствующий вклад в систематическую погрешность определения эффективности не превышает 0.3%.)

Для событий, прошедших отбор $\mu^+\mu^-$, можно построить гистограмму времени пролёта для одного из треков (рис. 5.3) и по величине пика определить, сколько событий соответствуют рождению мюонных пар. Тогда эффективность для трека с зарядом i будет рассчитываться по формуле $\varepsilon_i = \frac{N^9}{N_i - N_i^{\Phi}}$, где N^9 — число событий, прошедших полный отбор на время пролёта, N_i и N_i^{Φ} — полное число событий и число фоновых событий от космических частиц, проходящих условие на время для этого трека. Уровень равномерно распределённого космического фона L_i^{Φ} определяется подгонкой гистограммы в областях вдали от пучковых событий, и из него получается $N_i^{\Phi} = 2\frac{3\sigma_{\text{вис}}}{\Delta t}L_i^{\Phi}$, где Δt — ширина бина гистограммы.

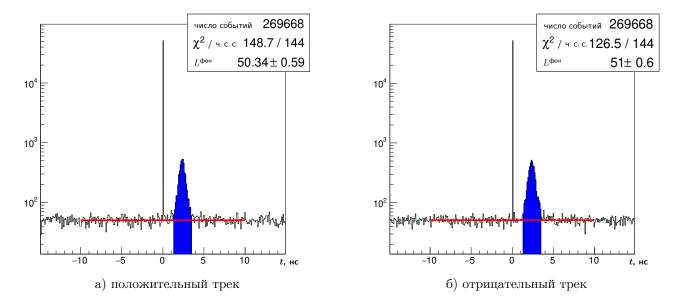


Рис. 5.3. К определению эффективности измерения времени пролёта для одного трека. Горизонтальной красной линией показан подогнанный уровень космического фона $L^{\phi o H}$, синим выделены события, проходящие условие на время пролёта для (а) положительного или (б) отрицательного трека. События с t=0 соответствуют эффекту потери времён.

В отсутствии корреляций эффективность $\varepsilon_{\rm впс} = \varepsilon_+ \varepsilon_-$. В отличие от эффективности, измеренной по каскадному распаду, она определяется для заходов, набранных как в резонансной, так и в нерезонансной области.

5.3. Результаты

В качестве основного варианта определения эффективности выбран второй метод; метод каскадного распада (исторически реализованный первым) имеет худшую статистическую точность, но позволяет убедиться в общей правильности измерения.

Результаты измерений приведены в таблице 5.1. Для определения систематической погрешности основного метода варьировались параметры вычисления эффективности: условия подгонки уровня космического фона и варианты усреднения по экспериментальным заходам. К полученной таким образом величине квадратично добавлялся вклад от возможной корреляции потери времён отдельными счётчиками, равный 0.3%.

Таблица 5.1. Эффективность время-пролётной системы. Для основного метода указаны статистические и систематические погрешности, для эффективности по каскадному распаду — только статистические.

II.C.	$arepsilon_{ ext{BHO}}$., %
Набор данных	по основному методу	по каскадному распаду
пик/подложка 1	$85.9 \pm 0.7 \pm 0.9$	84.5 ± 3.5
пик/подложка 2	$83.6 \pm 1.0 \pm 1.1$	78.5 ± 4.8
сканирование 1	$84.2 \pm 1.0 \pm 0.5$	81.8 ± 5.4
пик/подложка 3	$81.5 \pm 0.6 \pm 0.5$	81.1 ± 2.7
пик/подложка 4	$79.8 \pm 0.5 \pm 0.4$	78.3 ± 2.3
пик/подложка 5	$86.7 \pm 0.4 \pm 0.4$	85.7 ± 2.3
сканирование 2	$82.9 \pm 0.5 \pm 1.1$	85.7 ± 3.0
сканирование 3	$80.4 \pm 0.8 \pm 0.9$	82.1 ± 4.0
сканирование 4	$81.7 \pm 0.4 \pm 0.9$	83.6 ± 1.9

Глава 6

Процедура получения результата и анализ систематических погрешностей

Измерение светимости по однократному тормозному излучению (см. подраздел 2.2.6) нуждается в абсолютной калибровке и недостаточно стабильно, особенно на таких больших интервалах времени, как время набора статистики для данного эксперимента.

В данном анализе светимость измерялась по процессу упругого e^+e^- -рассеяния. Это требует учёта вклада от резонанса, что в режиме набора «пик/подложка» подразумевает использование различий углового распределения резонансного и нерезонансного вкладов.

Совместный анализ каналов $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- проводился для каждого набора данных независимо.

6.1. Ожидаемое число событий и процедура подгонки

Для извлечения светимости события e^+e^- разбивались на равные интервалы по полярному углу θ в диапазоне от 45° до 135°. Чтобы исключить влияние асимметрии детектора, в каждом отобранном событии использовался «средний» полярный угол $\theta = (\pi - \theta_+ + \theta_-)/2$, где θ_+ и θ_- — измеренные полярные углы позитрона и электрона соответственно. Ожидаемое число событий на энергии в системе центра масс W_i и в j-ом угловом интервале:

$$\begin{split} N_{e^{+}e^{-}}^{\text{ожид}}(W_{i},\theta_{j}) &= \mathcal{L}_{i} \times \sigma_{ee}^{\text{ожид}}(W_{i},\theta_{j}), \\ \sigma_{ee}^{\text{ожид}}(W_{i},\theta_{j}) &= (\sigma_{\text{pes}}^{\text{теор}}(W_{i},\theta_{j}) + \sigma_{\text{s-инт}}^{\text{теор}}(W_{i},\theta_{j})) \times \varepsilon_{\text{pes}}(\theta_{j})|_{i} \\ &+ \sigma_{\text{t-инт}}^{\text{теор}}(W_{i},\theta_{j}) \times \varepsilon_{\text{инт}}(\theta_{j})|_{i} \\ &+ \sigma_{\text{подл}}^{\text{мод}}(W_{i},\theta_{j}) \times \varepsilon_{\text{подл}}(\theta_{j})|_{i} \\ &+ \sigma_{\text{фон}}^{\text{ожид}}(W_{i},\theta_{j}), \end{split} \tag{6.1}$$

где \mathcal{L}_i — интегральная светимость в заходах на энергии W_i , $\sigma^{\text{теор}}$ — теоретическое сечение для вкладов упругого рассеяния, резонанса и их интерференции, $\varepsilon(\theta_j)|_i$ — полученная на моделировании эффективность регистрации для состояния детектора во время работы на энергии W_i , включающая в себя аксептанс для j-ого углового интервала. Последний

член в сумме — ожидаемый вклад фоновых процессов. Вклады упругого рассеяния и резонанса имеют различное угловое распределение и, в силу этого, разную эффективность регистрации. Вклад интерференционного члена, в свою очередь, распадается на два слагаемых, одно из которых имеет своё угловое распределение и, соответственно, эффективность регистрации $\varepsilon_{\text{t-инт}}$, а у другого угловое распределение и эффективность совпадают с резонансными.

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

$$N_{\mu^{+}\mu^{-}}^{\text{ожид}}(W_{i}) = \mathcal{L}_{i} \times \sigma_{\mu\mu}^{\text{ожид}}(W_{i}),$$

$$\sigma_{\mu\mu}^{\text{ожид}}(W_{i}) = \varepsilon_{\text{впс}}^{\text{набл}}\big|_{i} \times \Big((\sigma_{\text{рез}}^{\text{теор}}(W_{i}) + \sigma_{\text{инт}}^{\text{теор}}(W_{i})) \times \varepsilon_{\text{рез}}\big|_{i} +$$

$$+ \sigma_{\text{подл}}^{\text{мод}} \times \varepsilon_{\text{подл}}\big|_{i} + \sigma_{\text{фон}}^{\text{ожид}}(W_{i}) \Big),$$

$$(6.2)$$

куда дополнительно входит измеренная эффективность время-пролётной системы $\varepsilon_{\rm вис}^{\rm набл}$. Резонансный и интерференционный вклады в сечение для мюонов имеют одинаковые угловые распределения, так что эффективности регистрации для них не отличаются. Подложечные сечения $\sigma_{\rm nogn}^{\rm mog}$ и для e^+e^- , и для $\mu^+\mu^-$ рассчитываются программой моделирования с учётом радиационных поправок.

Ожидаемый вклад фоновых процессов представляет собой сумму по учитываемым модам распада:

$$\sigma_{\text{фон}}^{\text{ожид}}(W_i) = \sum_{m} \sigma_m^{\text{reop}}(W_i) \varepsilon_m|_i, \tag{6.3}$$

где ε_m — эффективность прохождения отбора фоновой модой m (для e^+e^- — отдельно для каждого углового диапазона по θ), а теоретическое сечение для неё вычисляется с использованием соответствующей вероятности распада \mathcal{B}_m (см. раздел 1.3.3, формула (1.12)):

$$\sigma_m^{\text{Teop}}(W) = \mathcal{B}_m \sigma_0(W). \tag{6.4}$$

Вклады ускорительных фонов и фонов от космических частиц были незначительными, и в формулы ожидаемого числа событий не включены.

Пуассоновская функция правдоподобия имеет вид:

$$L = -\sum_{k} \left(N_k^{\text{ожид}} - N_k^{\text{набл}} + N_k^{\text{набл}} \ln \frac{N_k^{\text{набл}}}{N_k^{\text{ожид}}} \right), \tag{6.5}$$

где индекс k пробегает по всем конечным состояниям $(e^+e^-/\mu^+\mu^-)$, точкам по энергии и угловым диапазонам по θ , $N^{\text{ожид}}$ — ожидаемое число событий, $N^{\text{набл}}$ — зарегистрированное число событий.

