

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

*На правах рукописи*

ЕПИФАНОВ ДЕНИС АЛЕКСАНДРОВИЧ

**ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$   
В ОБЛАСТИ  $\phi$ -МЕЗОННОГО РЕЗОНАНСА  
С ДЕТЕКТОРОМ КМД-2**

01.04.16 – физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Диссертация на соискание  
ученой степени кандидата  
физико - математических наук

Научный руководитель  
доктор физико - математических наук  
Борис Альбертович Шварц

Новосибирск – 2009

# Оглавление

Введение	4
<b>1. Ускорительный комплекс ВЭПП-2М и детектор КМД-2</b>	<b>8</b>
1.1. Комплекс ВЭПП-2М . . . . .	8
1.2. Детектор КМД-2 . . . . .	10
1.3. Проведение эксперимента . . . . .	21
<b>2. Общие характеристики и условия отбора событий процесса</b> $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	<b>23</b>
2.1. Общие характеристики процесса . . . . .	23
2.2. Условия отбора событий . . . . .	26
2.3. Фоновые процессы . . . . .	36
2.4. Эффективность регистрации $\pi^\pm$ . . . . .	39
2.5. Эффективность регистрации $\pi^0$ . . . . .	43
2.6. Определение полной поправки к эффективности регистрации $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	46
<b>3. Сечение реакции <math>e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0</math></b>	<b>48</b>
3.1. Определение сечения изучаемого процесса . . . . .	48
3.2. Эффективность триггера . . . . .	50
3.3. Аппроксимация наблюдаемого сечения . . . . .	51
3.4. Систематические погрешности . . . . .	55
3.5. Обсуждение результатов по измерению сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	56
3.6. Изучение динамики распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .	60
3.7. Поиск распадов $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ . . . . .	65

<b>4. Электромагнитный калориметр на основе сцинтилляционных кристаллов CsI для детектора КМД-3</b>	<b>76</b>
4.1. Разработка основных компонентов калориметра и его конструкции . . . . .	78
4.2. Изготовление калориметра . . . . .	91
4.3. Первые результаты . . . . .	106
<b>Заключение</b>	<b>110</b>
<b>Приложения</b>	<b>112</b>
А. Описание функции логарифмического нормального распределения	112
Б. Учёт энергетического разброса частиц в пучке	112
<b>Литература</b>	<b>114</b>

# Введение

В Институте ядерной физики с 1992 по 2000 год был проведен цикл экспериментов с Криогенным Магнитным Детектором (КМД-2) [1] на накопителе со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М [2] в области энергии 0.36–1.4 ГэВ в системе центра масс. Целью этих экспериментов было прецизионное измерение полного сечения  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны, а также изучение свойств легких векторных мезонов:  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ .

В экспериментах по изучению  $\phi$  мезона с детектором КМД-2 записаны данные с интегральной светимостью около  $14 \text{ пб}^{-1}$  (более 20 миллионов  $\phi$  мезонов произведено в  $e^+e^-$  столкновениях), что позволяет изучать редкие моды распада на уровне  $10^{-4} - 10^{-5}$  – на два порядка ниже, чем с предыдущим поколением детекторов. Огромное количество записанных событий с основными модами распада позволило провести прецизионные измерения параметров самого  $\phi$  мезона [3, 4].

Распад  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  является одной из основных мод распада  $\phi$  мезона, хотя, согласно правилу Цвейга, вероятность этого процесса должна быть подавлена. Измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области  $\phi$ -резонанса позволяет получить информацию о структуре  $\phi$  мезона и найти параметры  $\omega-\phi$  интерференции.

Кроме изучения полного сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , представляет интерес исследование динамики распада  $\phi \rightarrow 3\pi$ . Согласно предсказанию Гелл-Мана, Шарпа, Вагнера [5], этот распад идёт с образованием промежуточного  $\rho\pi$  состояния. Однако, начиная с работ [6, 7], обсуждалась возможность наличия прямого контактного перехода  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , а в работе [8] было отмечено, что для того, чтобы выполнялись и условия KSRF [9, 10], и



низкоэнергетическая теорема [11], амплитуда  $\gamma \rightarrow 3\pi$  должна выражаться через амплитуды рождения  $\rho\pi$  и  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Следует отметить, что спектр конкретных теоретических предсказаний на величину контактного члена достаточно широк [12, 13, 14, 15]. Кроме того, согласно [16], на динамику распада может влиять взаимодействие пионов в конечном состоянии.

Распад  $\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma$ ,  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , согласно работе [17], может идти через промежуточные состояния  $\eta$  и  $\eta'$ . Этот механизм приводит к увеличению вероятности распада  $\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma$  по сравнению с предсказанием киральной теории возмущений для векторных мезонов [18]. В работе [17] величина относительной вероятности распада  $\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma$  предсказывается на уровне  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \rho^0\gamma\gamma) = 1.3 \times 10^{-4}$ . Распад  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ , согласно работе [19], должен идти через промежуточное состояние  $\rho\eta$ . В этом распаде нарушается G-чётность и в работе [19] вероятность этого распада предсказывается на уровне  $\mathcal{B} = 0.35 \times 10^{-6}$ . Измерение относительной вероятности  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta)$  поможет прояснить особенности механизма этого распада.

Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области энергии  $\phi$  изучалось различными группами в Орсе [20, 21, 22, 23, 24], в Новосибирске [25, 26, 27, 28, 30, 31, 32, 33, 34, 35] а также с помощью метода радиационного возврата на В-фабрике в Стэнфордском Центре Линейного Ускорителя (SLAC) [36]. Как видно, несмотря на почти сорокалетнюю историю изучения этой реакции интерес к ней по-прежнему сохраняется. Это связано с важной задачей прецизионного измерения параметров  $\phi - \omega$ -интерференции, а также параметров  $\phi$  мезона в трёхпионном канале распада.

В первых экспериментах [20, 21, 25, 22], выполненных на электрон-позитронных накопителях АСО и ВЭПП-2, наблюдались события реакции  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ , и с небольшой точностью (10 ~ 20 %) было измерено её сечение. В следующих измерениях, проведённых детекторами МЗН [23] на накопителе АСО и ОЛЯ [26] — на ВЭПП-2М, впервые наблюдалась  $\omega - \phi$ -интерференция в канале  $3\pi$  и было показано, что фаза интерференции близка к  $180^\circ$ . В более поздних исследованиях, проведённых с детекторами DM1 [24] на накопителе АСО, а также ОЛЯ [27] и НД [28] — на ВЭПП-2М, сечение измерялось в более широком диапазоне от 660 до 1400 МэВ с инте-

гральной светимостью в несколько сот обратных нанобарн. При этом была определена вероятность перехода  $\phi \rightarrow 3\pi$  и фаза  $\omega - \phi$ -интерференции. В недавних экспериментах с детекторами КМД-2 [30, 31, 32] и СНД [33, 34, 35] на накопителе ВЭПП-2М, а также ВАВАР [36] на ускорительном комплексе РЕР-II в Стэнфорде были выполнены прецизионные измерения сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в диапазоне энергий от 660 до 3000 МэВ.

В данной работе измерялось сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области  $\phi$ -мезонного резонанса, в диапазоне энергии в системе центра масс  $e^+e^-$  пучков  $2E = 984 \div 1060$  МэВ. Величина сечения в пике  $\phi$ -мезонного резонанса была измерена с лучшей в мире точностью [37].

Первое экспериментальное свидетельство доминирования  $\rho\pi$  механизма в распаде  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  было опубликовано в работе [29]. Позднее в экспериментах на детекторах КМД-2 [30] и СНД [38] на большей статистике было подтверждено доминирование  $\rho\pi$  механизма, помимо этого получены ограничения на величину контактной амплитуды. В работе [39] динамика распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  была изучена на статистике около  $2 \times 10^6$  событий, набранной детектором КЛОЕ на  $\phi$ -фабрике DAΦNE (Национальная лаборатория ИНФН, Фраскати, Италия). Одновременно с этой работой проводился анализ событий  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  на диаграмме Далица с данными, набранными детектором КМД-2 [40, 37]. На статистике объёмом около 80000 событий, отобранных в области энергии в с.ц.м.  $\sqrt{s} = 1017 \div 1021$  МэВ, были измерены абсолютная величина и фаза контактной амплитуды, которые согласуются с результатом КЛОЕ.

Поиск распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  проводился в работах [30, 41], выполненных на детекторе КМД-2. В них были получены ограничения на относительные вероятности  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma) < 5 \times 10^{-4}$  (CL = 90%),  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\eta) < 1.8 \times 10^{-5}$  (CL = 90%). В данной работе [42] проводился поиск распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  на большей статистике, по сравнению с предыдущими работами.

В настоящее время в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН завершено строительство  $e^+e^-$ -коллайдера ВЭПП-2000 [43] с энергией в с.ц.м. до 2 ГэВ. Для экспериментов на ВЭПП-2000 создан новый криогенный

магнитный детектор КМД-3 [44, 45] и проведена модернизация детектора СНД [46, 47]. Важной задачей в экспериментах на новом накопителе является прецизионное измерение полного и парциальных сечений процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны, в частности сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

Детектор КМД-3 унаследовал общую структуру детектора КМД-2, однако основные характеристики, такие как импульсное и угловое разрешение для заряженных частиц, а также координатное и энергетическое разрешение для фотонов, будут существенно улучшены.

Одной из наиболее важных систем детектора является электромагнитный калориметр, основные задачи которого – измерение энергии и координат гамма-квантов с высоким разрешением в широком диапазоне энергии, от 10 МэВ до 1 ГэВ, разделение электронов и адронов, а также формирование сигналов для нейтрального и заряженного триггера. Цилиндрический электромагнитный калориметр детектора КМД-3 состоит из двух подсистем: ближайшего к оси пучков калориметра на основе жидкого ксенона (LXe) [48, 49] и сцинтилляционного калориметра на основе кристаллов CsI(Na) и CsI(Tl) [50].