Интегральная светимость \mathcal{L}_i определяется максимумом правдоподобия:

$$\mathcal{L}_i = \frac{N_{\mu\mu}^{\text{Ha6}}|_i + N_{ee}^{\text{Ha6}}|_i}{\sigma_{\mu\mu}^{\text{ожид}}(W_i) + \sigma_{ee}^{\text{ожид}}(W_i)},\tag{6.6}$$

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

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

6.2. Усреднение результатов и погрешностей отдельных измерений

Наборы данных, использованные в данной работе, рассматриваются как практически независимые эксперименты, имеющие независимые статистические ошибки, но частично скоррелированные систематические ошибки. Следуя подходу, уже применённому в других анализах данных детектора КЕДР [55, 61, 66], итоговый результат получался усреднением результатов измерений в отдельных наборах данных с весами, включающими вклад статистических ошибок и некоррелированной части систематических ошибок. Оценка систематической погрешности суммарного результата включала как коррелированную часть, так и усреднённый вклад некоррелированных частей:

$$\langle \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} \rangle = \sum_{i} w_{i} \times (\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu})_{i},$$

$$\sigma_{\text{ctat}}^{2} = \sum_{i} w_{i}^{2} \times \sigma_{\text{ctat},i}^{2}$$

$$\sigma_{\text{cuct}}^{2} = \sum_{i} w_{i}^{2} \times (\sigma_{\text{cuct},i}^{2} - \sigma_{\text{cuct},\text{kopp}}^{2}) + \sigma_{\text{cuct},\text{kopp}}^{2}$$

$$w_{i} \sim 1 / (\sigma_{\text{ctat},i}^{2} + \sigma_{\text{cuct},i}^{2} - \sigma_{\text{cuct},\text{kopp}}^{2}),$$

$$(6.7)$$

где w_i — нормированный вес i-го измерения, $\sigma_{\text{стат},i}$ и $\sigma_{\text{сист},i}$ — статистическая погрешность и некоррелированная часть систематической погрешности в нём, $\sigma_{\text{сист},\text{корр}}$ — коррелированная часть систематической погрешности.

Выделение коррелированной части систематических ошибок является довольно нетривиальной задачей, и в случаях, когда нет явных указаний для выбора, в качестве оценки $\sigma_{\text{сист},\text{корр}}$ принималось минимальное значение систематической погрешности, связанной с данным источником неопределённости. Разделение полной ошибки усреднённого результата на статистическую и систематическую части неоднозначно, но полезно для качественной оценки достоверности результата и при сравнении с другими измерениями.

6.3. Систематические неопределённости

Основные вклады в систематические неопределённости величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ для всех использованных наборов данных и оценки скоррелированной части систематической ошибки приведены в таблице 6.1.

Числа в таблице 6.1 даны с округлением до десятых долей процента. Приведённые в последней строке таблицы квадратичные суммы получены сложением неокруглённых погрешностей. Они также включают вклады от погрешностей, не вошедших в число основных.

Далее вклады отдельных погрешностей (как включённых, так и не включённых в сводную таблицу 6.1) для каждого набора данных, их коррелированные части, и то, как они были получены, обсуждаются в подразделах подробнее. Если отсутствовали указания на степень корреляции какой-то погрешности в различных наборах данных, предполагалось, что коррелированная часть соответствует минимальному значению этой погрешности. В таких случаях специального упоминания коррелированной части в тексте могло не делаться.

Систематические неопределённости, связанные с использованием время-пролётной системы, описаны в главе 5 и приведены в строке 17 таблицы 6.1.

6.3.1. Измерение энергетического разброса

Характерная точность, с которой энергетический разброс пучков ускорителя измерялся в сканированиях, составляет 2% [61, 66, 116]. Это число включает в себя погрешность, связанную с возможным отличием распределения энергетического разброса от гауссового.

Для наборов в режиме «пик/подложка» имеется дополнительная погрешность. Она возникает из-за неопределённости, связанной с возможным изменением энергетического разброса при переходе от набора данных, в котором разброс был измерен, к другому набору. В сканированиях, проведённых при неизменных установочных параметрах коллайдера, вариация энергетического разброса не превышает 2% [116], что и даёт оценку дополнительного вклада в погрешность.

Таблица 6.1. Основные источники систематических неопределённостей и их относительные вклады для 9 наборов данных, %.

	Источник систематической неопределённости	п/п 1	$_{ m H/H}$ 2	ск. 1	$_{\rm II}/_{\rm II}$ 3	$_{\Pi/\Pi}$ 4	$_{ m H}$	ck. 2	ск. 3	ск. 4	$\sigma_{ m cnct, kopp}$
	энергетический разброс	1.9	2.7	1.1	2.9	2.2	2.6	1.1	2.9	1.7	0
2	табличное значение $M_{\psi(2S)}$, $\Gamma_{\psi(2S)}$	0.7	9.0	0.1	0.3	0.7	0.7	0.5	0.2	0.9	0.1
က	измерение энергии	3.1	9.0	< 0.1	1.7	0.3	0.5	0.2	3.8	2.7	< 0.1
4	моделирование e^+e^- -рассеяния	1.4	1.4	2.2	1.7	1.1	2.1	1.6	2.6	6.0	6.0
ಬ	моделирование $\mu^+\mu^-$ -рассеяния	0.2	0.2	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.2
9	условия на коллинеарность	0.8	2.8	2.4	0.8	2.1	1.4	1.5	5.4	1.6	8.0
7	угловой диапазон для e^+e^-	1:1	2.0	1.8	1.0	1.0	1.2	1.6	2.1	1.3	1.0
∞	восстановление заряда	9.0	0.3	8.0	9.0	0.2	1.9	0.1	1.0	0.4	0.1
6	асимметрия детектора	0.0	0.2	0.5	6.0	0.1	0.1	0.2	0.4	0.2	0.1
10	условие на лишнее энерговыделение	1.4	1.2	2.2	0.5	1.0	9.0	2.2	1.7	1.6	0.5
11	условие на мюонную систему	2.5	2.7	2.2	9.0	0.3	0.5	9.0	0.7	< 0.1	0
12	2 пороги ABG	0.3	0.7	0.5	0.1	0.3					0.1
13	калориметрические пороги триггера	0.1	0.1	0.2	0.1	< 0.1	0.4	0.5	0.4	0.2	< 0.1
14	1 эффект случайных совпадений	0.2	0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	0.3	0.1	0.0	0.3	< 0.1
15	б фотоны в конечном состоянии	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	1.0	0.4	0.3	0.3
16	\mid разбиение событий e^+e^- по $ heta$	9.0	0.2	9.0	0.5	0.5	0.3	0.1	0.4	0.3	0.1
17	7 зффективность измерения времени пролёта	1.9	2.5	1.5	1.2	8.0	6.0	8.2	2.7	2.3	8.0
18	з эффективность тригтера	6.0	< 0.1	0.2	0.1	0.1	0.1	0.2	0.1	0.1	< 0.1
19	точность теории	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
	квадратичная сумма	5.7	6.2	5.4	4.4	3.7	4.5	4.7	8.7	4.9	1.9

Изменение результата при варьировании энергетического разброса в этих пределах представлено в таблице 6.2 и в строке 1 таблицы 6.1.

Таблица 6.2. Вклад в систематическую неопределённость от энергетического разброса пучков, %.

π/π 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
1.9	2.7	1.1	2.9	2.2	2.6	1.1	2.9	1.7

Скоррелированная часть неопределённостей взята нулевой, т. к. нестабильность разброса определяется случайным изменением параметров ускорителя при замене блоков в системе его управления и т. п.

6.3.2. Точность знания параметров резонанса

В таблице 6.3 показано, как менялся результат при варьировании значений массы и ширины $\psi(2S)$ -мезона в пределах точности, с которой они известны. Масса $\psi(2S)$ измерялась детектором КЕДР [66], ширина бралась из таблиц PDG [24].

Таблица 6.3. Изменение результата при варьировании параметров резонанса, %.

параметр	π/π 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
масса	0.6	0.5	0.1	0.2	0.6	0.6	0.4	0.2	0.7
ширина	0.4	0.3	< 0.1	0.2	0.3	0.4	0.3	< 0.1	0.5

Суммарный вклад параметров резонанса в систематические неопределённости приведён в строке 2 таблицы 6.1. Он неодинаков для разных наборов данных из-за различного распределения в них точек набора по энергии на кривой возбуждения резонанса. В качестве консервативной оценки скоррелированной части взято минимальное значение неопределённости.

6.3.3. Измерение энергии сталкивающихся частиц

При обработке в каждом наборе данных заходы группировались в «точки по энергии». Основной вариант обработки подразумевал использование средней по заходам энергии в точке $\langle E_{\rm 3ax} \rangle|_i$ для вычисления сечения $\sigma_i = \sigma(\langle E_{\rm 3ax} \rangle|_i)$ в ней. Для оценки вклада в

систематическую неопределённость от точности измерения энергии можно использовать обработку с усреднением сечений, рассчитанных для каждого захода по отдельности с использованием энергии в нём: $\sigma_i = \langle \sigma(E_{\text{зах}}) \rangle|_i$. Результаты сравнения этих двух вариантов приведены в таблице 6.4 и строке 3 таблицы 6.1.

Таблица 6.4. Изменение результата при использовании усреднённого сечения, %.

π/π 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
3.1	0.6	< 0.1	1.7	0.3	0.5	0.2	3.8	2.7

Вклад во многом похож на вклад параметров резонанса и неодинаков для разных наборов данных из-за различных условий — количества и точности измерений энергии. В качестве оценки скоррелированной части также взято минимальное значение неопределённости.

6.3.4. Моделирование нерезонансного рождения лептонов

Систематическая неопределённость, связанная с моделированием упругого e^+e^- -рассеяния, оценивалась путём замены использовавшегося по умолчанию генератора BHWI-DE на генераторы MCGPJ и BABAYAGA.