Первая часть данной работы состоит из двух глав. В Главе 1 приведено описание эксперимента с детектором КМД-2. В Главе 2 описан анализ экспериментальных данных с интегральной светимостью около  $11 \text{ пб}^{-1}$ , набранной детектором КМД-2 в области  $\phi$ -мезонного резонанса, в диапазоне энергий в системе центра масс  $e^+e^-$  пучков  $2E = 984 \div 1060 \text{ МэВ}$ . В работе представлены результаты по измерению сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , изучению динамики распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и поиску распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ .

Вторая часть работы посвящена разработке и созданию электромагнитного калориметра на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) для детектора КМД-3.

Основные результаты работы приведены в Заключение.

## Глава 1.

# Ускорительный комплекс ВЭПП-2М и детектор КМД-2

### 1.1. Комплекс ВЭПП-2М

Эксперименты, описанные в данной работе, проводились на установке ВЭПП-2М со встречными  $e^+e^-$  пучками. Ускорительно-накопительный комплекс, схема которого приведена на Рис. 1.1, состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [2]. Инжектором комплекса является импульсный линейный ускоритель электронов с максимальной энергией частиц 3 МэВ. Синхротрон Б-3М ускоряет электроны до энергии 200 МэВ. В режиме накопления электронов пучок из Б-3М перепускается в бустерный накопитель БЭП [51]. Для получения позитронов электроны из Б-3М направляются на конвертор. Образовавшиеся позитроны собираются фокусирующей системой и накапливаются в БЭП. После накопления тока 10–20 мА пучок ускоряется до энергии эксперимента и перепускается в накопительное кольцо ВЭПП-2М.

Накопитель ВЭПП-2М представляет собой жесткофокусирующее кольцо с четырьмя прямолинейными промежутками. В одном из промежутков

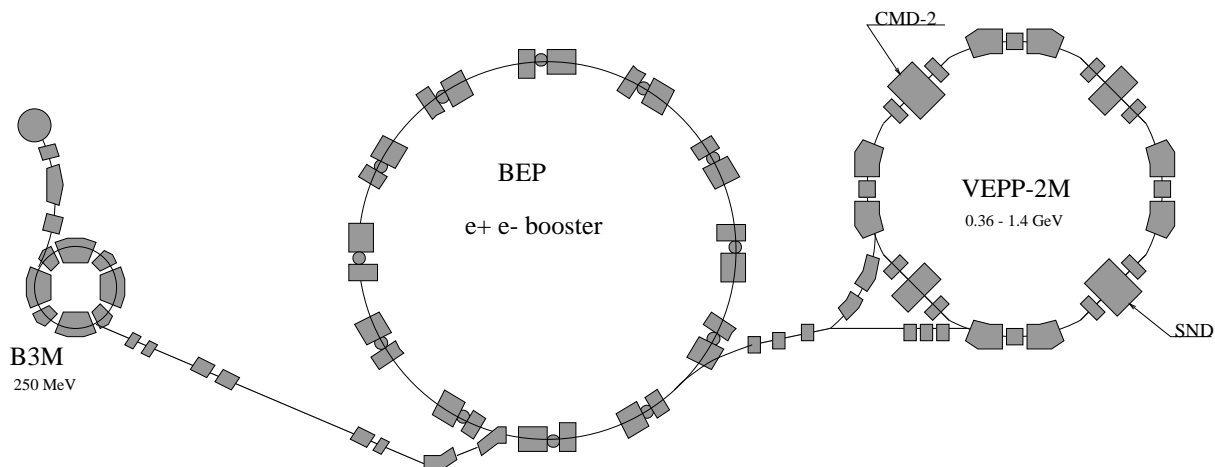


Рис. 1.1. Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

Таблица 1.1. Основные параметры накопителя ВЭПП-2М.

Энергия пучков, МэВ	180–700
Количество сгустков в пучке	1
Периметр орбиты, м	17.88
Размеры пучка в месте встречи	
вертикальный, мкм	10
радиальный, мкм	400
длина сгустка, см	2
Ток в пучке, мА	~50
Максимальное поле в поворотных магнитах, Тл	1.8
Радиус кривизны орбиты в поворотных магнитах, м	1.22
Частота ВЧ резонатора, МГц	200
Средняя светимость при 500 МэВ, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$2 \cdot 10^{30}$

находится ускоряющий резонатор, в противоположном — сверхпроводящий Виглер-магнит (“змейка”) [51], служащий для получения большей светимости за счет увеличения фазового объема пучка. В двух других промежутках установлены детекторы КМД-2 [1] и СНД [46]. Основные параметры накопителя приведены в Табл. 1.1.

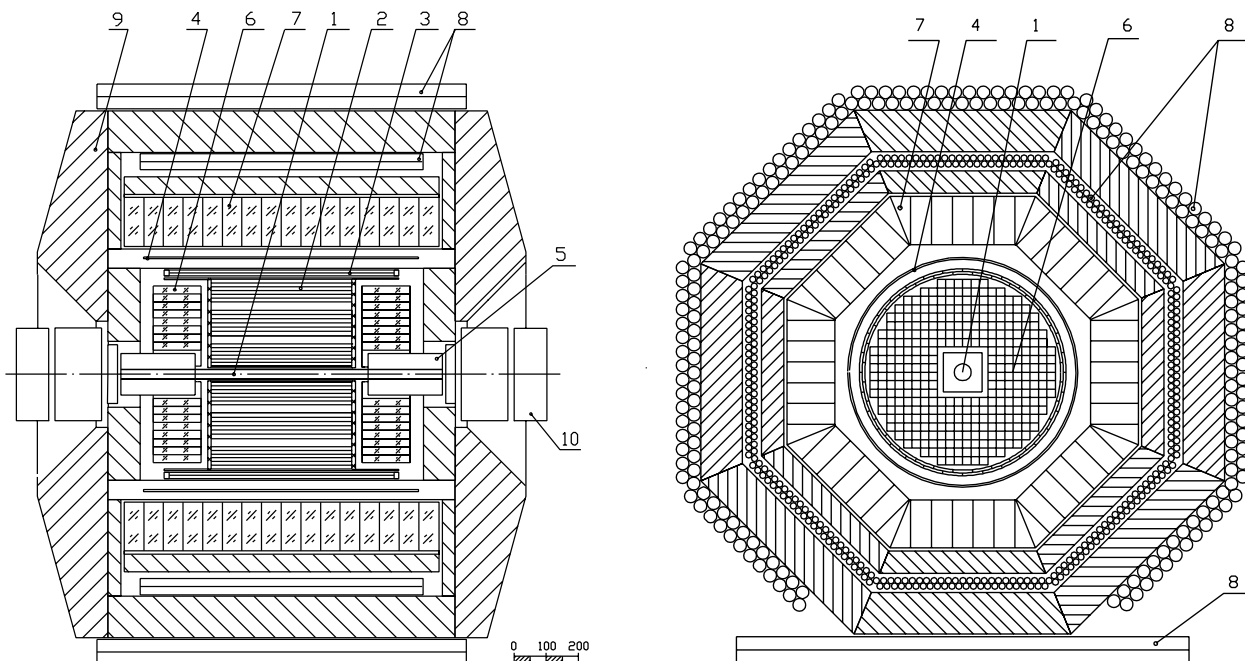


Рис. 1.2. Схема детектора КМД-2. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе ВГО; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — мюонная система; 9 — ярмо магнита; 10 — квадрупольные линзы.

## 1.2. Детектор КМД-2

Детектор КМД-2 позволяет регистрировать и измерять с высокой точностью параметры заряженных частиц и фотонов. Схема детектора представлена на Рис. 1.2. Координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц измеряются координатной системой детектора, состоящей из дрейфовой (2) и Z-камер (3), расположенных в магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим соленоидом (4). Цилиндрический (7) и торцевой (6) электромагнитные калориметры, изготовленные из сцинтилляционных кристаллов CsI и ВГО соответственно, обеспечивают измерение энергии и углов фотонов, а также позволяют разделять электроны и адроны. Пробежная система (8) служит для разделения мюонов и адронов.

Вакуумная камера в прямолинейном промежутке имеет диаметр 40 мм и длину 1 м. Для уменьшения многократного рассеяния ее центральная часть

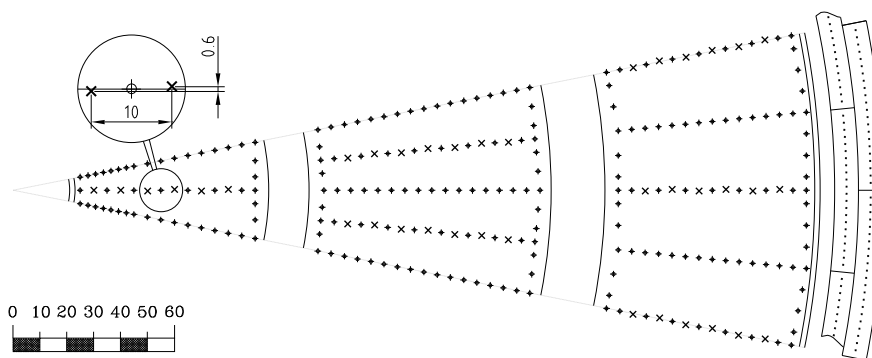


Рис. 1.3. Расположение проволочек в ячейках дрейфовой камеры. Кружками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек.

длиной 20 см изготовлена из бериллия толщиной 0.8 мм.

Магнитная система детектора состоит из основного и двух компенсирующих сверхпроводящих магнитов. Основной магнит создает аксиальное магнитное поле 10 кГс вдоль оси пучков. Полная толщина катушки составляет 0.38 радиационных длин.

### 1.2.1. Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [52, 53], заполненной газовой смесью 80% аргона и 20% изобутана.

Камера состоит из трех слоев, разбитых на ячейки, как показано на Рис. 1.3. В первом, внутреннем слое содержится 16 ячеек по 6 сигнальных проволочек в каждой. Второй слой имеет 32 ячейки по 7 проволочек, третий — 32 ячейки по 6 сигнальных проволочек, как показано на Рис. 1.3. В общей сложности дрейфовая камера имеет 512 сигнальных проволочек.