Нерезонансное сечение процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^ \sigma_{\mu\mu}^{\rm nogn}(E=1843~{
m Mp})=8.328~{
m Ho}$ вычисляется генератором MCGPJ методом Монте-Карло со статистической точностью $\approx 0.1\%$. Систематическая часть неопределённости принята равной заявленной точности вычисления сечения генератором MCGPJ, которая составляет $\lesssim 0.2\%$. Влияние на систематическую неопределённость результата определялось варьированием $\sigma_{\mu\mu}^{\rm nogn}$ в этих пределах.

Результаты оценок этих систематических неопределённостей приведены в таблице 6.5 и строках 4 и 5 таблицы 6.1.

6.3.5. Условия на коллинеарность треков

Для оценки систематических неопределённостей, связанных с условиями отбора треков, эти условия варьировались:

Таблица 6.5. Систематические неопределённости, связанные с моделированием нерезонансных процессов, %.

процесс	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
e^+e^-	1.4	1.4	2.2	1.7	1.1	2.1	1.6	2.6	0.9
$\mu^+\mu^-$	0.2	0.2	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3

- 1. Ужесточались условия на угол между отобранными треками: вместо исходной предельной неколлинеарности 28° устанавливалась допустимая неколлинеарность и по азимутальному, и по полярному углу не более 10°.
- 2. Условия 8 для $\mu^+\mu^-$ -отбора (подраздел 4.2.1) и 7 для e^+e^- -отбора (подраздел 4.2.2) подразумевают ограничение по углу θ на треки обоих зарядов. Для оценки систематики условие накладывалось только на один из треков.

Изменения результата при этих вариациях условий отбора показаны в таблице 6.6.

Таблица 6.6. Изменение результата в зависимости от разных трековых условий, %.

вариация условий	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
1	0.8	2.8	2.2	0.8	2.1	0.7	0.1	5.4	1.6
2	0.7	1.8	2.4	0.6	1.1	1.4	1.5	0.8	0.9

В качестве вклада в систематическую неопределённость от вариаций 1 и 2 принималось максимальное изменение результата при них. Оно приведено в строке 6 таблицы 6.1.

6.3.6. Неопределённости, связанные с измерением полярного угла

Изменение результата при различном выборе количества бинов по полярному углу θ для e^+e^- приведено в таблице 6.7. В качестве оценки вклада в систематическую погрешность для каждого набора данных берётся максимальное из них. Итоговые вклады приведены в строке 16 таблицы 6.1.

Минимальный полярный угол θ для e^+e^- варьировался в пределах от -5° до $+5^\circ$ от значения по умолчанию 45° . Соответственно менялся и максимальный угол. Более сильное уменьшение предела по θ нецелесообразно, т. к. приводит к попаданию в об-

число бинов по θ	п/п 1	π/π 2	ск. 1	п/п 3	π/π 4	π/π 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
5	0.6	0.1	0.6	0.5	0.5	0.3	0.1	0.4	0.1
10	0.6	< 0.1	0.3	0.4	0.3	0.3	0.1	0.1	0.2
15	0.4	0.2	0.3	0.5	0.2	0.1	< 0.1	0.3	0.3
20	0.4	0.1	0.2	0.4	0.2	0.2	< 0.1	0.2	0.3

Таблица 6.7. Изменение результата в зависимости от разбиения по θ , %.

ласть перехода от цилиндрического к торцевому калориметру. Максимальное изменение результатов при таких вариациях показано в таблице 6.8 и строке 7 таблицы 6.1.

Таблица 6.8. Влияние на результат вариации предела по углу θ , %.

π/π 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
1.1	2.0	1.8	0.9	1.0	1.2	1.6	2.1	1.3

6.3.7. Ошибки при определении зарядов треков

Влияние на результат возможных ошибок при определении зарядов треков оценивалось путём сравнения специальных вариантов реконструкции треков, в одном из которых допускалось неправильное восстановление одного или обоих зарядов. Соответствующая разница приведена в таблице 6.9 и строке 8 таблицы 6.1.

Таблица 6.9. Погрешность от неправильного определения зарядов, %.

π/π 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
0.6	0.3	0.8	0.6	0.2	1.9	0.1	1.0	0.4

6.3.8. Асимметрия детектора

В основном варианте обработки для построения распределений по полярному углу используется «средний» между углами положительного (θ_+) и отрицательного (θ_-) треков угол $\theta = (\pi - \theta_+ + \theta_-)/2$ (см. раздел 6.1). Чтобы оценить систематические погрешно-

сти, связанные с асимметрией детектора (таблица 6.1, строка 9), проводилось сравнение результата с результатами, полученными при использовании отдельно угла θ_+ или θ_- .

6.3.9. Условие на лишнее энерговыделение

В таблице 6.10 приведено изменение результата при варьировании условий на количество кластеров, не привязанных к трекам, и на энерговыделение в них (по умолчанию число кластеров $N_{\kappa} < 2$, их суммарная энергия $E_{\kappa} < 160$ МэВ).

Таблица 6.10. Изменение результата в зависимости от условия на «лишние» кластеры в калориметре, %.

	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
$N_{\rm k} < 2, E_{\rm k} < 90 \; { m MэВ}$	1.4	0.6	0.2	0.2	0.6	0.6	2.2	0.5	1.3
$N_{\rm k} < 2, E_{\rm k} < 200 \; { m M}{ m 9B}$	0.4	0.7	1.0	0.2	< 0.1	0.1	0.5	1.7	0.7
$N_{\rm k} < 3, E_{\rm k} < 160 \; { m M}{ m 9B}$	1.4	1.2	2.2	0.5	< 0.1	< 0.1	0.1	0.3	0.4
$N_{\rm k} < 3, E_{\rm k} < 90 \; { m MэB}$	0.6	0.5	1.8	0.3	1.0	0.5	2.2	0.9	1.6

Величины систематических погрешностей определяются по максимальному изменению результата в вариантах условий, и приведены в строке 10 таблицы 6.1.

6.3.10. Мюонная система

В основном варианте условий отбора обоим трекам-кандидатам требуется обязательное подтверждение в мюонной системе. Для оценки систематических ошибок, возникающих от использования этого условия, можно сравнить стандартный вариант с вариантом, когда для прохождения отбора событию достаточно подтверждения в мюонной системе хотя бы на одном из треков. Но в этом случае не удаётся полностью подавить фоновые процессы (главным образом двухфотонные), и для определения систематики без искажения следует добавить дополнительное условие на импульсы частиц: $P_{\mu}^{1,2} > 800$ МэВ (рис. 6.1).

В таблице 6.11 показано влияние таких вариаций условий отбора на результат. Окончательные значения систематических погрешностей определяются по максимальной разнице её строк, и приведены в строке 11 таблицы 6.1.

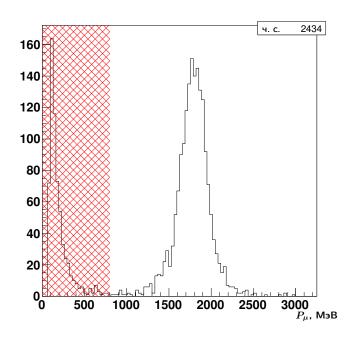


Рис. 6.1. Дополнительное условие на импульс частиц при определении вклада в систематическую погрешность от мюонной системы. Исключённая область импульсов выделена решёткой.

Таблица 6.11. Изменение результата по сравнению с обычным вариантом при наложении дополнительного условия $p_{\mu}^{1,2} > 800$ МэВ и в зависимости от условий на мюонную систему, %.

подтверждены треки	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	π/π 4	π/π 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
оба	2.3	1.0	0.1	0.9	0.2	0.3	3.3	2.0	2.5
хотя бы один	4.7	3.7	2.1	1.5	0.1	0.3	2.7	1.3	2.5

Скоррелированная часть систематических неопределённостей принята равной нулю, поскольку использовавшаяся при обработке моделирования эффективность мюонной системы определялась главным образом состоянием газовой смеси, а оно существенно менялось в наборах данных.

6.3.11. Неопределённости, связанные с триггером

Эффективность основного аргумента первичного триггера SC2 проверялась на событиях заходов с космическими частицами. Отбирались события, в которых трек пересекает два счётчика, один из которых должен сработать, и имеется третий счётчик в стороне от

трека, сработавший от шумов. Эффективность аргумента SC2 определялась по наличию аргумента SC3 в таких событиях. Во всех наборах данных эффективность SC2 была не ниже 99.4%.

Для определения эффективности вторичного триггера и оценки соответствующего вклада в систематическую неопределённость использовались события каскадного распада $\psi(2S) \to J/\psi \pi^0 \pi^0$. Условия их отбора описаны в разделе 5.1. События отбираются без условий на триггер и имеют в отношении него очень сходные с исследуемыми событиями $\psi(2S) \to \mu^+ \mu^-, e^+ e^-$ характеристики. Эффективность ВТ для событий $\mu^+ \mu^-$ была не хуже 99.0%, для событий $e^+ e^-$ — не хуже 98.1%.

Влияние неопределённостей эффективности триггера на результат дано в строке 18 таблицы 6.1.

Оценка вклада неопределённости порогов калориметрических аргументов триггера получалась их увеличением на 25% при вычислении решения программного триггера. В строке 13 таблицы 6.1 показано, как при этом меняется результат.

Начиная с набора «пик/подложка 5» триггерный аргумент ABG не использовался. Для более ранних наборов данных он является заметным источником систематических погрешностей. Влияние аргумента ABG имеет две составляющих:

- 1. Потеря экспериментальных событий за счёт шумов ABG, которая не отражена в моделировании.
- 2. Потеря полезных событий за счёт попадания фотонов в калориметр, которая может отличаться для эксперимента и моделирования из-за неточного знания порогов триггера для аргумента ABG.

Для учёта первого эффекта при обработке моделирования события, прошедшие отбор, выбрасывались с вероятностью, соответствующей измеренной по экспериментальным данным частоте срабатываний ближайших к пучку кристаллов торцевого калориметра. Результирующий вклад во всех наборах данных составлял не более 0.1%, и в таблице 6.1 он опущен.

Влияние второго эффекта оценивалось путём вариации порогов триггера для аргумента ABG. Величина порога составляла 35 МэВ, а её неопределённость по техническим причинам была велика, около 30%. В таблице 6.12 приведены сдвиги результата при

установке различных значений порога. В качестве оценок систематической ошибки для каждого набора данных (приведены в строке 12 таблицы 6.1) берутся максимальные значения.

Таблица 6.12. Изменение результата в зависимости от условий АВС, %.

	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4
порог 25 МэВ	0.06	0.72	0.32	0.11	0.27
порог 45 МэВ	0.26	0.38	0.50	0.10	0.08

6.3.12. Наложение событий случайного запуска

В таблице 6.13 представлено влияние на результат и оценка систематических неопределённостей от учёта в моделировании случайных совпадений эффекта с ускорительными или космическими фонами и с шумами регистрирующей аппаратуры (раздел 4.3). Систематические неопределённости оценивались по флуктуациям результата при изменении выборки шумовых и фоновых событий, накладывавшихся на моделирование. В таблице 6.1 они показаны в строке 14.

Таблица 6.13. Эффект случайных совпадений и оценка его вклада в систематические неопределённости, %.

	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
эффект	1.7	1.5	1.1	1.2	1.6	1.2	0.3	0.1	0.7
неопределённость	0.2	0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	0.3	0.1	0.9	0.3

6.3.13. Учёт излучения фотонов в конечном состоянии

Излучение фотонов в конечном состоянии учитывалось при моделировании событий распадов $\psi(2S)$ путём применения пакета PHOTOS (см. раздел 4.3). Его эффект показан в таблице 6.14.

Систематическая неопределённость, связанная с применением PHOTOS, оценивается в 10% от его вклада [108], и, таким образом, составляет около 0.4%.

Таблица 6.14. Влияние учёта излучения в конечном состоянии на результат, %.

π/π 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
3.6	3.6	3.9	3.8	3.7	3.7	3.6	3.9	3.5

6.3.14. Теоретические неопределённости

Учёт радиационных поправок в аналитическом выражении для сечения рождения резонанса и эффекта его интерференции с нерезонансным процессом обсуждался в главе 1. Теоретические неопределённости, связанные с ним, оцениваются в 0.1% [56]; они, очевидно, являются полностью скоррелированными для различных наборов данных.

Для нерезонансных процессов $e^+e^- \to e^+e^-$ и $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ теоретическая неопределённость входит в оценку точности генератора моделирования (подраздел 6.3.4).

6.3.15. Фон от распадов резонанса

Для вычитания резонансных фонов использовались вероятности распадов, взятые из таблиц PDG [24]. Вклад в систематическую ошибку определялся их варьированием в пределах табличной точности. Он приведён в таблице 6.15.

Таблица 6.15. Суммарный вклад резонансных фонов в результат и систематическую неопределённость, %.

	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 5	ск. 2	ск. 3	ск. 4
вклад	5.1	6.4	7.4	8.1	7.6	9.3	8.1	10.7	12.9
неопределённость	0.08	0.08	0.09	0.11	0.11	0.13	0.11	0.14	0.16

В силу сравнительной малости этой неопределённости она не включена в таблицу 6.1.

Глава 7

Результаты эксперимента

7.1. Измерение $\Gamma_{ee} imes \mathcal{B}_{\mu\mu} \; \psi(2\mathrm{S})$ -мезона

Итоговые результаты измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ в отдельных наборах данных приведены в таблице 7.1 и на рис. 7.1. Статистические ошибки содержат и вклад статистических погрешностей измерений эффективности время-пролётной системы. Приведённое в таблице 7.1 качество подгонки учитывает погрешности измерений энергии. Рис. 7.2 иллюстрирует наблюдаемое сечение процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ в одном из сканирований.

Таблица 7.1. Результаты отдельных измерений, их погрешности (эВ) и качество подгонки.

набор	$\Gamma_{ee} imes \mathcal{B}_{\mu\mu}$	$\sigma_{ m crat}$	$\sigma_{ ext{cuct}}$	χ^2 /ч. с. с.
пик/подложка 1	20.5	1.2	1.2	2.6/6
пик/подложка 2	21.5	1.7	1.3	12.6/6
сканирование 1	18.9	1.9	1.0	27.0/26
пик/подложка 3	17.5	0.8	0.8	2.1/6
пик/подложка 4	20.2	0.8	0.8	6.0/6
пик/подложка 5	19.3	0.7	0.9	12.2/6
сканирование 2	20.9	1.0	1.0	28.4/30
сканирование 3	16.1	1.3	1.4	25.0/18
сканирование 4	19.3	0.6	0.9	20.5/18

После усреднения отдельных измерений по правилам, описанным в разделе 6.2, получается окончательный результат

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

Particle Data Group [24] не приводит прямых измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ и не даёт для него значения. Если взять табличные $\Gamma_{ee} = 2.34 \pm 0.04$ кэВ и $\mathcal{B}_{\mu\mu} = (7.9 \pm 0.9) \times 10^{-3}$, можно получить «среднемировое»

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = 18.5 \pm 2.1 \text{ B},$$

которое хорошо согласуется с результатом данной работы и существенно уступает ему по точности.

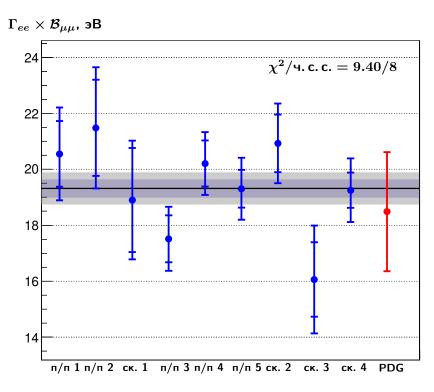


Рис. 7.1. Результаты отдельных измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ и итоговый результат. Синим даны результаты отдельных измерений со статистическими и полными ошибками, красным (справа) — расчёт по PDG. Горизонтальной чёрной линией обозначен итоговый результат, серыми полосами показаны его статистическая и полная ошибки. Приведено качество усреднения.

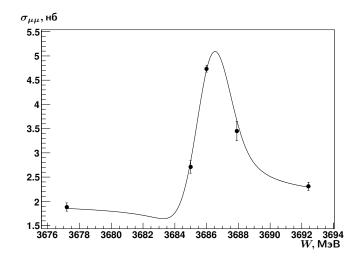


Рис. 7.2. Видимое сечение $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ в сканировании 4.

7.2. Определение электронной ширины $\psi(2S)$ -мезона

Сумма вероятностей всех распадов частицы по определению равна единице, и, используя этот факт, из произведений электронной ширины и вероятностей отдельных каналов собственно электронную ширину можно получить отдельно:

$$\mathcal{B}_{\text{адроны}} + \mathcal{B}_{ee} + \mathcal{B}_{\mu\mu} + \mathcal{B}_{\tau\tau} = 1,$$

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\text{адроны}} + \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} + \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} + \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\tau\tau} =$$

$$= \Gamma_{ee} \times (\mathcal{B}_{\text{адроны}} + \mathcal{B}_{ee} + \mathcal{B}_{\mu\mu} + \mathcal{B}_{\tau\tau}) = \Gamma_{ee}.$$

$$(7.1)$$

С учётом лептонной универсальности сумма всех лептонных вероятностей распада выражается через мюонную:

$$\Sigma \mathcal{B}_{ll} = \mathcal{B}_{ee} + \mathcal{B}_{\mu\mu} + \mathcal{B}_{\tau\tau} = \mathcal{B}_{\mu\mu} + \mathcal{B}_{\mu\mu} + 0.389 \,\mathcal{B}_{\mu\mu} = 2.389 \,\mathcal{B}_{\mu\mu}, \tag{7.2}$$

а электронная ширина — через адронное и мюонное произведения:

$$\Gamma_{ee} = \Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\text{адроны}} + 2.389 \,\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}. \tag{7.3}$$

Фактор 0.389 для $\mathcal{B}_{\tau\tau}$ отражает подавление распадов $\psi(2S) \to \tau^+\tau^-$ по фазовому объёму.

Складывая таким образом $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ с также измеренным детектором КЕДР [61] произведением $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\text{адроны}} = 2.233 \pm 0.015 \pm 0.042$ кэВ, мы получаем следующее значение электронной ширины $\psi(2S)$:

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

в предположении лептонной универсальности.

Как указано в разделе 6.1, произведение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ тоже является одним из параметров подгонки, и оно автоматически определяется в результате описанного анализа. К сожалению, для $\psi(2S)$ -мезона резонансное e^+e^- -сечение слишком мало́ по сравнению с сечением неупругого рассеяния, что для электронного канала приводит к гораздо бо́льшим, в сравнении с мюонным каналом, систематическим погрешностям (см. приложение Б). Это не позволяет представить величину

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = 21.2 \pm 0.7 \pm 1.2$$
 эВ

в качестве одного из значимых результатов данной работы. Тем не менее, если воспользоваться измеренным детектором КЕДР [117] произведением $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\tau\tau} = 9.0 \pm 2.6$ эВ, можно получить электронную ширину $\psi(2S)$ -мезона без привлечения лептонной универсальности, напрямую складывая три лептонных канала с адронным:

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

Погрешности Γ_{ee} определяются погрешностями измерения $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\text{адроны}}$ как при использовании лептонной универсальности, так и без него.

Полученные детектором КЕДР значения Γ_{ee} [$\psi(2S)$] и их сравнение с другими результатами представлены на рис. 7.3.