Сигналы с обоих концов каждой проволочки после усиления поступают на плату Т2А [54], позволяющую измерять время прихода и амплитуды сигналов.

Координаты трека в плоскости проволочек ( $X$ ,  $Y$ ) определяются по номеру сработавшей проволочки и времени дрейфа. Координата  $Z$  (вдоль прово-

лочки или, соответственно, вдоль направления пучков) определяется методом деления заряда. Кроме того, измерение амплитуды сигнала используется для идентификации частиц по величине удельных ионизационных потерь  $dE/dx$ .

Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости  $R - \varphi$  составляет 250 мкм, а вдоль проволочки — 4 мм. Импульсное разрешение камеры составляет 2.5-3.5% в зависимости от импульса, а разрешение по полярному и азимутальному углу трека —  $\sigma_\theta = 0.02$  и  $\sigma_\varphi = 0.007$  радиан соответственно [55].

### 1.2.2. Z-камера

Дрейфовую камеру охватывает двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [56, 57] со съёмом информации с катодных полосок и анодных проволочек.

Z-камера не только является координатным детектором, но также используется для формирования первичного заряженного триггера. С ее помощью осуществляется временная привязка события к моменту столкновения пучков. Для решения этой задачи в Z-камере используется быстрая газовая смесь и маленькое расстояние (около 2.8 мм) между чувствительными проволочками. Для увеличения эффективности регистрации камера выполнена в виде двух независимых слоев. Каждый слой имеет 256 катодных полосок с независимым съёмом сигналов и 704 чувствительных анодных проволочек.

Координатное разрешение Z-камеры составляет 250 мкм для нормально падающей частицы и ухудшается до 700 мкм при угле падения  $45^\circ$ . Временное разрешение для одного трека составляет 4.7 нс.

### 1.2.3. Цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI

Основой цилиндрического калориметра [58, 59] являются 892 сцинтилляционных кристалла CsI(Tl) и CsI(Na) с размерами  $6 \times 6 \times 15$  см<sup>3</sup>. Тол-



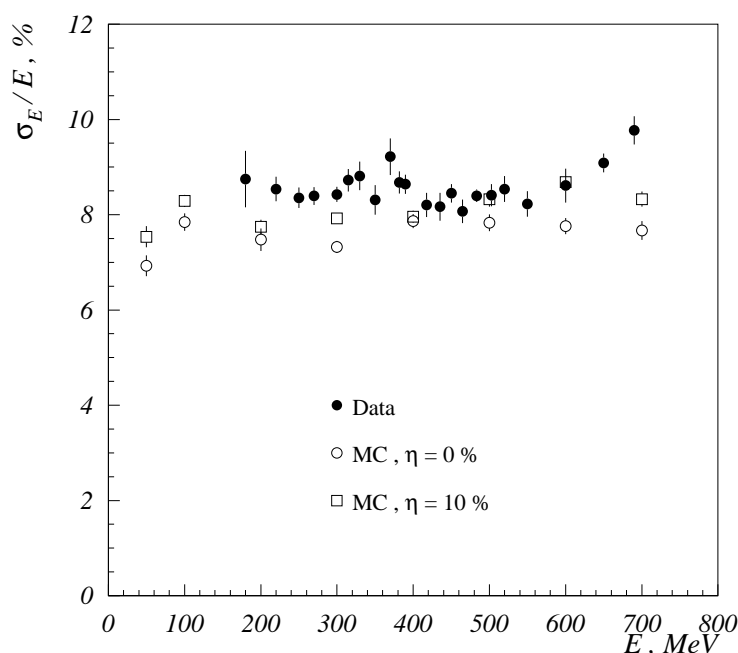


Рис. 1.4. Зависимость энергетического разрешения цилиндрического калориметра от энергии  $\gamma$ -кванта для процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Закрашенные точки показывают экспериментальное разрешение; пустые кружки — моделирование без учёта неоднородности коэффициента светосбора кристаллов; квадратики — моделирование с учётом неоднородности коэффициента светосбора  $\eta = 10\%$ .

щина калориметра для нормально падающей частицы составляет 8.1 радиационных длин. Калориметр состоит из восьми октантов. Каждый содержит семь линейных модулей (линеек), закрепленных на дюралевой плите. В октант входят 5 стандартных линеек и 2 линейки счетчиков специальной формы для того, чтобы обеспечить сопряжение октантов без зазоров. Линейки представляют собой 16 счетчиков CsI, закрепленных на стальной полосе толщиной 10 мм. Сцинтилляционный свет регистрируется с помощью фотомножителей ФЭУ-60, соединённых с кристаллом стеклянным световодом цилиндрической формы с диаметром 14 мм.