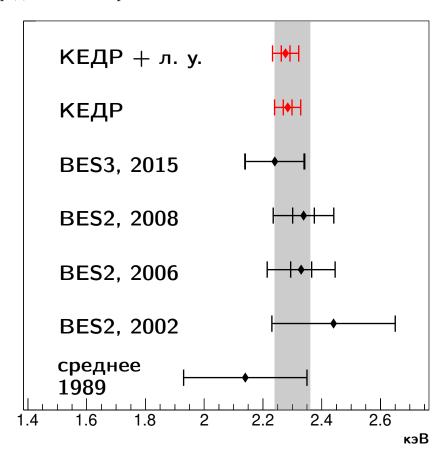


Рис. 7.3. Сравнение измерений Γ_{ee} [$\psi(2S)$]. Вертикальная серая полоса показывает современное среднее значение таблиц PDG. Результаты детектора КЕДР представлены как с использованием лептонной универсальности (л. у.), так и без него. Показаны полные и статистические (где возможно) погрешности. Значение «среднее 1989» дано по обзору [50], измерения BES — по публикациям [26–28, 53]

Заключение

В диссертации представлена работа по измерению произведения электронной ширины на вероятность распада в пару мюонов для $\psi(2S)$ -мезона, являющаяся частью экспериментальной программы детектора КЕДР на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М. Основные результаты, полученные автором:

- Разработано программное обеспечение мюонной системы детектора КЕДР, включающее процедуры калибровки и определения статусов каналов системы, а также моделирование и реконструкцию событий в системе.
- Обеспечена работа мюонной системы детектора КЕДР на протяжении более десяти экспериментальных сезонов.
- Введена в эксплуатацию торцевая часть мюонной системы.
- Достигнуты ожидаемые продольное координатное разрешение и эффективность регистрации мюонной системы.
- Проведено наиболее актуальное измерение произведения электронной ширины и вероятности распада в пару мюонов для $\psi(2S)$ -мезона:

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu} = 19.3 \pm 0.3 \pm 0.5 \text{ 3B}.$$

— С лучшей на данный момент точностью получена электронная ширина $\psi(2S)$:

$$\Gamma_{ee}|_{\text{л. у.}} = 2.279 \pm 0.015 \pm 0.042 \text{ кэB},$$
 $\Gamma_{ee} = 2.282 \pm 0.015 \pm 0.042 \text{ кэB},$

как в предположении лептонной универсальности, так и без него.

В заключение автор выражает глубокую благодарность научному руководителю этой работы Юрию Анатольевичу Тихонову и всем своим предыдущим руководителям, начиная с момента прихода в ИЯФ СО РАН: М. А. Шубину, Л. М. Курдадзе, Б. А. Шварцу и Д. В. Бондареву. Автор благодарит за постоянную помощь С. И. Эйдельмана.

Автор благодарен коллективу ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-4 под руководством Е.Б. Левичева, а также участникам коллаборации КЕДР и её многолетнему лидеру В.Е. Блинову, которые сделали возможным проведение и обработку экспе-

римента, в особенности изготовившему блоки мюонной системы А. В. Чегодаеву, участвовавшим в работах с системой А. В. Соколову, В. С. Бобровникову, А. Ю. Барнякову, А. Н. Грехову, Ю. В. Усову, А. П. Носову и многим другим. Отдельную благодарность автор выражает Е. М. Балдину и К. Ю. Тодышеву, чьи выполненные ранее работы по измерению параметров J/ψ и $\psi(2S)$ -мезонов с детектором КЕДР существенно облегчили задачу автора.

Автор особо признателен Андрею Георгиевичу Шамову, без участия которого эта работа вряд ли бы состоялась.



Список литературы

- 1. Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities / N. Brambilla, S. Eidelman, B. K. Heltsley et al. // The European Physical Journal C. 2011. Vol. 71, no. 2. URL: https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1534-9.
- 2. Charmonium: Comparison with experiment / E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita et al. // Phys. Rev. D. 1980. Vol. 21. P. 203—233. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.21.203.
- 3. Buchmüller W., Tye S.-H. H. Quarkonia and quantum chromodynamics // Phys. Rev. D. 1981. Vol. 24. P. 132–156. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.24.132.
- 4. Fulcher Lewis P. Perturbative QCD, a universal QCD scale, long-range spin-orbit potential, and the properties of heavy quarkonia // Phys. Rev. D. 1991. Vol. 44. P. 2079—2084. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.44.2079.
- 5. Gupta Suraj N., Repko Wayne W., Suchyta III Casimir J. Nonsingular potential model for heavy quarkonia // Phys. Rev. D. 1989. Vol. 39. P. 974–977. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.39.974.
- 6. Heavy quarkonium potential model and the ¹P₁ state of charmonium / Suraj N. Gupta, James M. Johnson, Wayne W. Repko, Casimir J. Suchyta // Phys. Rev. D. 1994. Vol. 49. P. 1551–1555. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.49. 1551.
- 7. Eichten Estia J., Quigg Chris. Mesons with beauty and charm: Spectroscopy // Phys. Rev. D. 1994. Vol. 49. P. 5845-5856. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.49.5845.
- 8. Heavy-quarkonium spectroscopy and leptonic decay widths / C. Itoh, T. Minamikawa, K. Miura, T. Watanabe // Il Nuovo Cimento A. 1996. Vol. 109, no. 5. P. 569—574. URL: https://doi.org/10.1007/BF02731139.
- 9. Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O. Hyperfine Splitting and Leptonic Decay Rates in Heavy Quarkonia // Modern Physics Letters A. 2003. Vol. 18, no. 23. P. 1597—1600. URL: https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0217732303011307.

- Heavy meson description with a screened potential / P. González, A. Valcarce, H. Garcilazo, J. Vijande // Phys. Rev. D. 2003. Vol. 68. P. 034007. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.68.034007.
- 11. Radford Stanley F., Repko Wayne W. Potential model calculations and predictions for heavy quarkonium // Phys. Rev. D. 2007. Vol. 75. P. 074031. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.75.074031.
- 12. Badalian A. M., Danilkin I. V. Di-electron and two-photon widths in charmonium // Physics of Atomic Nuclei. 2009. Vol. 72, no. 7. P. 1206–1213. URL: https://doi.org/10.1134/S106377880907014X.
- 13. Cao Lu, Yang You-Chang, Chen Hong. Charmonium States in QCD-Inspired Quark Potential Model Using Gaussian Expansion Method // Few-Body Systems. 2012. Vol. 53, no. 3. P. 327–342. URL: https://doi.org/10.1007/s00601-012-0478-z.
- 14. Shah Manan, Parmar Arpit, Vinodkumar P. C. Leptonic and digamma decay properties of S-wave quarkonia states // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 86. P. 034015. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.034015.
- 15. Patel Smruti, Vinodkumar P. C., Bhatnagar Shashank. Decay rates of charmonia within a quark-antiquark confining potential // Chinese Physics C. 2016. Vol. 40, no. 5. P. 053102. URL: http://stacks.iop.org/1674-1137/40/i=5/a=053102.
- Dudek Jozef J., Edwards Robert G., Richards David G. Radiative Transitions in Charmonium from Lattice QCD // Physical Review D. 2006. Vol. 73. P. 074507.
- 17. Precision tests of the J/ψ from full lattice QCD: Mass, leptonic width, and radiative decay rate to η_c / G. C. Donald, C. T. H. Davies, R. J. Dowdall et al. // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 86. P. 094501. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.094501.
- 18. Bečirević Damir, Sanfilippo Francesco. Lattice QCD study of the radiative decays $J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma$ and $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ // Journal of High Energy Physics. 2013. Vol. 2013, no. 1. P. 28. URL: https://doi.org/10.1007/JHEP01(2013)028.
- 19. Charmonium resonances on the lattice / Bali, Gunnar, Collins, Sara, Mohler, Daniel et al. // EPJ Web Conf. 2018. Vol. 175. P. 05020. URL: https://doi.org/10.1051/epjconf/201817505020.

- 20. Bailas Gabriela, Blossier Benoît, Morénas Vincent. Some hadronic parameters of charmonia in $N_f=2$ lattice QCD. 2018. arXiv:1803. 09673 [hep-lat]. URL: https://arxiv.org/abs/1803.09673.
- 21. Precise charm- and bottom-quark masses: Theoretical and experimental uncertainties / K. G. Chetyrkin, J. H. Kühn, A. Maier et al. // Theoretical and Mathematical Physics. 2012. Vol. 170, no. 2. P. 217–228. URL: https://doi.org/10.1007/s11232-012-0024-7.
- 22. Addendum to "Charm and bottom quark masses: An update" / Konstantin G. Chetyrkin, Johann H. Kühn, Andreas Maier et al. // Phys. Rev. D. 2017. Vol. 96. P. 116007. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96. 116007.
- 23. Erler Jens, Masjuan Pere, Spiesberger Hubert. Charm quark mass with calibrated uncertainty // The European Physical Journal C. 2017. Vol. 77, no. 2. P. 99. URL: https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4667-2.
- 24. Patrignani C. et al. Review of Particle Physics // Chinese Physics C. 2016. Vol. 40, no. 10. P. 100001. URL: http://stacks.iop.org/1674-1137/40/i=10/a=100001.
- 25. Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ and $\Gamma_{ee}(J/\psi) \cdot \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. // Physics Letters B. 2010. Vol. 685, no. 2-3. P. 134–140. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269310001280.
- 26. Measurements of the Branching Fractions for $\psi(3770) \to D^0 \overline{D}^0$, $D^+ D^-$, $D \overline{D}$, and the Resonance Parameters of $\psi(3770)$ and $\psi(2S)$ / M. Ablikim, J. Z. Bai, Y. Ban et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 121801. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.121801.
- 27. Direct measurements of the cross sections for $e^+e^- \to \text{hadrons}|_{\text{non-}D\bar{D}}$ in the range from 3.65 to 3.87 GeV and the branching fraction for $\psi(3770) \to \text{non-}D\bar{D}$ / M. Ablikim, J. Z. Bai, Y. Ban et al. // Physics Letters B. 2008. Vol. 659, no. 1. P. 74–79. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307014530.
- 28. Ablikim M. et al. An improved limit for Γ_{ee} of X(3872) and Γ_{ee} measurement of $\psi(3686)$ // Physics Letters B. 2015. Vol. 749. P. 414-420. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315006140.