В калориметре CsI выделяется в среднем около 80% энергии падающего фотона, а энергетическое и пространственное разрешение определяется в основном флуктуациями утечек ливня и составляют соответственно

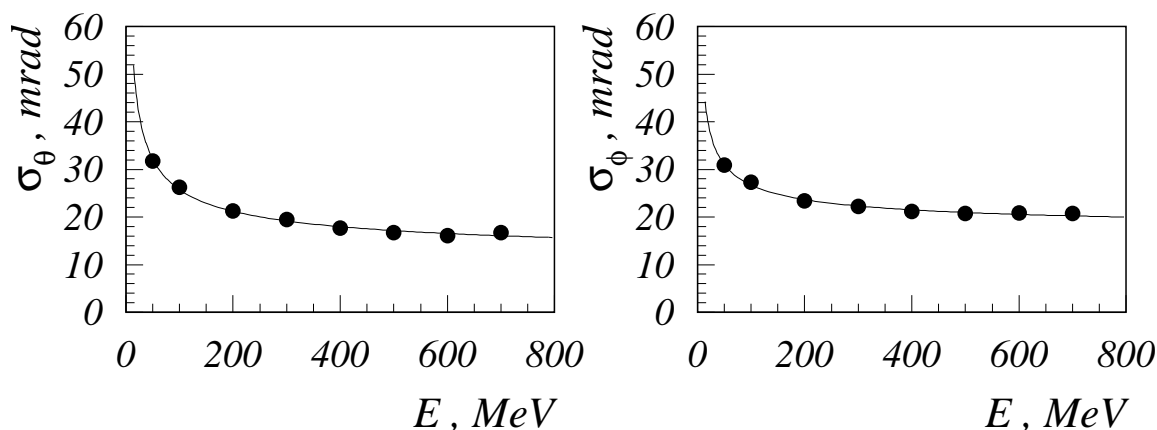


Рис. 1.5. Зависимость углового разрешения цилиндрического калориметра от энергии фотона, полученная с помощью моделирования.

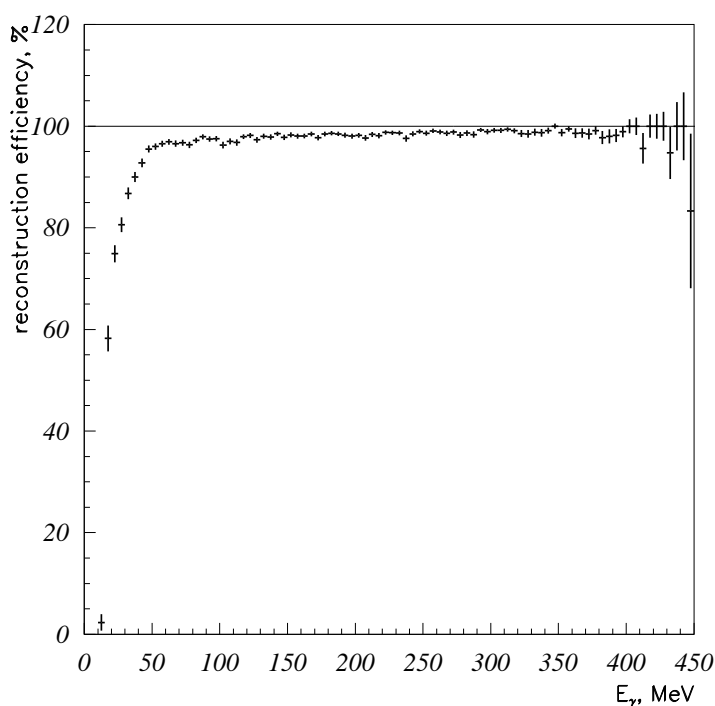


Рис. 1.6. Эффективность восстановления фотона в цилиндрическом калориметре в зависимости от энергии, полученная с помощью моделирования.

$\sigma_E/E = 8 \div 10 \%$  и  $\sigma_x = 8 \div 12$  мм во всём диапазоне энергий [60]. На Рис. 1.4 показано энергетическое разрешение калориметра для процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Усредненное по телесному углу калориметра угловое разрешение для фотонов в зависимости от энергии, определённое с помощью событий моделирования процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , показано на Рис. 1.5. Эффективность восста-

новления фотона в зависимости от энергии, полученная с помощью событий моделирования показана на Рис. 1.6. Как видно из рисунка, для фотонов с энергией больше  $E_\gamma > 30$  МэВ эффективность восстановления выше 80%, а для фотонов с  $E_\gamma > 50$  МэВ — выше 95%.

#### 1.2.4. Торцевой калориметр на основе кристаллов BGO

Торцевой калориметр на основе кристаллов ортогерманата висмута  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO) [61, 62] состоит из двух идентичных торцов по обе стороны от места встречи. Каждый торец представляет собой плотно уложенную матрицу из 340 кристаллов BGO. Размер кристалла  $2.5 \times 2.5 \times 15$  см<sup>3</sup>. Таким образом, толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет 13.4 радиационных длин. Свет регистрируется при помощи фототриодов, способных работать в сильном продольном магнитном поле. Энергетическое разрешение калориметра составляет  $\sigma_E/E = 4.6\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ , а угловое —  $\sigma_{\varphi,\theta} = 2 \cdot 10^{-2}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$  радиан.