- 29. Anashin V. V. et al. Results on J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$ from KEDR // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2008. Vol. 181-182. P. 353–357.
- 30. Aulchenko V. M. et al. Study of $\psi(2S) \to \mu^+\mu^-$ Decay with KEDR Detector // Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. 2014. Vol. 35. P. 1460462.
- 31. Sukharev A. Muon system of the KEDR detector // Journal of Instrumentation. 2014. Vol. 9, no. 08. P. C08026. URL: http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=08/a=C08026.
- 32. Measurement of $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ for $\psi(2S)$ meson / V. V. Anashin, O. V. Anchugov, V. M. Aulchenko et al. // Physics Letters B. 2018. Vol. 781. P. 174–181. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318302752.
- 33. Anashin V. V. et al. The KEDR detector // Physics of Particles and Nuclei. 2013. Vol. 44, no. 4. P. 657–702.
- 34. Аульченко В. М., Бондарь А. Е., Бондарев Д. В. и др. Мюонная система детектора KEДP.-2000.-Препринт ИЯФ 2000-48.
- 35. Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation / G. S. Abrams, D. Briggs, W. Chinowsky et al. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 1453–1455. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1453.
- 36. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation / J.-E. Augustin, A. M. Boyarski, M. Breidenbach et al. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 1406–1408. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406.
- 37. Experimental Observation of a Heavy Particle J / J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs et al. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 1404—1406. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404.
- 38. Gell-Mann M. A schematic model of baryons and mesons // Physics Letters. 1964. Vol. 8, no. 3. P. 214-215. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031916364920013.
- 39. Zweig G. An SU₃ model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 2 // CERN-TH-412. 1964. URL: http://cds.cern.ch/record/570209.
- 40. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry // Phys. Rev. D. 1970. Vol. 2. P. 1285—1292. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.2.1285.

- 41. Voloshin M. B. Charmonium // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2008. Vol. 61, no. 2. P. 455-511. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641008000239.
- 42. Quarkonia and their transitions / Estia Eichten, Stephen Godfrey, Hanna Mahlke, Jonathan L. Rosner // Rev. Mod. Phys. 2008. Vol. 80. P. 1161—1193. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.80.1161.
- 43. Quarkonium annihilation rates / Waikwok Kwong, Paul B. Mackenzie, Rogerio Rosenfeld, Jonathan L. Rosner // Phys. Rev. D. 1988. Vol. 37, no. 11. P. 3210–3215.
- 44. Невылетание цвета и структура адронов в решеточной хромодинамике / В. Г. Борняков, М. И. Поликарпов, Т. Судзуки и др. // Усп. физ. наук. 2004. Т. 174, № 1. С. 19–38. URL: https://ufn.ru/ru/articles/2004/1/b/.
- 45. Sachrajda C. T. Lattice Quantum Chromodynamics // The Standard Theory of Particle Physics. WORLD SCIENTIFIC, 2016. P. 93-112. URL: https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814733519_0005.
- 46. Measurements of Selected $\psi(3684)$ Branching Ratios from a Study of Secondary Lepton Pairs / E. Hilger, B. L. Beron, R. L. Ford et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 625–628. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.625.
- 47. Decay of $\psi(3684)$ into $\psi(3095)$ / G. S. Abrams, D. D. Briggs, W. Chinowsky et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 1181–1183. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.34.1181.
- 48. Quantum Numbers and Decay Widths of the $\psi(3684)$ / V. Lüth, A. M. Boyarski, H. L. Lynch et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 1124–1126. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.1124.
- 49. Results from DASP on e^+e^- Annihilation between 3.1 and 5.2 GeV / R. Brandelik, W. Braunschweig, H.-U. Martyn et al. // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. 1979. Vol. 1, no. 3. P. 233–256. URL: https://doi.org/10.1007/BF01440224.
- 50. Heavy flavor resonances and QED radiative corrections / James P. Alexander, Giovanni Bonvicini, Persis S. Drell et al. // Nuclear Physics B. 1989. Vol. 320, no. 1. P. 45-60. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321389902101.

- 51. Observation of $\psi(3770) \rightarrow \pi\pi J/\psi$ and Measurement of $\Gamma_{ee}[\psi(2S)]$ / N. E. Adam, J. P. Alexander, K. Berkelman et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 082004. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.082004.
- 52. Branching Fractions for $\psi(2S)$ -to- J/ψ Transitions / N. E. Adam, J. P. Alexander, K. Berkelman et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. P. 232002. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.232002.
- 53. A measurement of $\psi(2S)$ resonance parameters / J. Z. Bai, Y. Ban, J. G. Bian et al. // Physics Letters B. 2002. Vol. 550, no. 1. P. 24–32. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930202909X.
- 54. Электромагнитные поправки к рождению узких резонансов на встречных e^+e^- -пучках / Я. И. Азимов, А. И. Вайнштейн, Л. Н. Липатов, В. А. Хозе // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21, вып. 6. С. 378—382.
- 55. Тодышев К. Ю. Измерение параметров $\psi(2S)$ и $\psi(3770)$ -мезонов. Новосибирск. 2012. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук.
- 56. Кураев Э. А., Фадин В. С. О радиационных поправках к сечению однофотонной аннигиляции e^+e^- -пары большой энергии // Ядерная физика. 1985. Т. 41, № 3. С. 733–742.
- 57. Cahn Robert N. Analytic forms for the e^+e^- annihilation cross section near the Z including initial-state radiation // Phys. Rev. D. 1987. Vol. 36. P. 2666–2670. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.36.2666.
- 58. Cahn Robert N. Erratum: Analytic forms for the e^+e^- annihilation cross section near the Z including initial-state radiation // Phys. Rev. D. 1989. Vol. 40. P. 922–922. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.40.922.
- 59. Zhou X. Y., Wang Y. D., Xia L. G. Analytic forms for cross sections of di-lepton production from e^+e^- collisions around the J/ψ resonance // Chin. Phys. C. 2017. Vol. 41, no. 8. P. 083001.
- 60. Tsai Yung-Su. RADIATIVE CORRECTIONS TO e⁺e⁻ REACTIONS TO ALL ORDERS IN α USING THE RENORMALIZATION GROUP // Asia Pacific Physics Conference Singapore, Singapore, June 12-18, 1983. 1983. P. 1289–1339. [Submitted to: Rev. Mod. Phys.(1983)]. URL: http://www-public.slac.stanford.edu/sciDoc/

- docMeta.aspx?slacPubNumber=SLAC-PUB-3129.
- 61. Measurement of main parameters of the $\psi(2S)$ resonance / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. // Physics Letters B. 2012. Vol. 711, no. 3-4. P. 280–291. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312004017.
- 62. Shamov A. G., KEDR collaboration. Measurement of J/ψ leptonic width with the KEDR detector // Chinese Physics C. 2010. Vol. 34, no. 6. P. 836. URL: http://stacks.iop.org/1674-1137/34/i=6/a=036.
- 63. Brambilla N. et al. Heavy quarkonium physics. [Quarkonium Working Group], arXiv:hep-ph/0412158.
- 64. Status and prospects of the injection complex of the Budker Institute of Nuclear Physics / A. A. Starostenko, P. V. Logatchev, O. I. Meshkov et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2016. Vol. 13, no. 7. P. 957–961. URL: http://dx.doi.org/10.1134/S1547477116070499.
- 65. Review of energy measurements at VEPP-4M collider / N. Yu Muchnoi, V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov et al. // 10-th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. — 2008.
- 66. Final analysis of KEDR data on J/ψ and $\psi(2s)$ masses / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. // Physics Letters B. 2015. Vol. 749. P. 50–56. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315005675.
- 67. A system of beam energy measurement based on the Compton backscattered laser photons for the VEPP-2000 electron-positron collider / E. V. Abakumova, M. N. Achasov, D. E. Berkaev et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2014. Vol. 744. P. 35-40. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021400028X.
- 68. Vertex chamber for the KEDR detector / V. M. Aulchenko, A. G. Chilingarov, G. M. Kolachev et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1989. Vol. A283. P. 528–531.
- 69. Нагаслаев В. П. Вершинная камера детектора КЕДР. 1997. Кандидатская диссертация.

- 70. Байбусинов Б. О., Бару С. Е., Бондарь А. Е. и др. Первые результаты испытаний ВД для КЕДР. 1997. Препринт ИЯФ 97-68.
- 71. Балдин Е. М., Бедный И. В., Блинов В. Е. и др. Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР. 2000. Препринт ИЯФ 2000-5.
- 72. Status of the KEDR drift chamber / S. E. Baru, A. E. Blinov, V. E. Blinov et al. // Nucl. Instrum. Meth. 2002. Vol. A494. P. 251–254.
- 73. Liquid krypton electromagnetic calorimeter / V. M. Aulchenko, A. D. Bukin, S. G. Klimenko et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1993. Vol. A327. P. 193–198.
- 74. Аульченко В. М., Балдин Е. М., Барладян А. К. и др. Пространственное разрешение калориметра на жидком криптоне детектора КЕДР. 2004. Препринт ИЯФ 2004-29.
- 75. Aulchenko V. M. et al. The test of the LKr calorimeter prototype at the tagged photon beam // Nucl. Instrum. Meth. 1997. Vol. A394. P. 35–45.
- 76. Peleganchuk S. G. Liquid noble gas calorimeters at Budker INP // Nucl. Instrum. Meth. 2009. Vol. A598. P. 248–252.
- 77. Experience with CsI(Na) crystals for calorimetry / V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, E. M. Baldin et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1996. Vol. A379. P. 502–504.
- 78. Шварц Б. А. Создание калориметров на основе кристаллов CsI и их применение в экспериментах на встречных пучках. 2004. Докторская диссертация.
- 79. Shwartz B. A. et al. CSI calorimeters for KEDR and CMD-2 detectors. 1990.
- 80. Dubrovin A. Mermaid User's Guide. 1994.
- 81. Триггер детектора КЕДР / Бару С. Е., Талышев А. А., Тельнов В. И. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2011.- № 3. С. 46–61.
- 82. Бару С. Е., Кириченко В. С., Савинов Г. А. и др. Служебные блоки системы данных КЛЮКВА. — 1988. — Препринт ИЯФ 88-26.
- 83. Аульченко В. М., Бару С. Е., Савинов Г. А. Электроника новых детекторов ИЯФ. 1988. Препринт ИЯФ 88-29.
- 84. SimH, a simulator for historic computer systems. URL: http://simh.trailing-edge.com.
- 85. The Xen Project. URL: https://www.xenproject.org.
- 86. Kernel Based Virtual Machine (KVM). URL: http://www.linux-kvm.org.

- 87. Балдин Е. М. Измерение произведения электронной ширины J/ψ -мезона на вероятность распада в лептоны. 2010. Кандидатская диссертация. URL: http://www.inp.nsk.su/~baldin/thesis/index.html.
- 88. Использование виртуализованной суперкомпьютерной инфраструктуры Новосибирского научного центра для обработки данных экспериментов физики высоких энергий / Белов С. Д., Зайцев А. С., Каплин В. И. и др. // Вычислительные технологии. 2012. Т. $17, \, N\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!\!_{\, =}\!\!\!$
- 89. Evolution of the Virtualized HPC Infrastructure of Novosibirsk Scientific Center / A. Adakin, A. Anisenkov, S. Belov et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2012. Vol. 396, no. 4. P. 042064. URL: http://stacks.iop.org/1742-6596/396/i=4/a=042064.
- 90. Аксенов Г. А., Анашин В. В., Анашкин Э. В. и др. Физический проект детектора ${\rm CK} {\rm И}\Phi.-1986.-{\rm Препринт}\ {\rm И} {\rm Я}\Phi\ 86\text{-}11.$
- 91. Muon system based on streamer tubes with time difference readout / V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, A. G. Chilingarov et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1988. Vol. A265. P. 137–140.
- 92. Жанабергенов Т. К. Тестирование модулей мю
онной системы детектора КЕДР. ${\rm H}\Gamma{\rm V}.-1990.$ Дипломная работа.
- 93. Сухарев А. М. Измерение эффективности регистрации пробежных систем детекторов КМД-2 и КЕДР. НГУ. 1998. Квалификационная работа на соискание степени бакалавра.
- 94. Лапаев В. Е. Программа моделирования мюонной системы детектора КЕДР. $H\Gamma Y.-1995.-$ Дипломная работа.
- 95. Селезнёва Н. В. Торцевая мюонная система детектора КЕДР. НГУ. 2015. Квалификационная работа на соискание степени бакалавра.
- 96. Алексеев Г. Д. и др. Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1982. Т. 13, вып. 3. С. 701.
- 97. Аульченко В. М., Курдадзе Л. М., Лельчук М. Ю. и др. Стримерные трубки: измерение поперечной и продольной координат. 1985. Препринт ИЯФ 85-122.

- 98. Аульченко В. М., Байбусинов Б. О., Титов В. М. Информационные платы ТП, Δ Т и Т2А системы сбора данных КЛЮКВА. 1988. Препринт ИЯФ 88-22.
- 99. Сухарев А. М. Моделирование и реконструкция событий в мюонной системе детектора КЕДР. НГУ. 2000. Квалификационная работа на соискание степени магистра.
- 100. Brun R. et al. GEANT 3.21, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 // CERN, Geneva. — 1993.
- 101. Балдин Е. М. Проверка лептонной универсальности в распадах J/ψ -мезона // Ядерная физика. 2013. Т. 76. С. 98–103.
- 102. Search for narrow resonances in annihilation between 1.85 and 3.1 GeV with the KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. // Physics Letters B. 2011. Vol. 703, no. 5. P. 543-546. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311009506.
- 103. Measurement of $J/\psi \to \gamma \eta_c$ decay rate and η_c parameters at KEDR / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. // Physics Letters B. 2014. Vol. 738. P. 391–396. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269314007229.
- 104. Measurement of R_{uds} and R between 3.12 and 3.72 GeV at the KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. // Physics Letters B. 2016. Vol. 753. P. 533-541. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315010072.
- 105. Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ with KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al. // Journal of High Energy Physics. 2018. Vol. 2018, no. 5. P. 119. URL: https://doi.org/10.1007/JHEP05(2018)119.
- 106. Eidelman S. Project of the Super-tau-charm Factory in Novosibirsk // Nucl. Part. Phys. Proc. 2015. Vol. 260. P. 238–241.
- 107. Fadin V. S., Khoze V. A., Martin A. D. How suppressed are the radiative interference effects in heavy unstable particle production? // Physics Letters B. 1994. Vol. 320, no. 1. P. 141–144. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269394908370.

- 108. Barberio Elisabetta, Wąs Zbigniew. PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0 // Comput. Phys. Commun. 1994. Vol. 79. P. 291–308.
- 109. Jadach S., Płaczek W., Ward B. F. L. BHWIDE 1.00 $\mathcal{O}(\alpha)$ YFS Exponentiated Monte Carlo for Bhabha Scattering at Wide Angels for LEP1/SLC and LEP2 // Physics Letters B. 1997. Vol. 390. P. 298.
- 110. Monte-Carlo generator for e^+e^- annihilation into lepton and hadron pairs with precise radiative corrections / A. B. Arbuzov, G. V. Fedotovich, F. V. Ignatov et al. // Eur. Phys. J. 2006. Vol. C46. P. 689–703. hep-ph/0504233.
- 111. The BABAYAGA event generator / C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, F. Piccinini // Nuclear Physics B Proceedings Supplements. 2004. Vol. 131 Supplement C. P. 48–55. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563204000106.
- 112. Sjostrand Torbjorn, Bengtsson Mats. 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.
- 113. Event generator for J/ψ and $\psi(2S)$ decay / J. C. Chen, G. S. Huang, X. R. Qi et al. // Phys. Rev. D. 2000. Vol. 62. P. 034003. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.62.034003.
- 114. Tayursky V. A. Development of two-photon event generators for the KEDR experiment //
 Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 798, no. 1. P. 012153. URL:
 http://stacks.iop.org/1742-6596/798/i=1/a=012153.
- 115. Measurement of the ratio of the lepton widths $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ for the J/ψ meson / V. M. Aulchenko, E. M. Baldin, A. K. Barladyan et al. // Physics Letters B. 2014. Vol. 731. P. 227–231. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269314001440.
- 116. New precision measurement of the J/ψ and ψ' meson masses / V. M. Aulchenko, S. A. Balashov, E. M. Baldin et al. // Physics Letters B. 2003. Vol. 573. P. 63–79. hep-ex/0306050.
- 117. Anashin V. V. et al. Measurement of the τ lepton mass at the KEDR detector // JETP Lett. 2007. Vol. 85. P. 347–352.

Список иллюстративного материала

1.1	Состояния чармония ниже порога рождения D -мезонов	10
2.1	Ускорительный комплекс ВЭПП-4 по состоянию до 2016 г	19
2.2	Детектор КЕДР в разрезе	21
2.3	Магнитное поле в детекторе (расчёт)	25
2.4	Структура ССД КЛЮКВА	26
3.1	Вероятность выхода частиц в слои мюонной системы в зависимости от им-	
	пульса (моделирование).	29
3.2	Сборка блоков. Установка торцевых пробок	29
3.3	Опытный образец блока на испытаниях	30
3.4	Блок мюонной системы на стенде	30
3.5	Различные типы блоков и схемы объединения трубок в «связки»	31
3.6	Схема системы приготовления рабочей газовой смеси и продувки	32
3.7	СГС-сигналы на входе камерной электроники	33
3.8	Блок-схема канала камерной электроники	34
3.9	Расположение проблемных каналов мюонной системы	36
3.10	Пример загрузочной характеристики	37
3.11	Блок-схема системы измерения загрузок	38
3.12	Схема стенда проверки ТП-плат.	39
3.13	Восстановленный прямолинейный трек в мюонной системе	42
3.14	Привязка срабатываний к трекам	45
3.15	Спектр сигналов генераторной калибровки	46
3.16	Блок-схема системы генераторной калибровки	46
3.17	Пример временно́го спектра	48
3.18	Подгонка провалов и границ спектра	49
3.19	Пример координатного разрешения канала	52
3.20	Распределение каналов по продольному координатному разрешению	53
3.21	Пример $z(t)$ -распределения	53

3.22	Пример $z(t)$ -распределений при итерациях в программе уточнения калиб-	
	ровки	56
3.23	Пример гистограммы разрешения канала при итерациях в программе уточ-	
	нения калибровки	56
3.24	Иллюстрация к отбору событий для определения эффективности	58
4.1	Энерговыделение в калориметре для мюонов	66
4.2	Неколлинеарность треков для $\mu^+\mu^-$	67
4.3	Энерговыделение в калориметре для электронов и позитронов	68
4.4	Неколлинеарность треков для e^+e^-	69
5.1	Пример распределения времён пролёта для событий, идентифицированных	
	как $\mu^+\mu^-$	73
5.2	Инвариантная масса пары мю онов в распадах $\psi(2{\rm S}) \to J/\psi \pi \pi, J/\psi \to$	
	$\mu^+\mu^-$, подгонка и определение эффективности	75
5.3	К определению однотрековой эффективности измерения времени пролёта.	76
6.1	Дополнительное условие на импульс частиц при определении вклада в си-	
	стематическую погрешность от мюонной системы	88
7.1	Результаты отдельных измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ и итоговый результат	93
7.2	Видимое сечение $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ в сканировании 4	93
7.3	Сравнение измерений $\Gamma_{ee} [\psi(2S)].$	95
A.1	Эффективность суперблоков первого слоя мюонной системы	113
A.2	Эффективность суперблоков второго слоя мюонной системы	114
A.3	Эффективность суперблоков третьего слоя мюонной системы	114
Б.1	Результаты отдельных измерений и усреднённый результат для $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$.	116