#### 1.2.5. Пробежная система

Пробежная система [1] служит для разделения мюонов и  $\pi$ -мезонов. Она состоит из двух частей: внутренней и внешней. Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых представляет собой блок стримерных трубок. Каждая трубка в этом блоке представляет собой газовый детектор, работающий в ограниченном стримерном режиме. Катодом является тонкостенная (300 мкм) трубка из нержавеющей стали диаметром 20 мм для внутренней и 40 мм для внешней систем, а анодом — 100 мкм проволока из золоченого молибдена. Координата вдоль трубки измеряется по разности времен прихода сигналов на концы проволочки. Точность измерения, достигнутая в эксперименте, составляла около 20 см. Поперечная координата определяется по номеру сработавшей трубки.

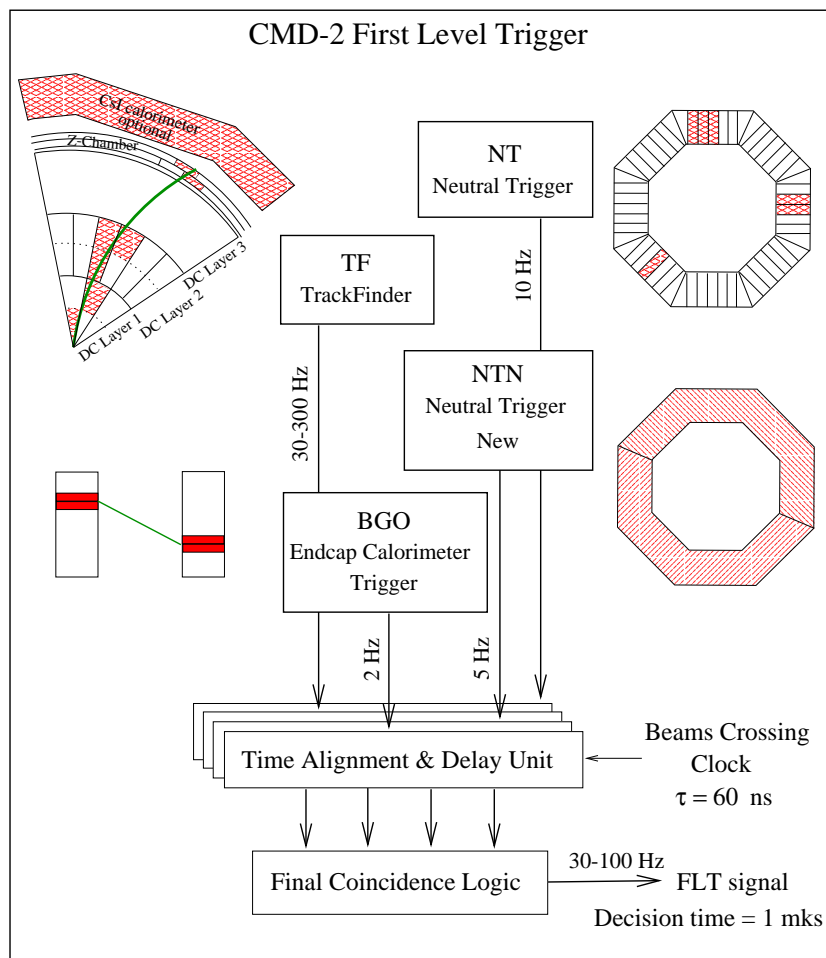


Рис. 1.7. Схема запуска КМД-2. TF – трековый процессор, NT – нейтральный триггер, NTN – упрощённый нейтральный триггер, BGO – триггер торцевого калориметра.

### 1.2.6. Система запуска детектора

Система запуска детектора состоит из трёх подсистем, которые используют сигналы с дрейфовой камеры (ЗТ), цилиндрического калориметра (НТ) и торцевого калориметра (ТТК). Перечисленные подсистемы триггера принимают решение независимо (хотя и могут использовать информацию друг друга для образования “смешанных” запусков) и включены по “ИЛИ”. Система запуска КМД-2 представлена на Рис. 1.7. Сигнал ЗТ генерируется в случае совпадения сигнала о наличии трека в координатной системе детектора, выдаваемого трековым процессором [63], и сигнала превышения порога ( $\sim 25$  МэВ) хотя бы в одном модуле цилиндрического калоримет-

ра. Сигнал срабатывания калориметра генерируется не позднее чем через  $\sim 100$  нс после прохождения частицы. Начало работы трекового процессора инициируется сигналом срабатывания Z-камеры, стробированным сигналом фазы накопителя. Через 400 нс, в случае наличия трека, трековый процессор выдает сигнал.

Основной анализируемой в НТ информацией является энерговыделение в каждой линейке цилиндрического калориметра. Если энерговыделение в линейке превышает некоторый порог, то она считается сработавшей. По расположению сработавших линеек определяется число кластеров в  $R-\varphi$  плоскости и углы между кластерами. Запуск осуществляется в случае превышения сигналом полного энерговыделения в калориметре некоторого порога, различного для каждого класса событий. Время принятия решения нейтральным триггером составляет 960 нс с момента старта, задаваемого сигналом “ИЛИ” срабатывания всех линеек, стробированного сигналом “фаза” ускорителя.