Список таблиц

2.1	Основные параметры коллайдера ВЭПП-4М	20
3.1	Параметры блоков мюонной системы	31
4.1	Набор статистики в области $\psi(2S)$ -резонанса	65
4.2	Фоновые процессы распада $\psi(2S)$, учитывавшиеся в работе	71
5.1	Эффективность время-пролётной системы	77
6.1	Основные источники систематических неопределённостей и их относитель-	
	ные вклады для 9 наборов данных	82
6.2	Вклад в систематическую неопределённость от энергетического разброса	
	пучков	83
6.3	Изменение результата при варьировании параметров резонанса	83
6.4	Изменение результата при использовании усреднённого сечения	84
6.5	Систематические неопределённости, связанные с моделированием нерезо-	
	нансных процессов.	85
6.6	Изменение результата в зависимости от разных трековых условий	85
6.7	Изменение результата в зависимости от разбиения по θ	86
6.8	Влияние на результат вариации предела по углу θ	86
6.9	Погрешность от неправильного определения зарядов	86
6.10	Изменение результата в зависимости от условия на «лишние» кластеры в	
	калориметре	87
6.11	Изменение результата в зависимости от условий на мюонную систему	88
6.12	Изменение результата в зависимости от условий ABG	90
6.13	Эффект случайных совпадений и оценка его вклада в систематические	
	неопределённости	90
6.14	Влияние учёта излучения в конечном состоянии на результат	91
6.15	Суммарный вклад резонансных фонов в результат и систематическую нео-	
	пределённость	91

7.1	Результаты отдельных измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$, их погрешности и качество	
	подгонки	92
Б.1	Результаты отдельных измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ и их погрешности	115
Б.2	Основные источники систематических неопределённостей в e^+e^- -канале и	
	их относительные вклады для 9 наборов данных	117

Приложение А

Эффективность суперблоков мюонной системы

На рис. А.1, А.2, А.3 представлена эффективность суперблоков мюонной системы, определённая способом, описанным в подразделе 3.4.3, для заходов второй половины экспериментального сезона 2008—09 гг. Видны понижения эффективности, связанные главным образом с ухудшением качества газовой смеси в наиболее негерметичных блоках системы при сбоях продувки, а также с поломками отдельных каналов или блоков.

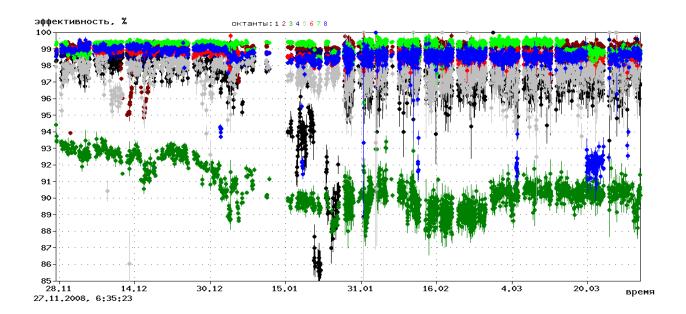


Рис. А.1. Эффективность суперблоков первого слоя мюонной системы.

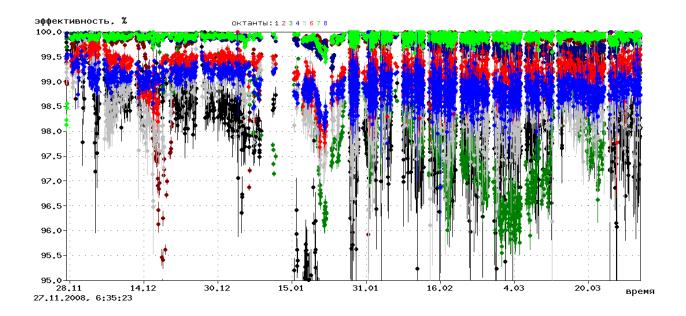


Рис. А.2. Эффективность суперблоков второго слоя мюонной системы.

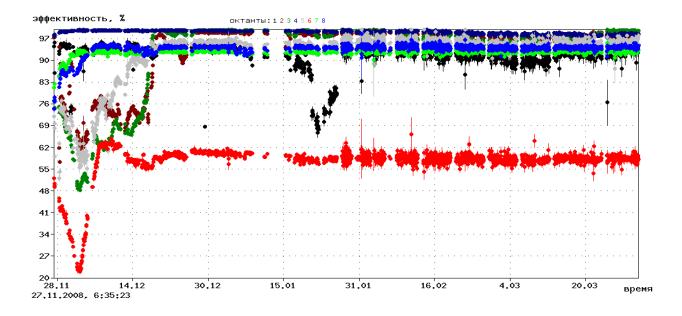


Рис. А.З. Эффективность суперблоков третьего слоя мюонной системы.

Приложение Б

Систематические погрешности измерения $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$

Одновременно с $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ в анализе определялась и величина $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ (раздел 6.1). К сожалению, её систематические неопределённости оказываются гораздо более значительными и хуже поддаются оценке. Это не позволяет представить измерение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ для $\psi(2S)$ -мезона как один из результатов данной работы.

В таблице Б.1 показаны значения и суммарные ошибки $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$, получившиеся в отдельных наборах данных, а на рис. Б.1 — их усреднение.

Таблица Б.1. Результаты отдельных измерений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$ и их погрешности, эВ.

набор	$\Gamma_{ee} imes \mathcal{B}_{ee}$	$\sigma_{ m crat}$	$\sigma_{ ext{cuct}}$
пик/подложка 1	18.1	2.6	2.9
пик/подложка 2	20.0	3.7	2.6
сканирование 1	26.3	4.4	4.1
пик/подложка 3	20.0	1.9	3.3
пик/подложка 4	22.3	1.8	2.3
пик/подложка 5	24.2	1.6	1.8
сканирование 2	22.1	2.3	2.3
сканирование 3	15.3	2.9	3.0
сканирование 4	19.4	1.4	2.1

Оценки различных систематических погрешностей $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$, сделанные теми же способами, что и для $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ (раздел 6.3), приведены в таблице Б.2.

Среднее значение

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = 21.2 \pm 0.7 \pm 1.2$$
 эВ

сильно уступает по точности «среднемировому»

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee} = 18.5 \pm 0.5$$
 эВ.

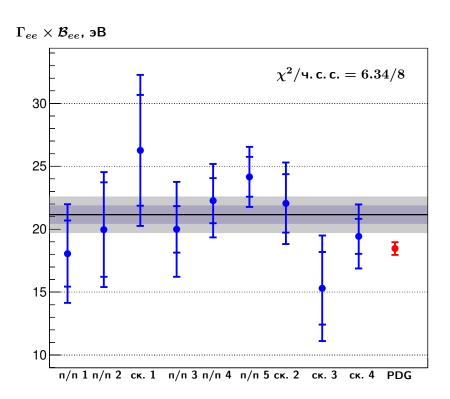


Рис. Б.1. Результаты отдельных измерений и усреднённый результат для $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$. Синим даны результаты отдельных измерений со статистическими и полными ошибками, красным (справа) — расчёт по PDG. Горизонтальной чёрной линией обозначено усреднённое значение, серыми полосами показаны его статистическая и полная ошибки; приведено качество усреднения.

Таблица Б.2. Основные источники систематических неопределённостей в e^+e^- -канале и их относительные вклады для 9 наборов данных, %.

Z	Acr	Источник систематической неопределённости	п/п 1	п/п 2	ск. 1	п/п 3	п/п 4	п/п 2	ск. 2	ск. 3	ск. 4	$\sigma_{ m cuct, kopp}$
		энергетический разброс	1.8	2.7	1.0	2.8	2.2	2.5	1.2	2.9	1.8	0
	2	табличное значение $M_{\psi(2{ m S})}, \Gamma_{\psi(2{ m S})}$	0.8	0.0	0.1	0.3	9.0	0.6	0.3	0.1	8.0	0.1
(,,)	3	измерение энергии	3.1	9.0	< 0.1	1.6	6.0	0.5	0.2	9.7	2.8	< 0.1
75	4	табличные вероятности распадов $\psi(2S)$	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.1	0.2	0.2	0.2	0.1
Ľζ	5	моделирование e^+e^- -рассеяния	8.8	5.5	6.3	6.5	2.7	2.9	8.6	8.6	9.2	2.9
)	9	условия на коллинеарность	0.5	1.2	0.2	2.0	8.0	0.1	9.0	6.0	0.4	0.1
1-	7	угловой диапазон для e^+e^-	5.8	10.1	11.8	10.7	3.4	5.6	4.0	12.5	3.4	3.4
∞	∞	восстановление заряда	1.3	2.3	3.6	2.1	9.0	0.9	0.0	2.5	6.0	0.6
٠,	9	асимметрия дегектора	8.6	1.3	4.1	7.7	0.7	1.0	1.6	4.1	1.8	0.7
Ī	10	условие на лишнее энерговыделение	3.7	4.3	1.9	4.2	4.0	1.7	3.1	5.3	0.3	0.3
1	11	пороги ABG	9.0	0.3	0.1	9.0	2.0					0.1
-	12	калориметрические пороги триггера	0.4	0.5	0.2	9.0	0.2	< 0.1	< 0.1	0.1	< 0.1	< 0.1
 	13	наложение случайного запуска	2.6	9.0	0.2	< 0.1	0.1	0.2	0.1	1.0	0.3	< 0.1
1	14	фотоны в конечном состоянии	0.3	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3
-	15	процедура подгонки	6.3	2.2	5.4	4.6	3.6	1.9	0.5	4.8	2.8	0.5
-	16	точность теории	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
		квадратичная сумма	16.2	13.1	15.5	16.4	10.4	7.4	10.2	19.9	11.0	4.6