Триггер торцевого калориметра настроен на запуск от событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , в которых конечные частицы регистрируются в торцевом калориметре. Такие события используются для оперативного измерения светимости в процессе набора статистики, а также для калибровки торцевого калориметра. Сигнал запуска ТТК вырабатывается при наличии двух противоположных групп кристаллов в разных торцах и превышении суммарным энерговыделением в этих группах некоторого порога.

Частота запусков детектора при светимости  $2 \cdot 10^{30} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$  была около  $30 \div 50$  Гц. Частота полезных событий, вызванных  $e^+e^-$  взаимодействиями, составляла несколько событий в секунду, около 10 Гц было обусловлено космическими частицами, остальные запуски вызывались фоном частиц пучка, рассеянных на элементах накопителя.

### 1.2.7. Система сбора данных

Информация с подсистем детектора считывается в память ЭВМ и записывается на магнитные ленты. Эту функцию выполняет система сбора

## CMD-2 Data Acquisition System

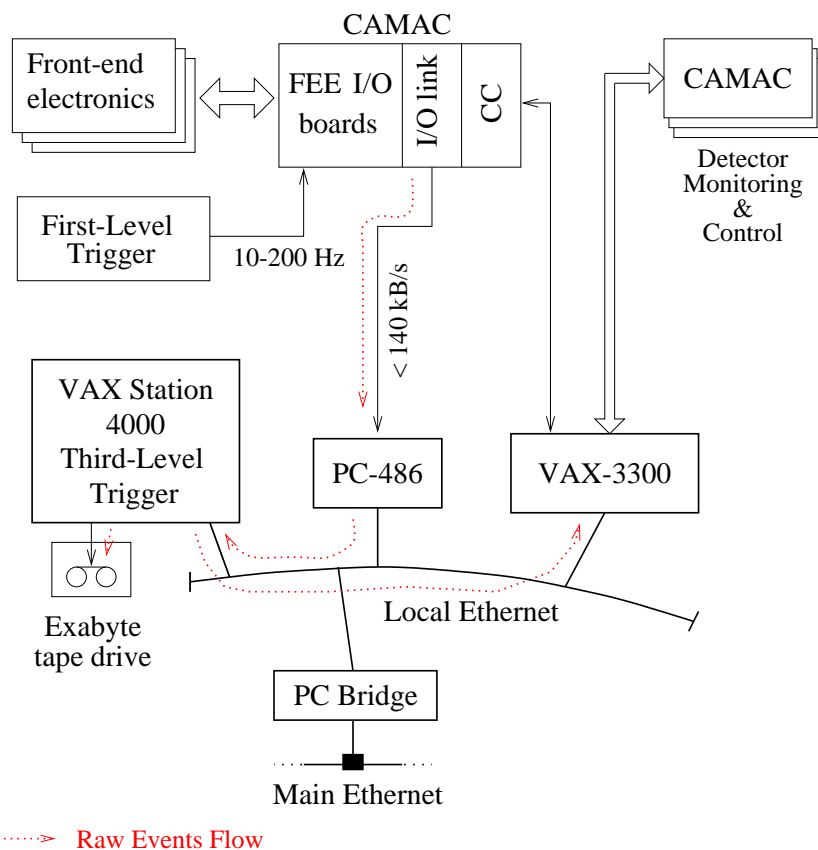


Рис. 1.8. Система сбора данных детектора КМД-2.

данных (ССД) детектора [66]. За время эксплуатации детектора система постоянно модернизировалась и развивалась. Схема ССД, применявшаяся во время набора экспериментальных данных, использованных в настоящей работе, представлена на Рис. 1.8.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [64]. В случае положительного решения триггера, данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [64] крейта КАМАК, а затем в процессор АП-32 [67]. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К-07 [68].

“Центральная” ЭВМ служит для управления заходами, установки триггера, загрузки задач в автоматический контроллер К-07 и в процессоры ввода-вывода крейтов КЛЮКВА, а также для проведения калибровок си-

стем детектора. Задачи контроля напряжений, температуры и магнитного поля выполняет компьютер  $\mu VAX$ . Максимальная частота считывания составляла около 70 событий в секунду при средней длине события около 1 кбайта и определялась скоростью записи на магнитную ленту.

### 1.2.8. Программа реконструкции событий

Для проведения анализа физических процессов информация, записанная во время эксперимента, должна быть преобразована в физические характеристики события (число частиц, их импульсы и направления, параметры, характеризующие тип частицы и т.п.). Для этого первичная информация обрабатывается программой реконструкции и помещается на “вторичные” ленты.

В процессе работы события записываются на магнитную ленту в виде записей переменной длины в формате ZEBRA [69]. Каждому событию соответствует запись. Записи разбиты на сегменты, каждый из которых содержит информацию с одной системы детектора. Информация представляет собой последовательность адресов каналов электроники и данных, считанных с них.

Для преобразования данных, считанных с первичной магнитной ленты в физическую информацию, используется программа реконструкции CMD2OFF.

### Определение траектории заряженных частиц в координатной системе

Кратко опишем алгоритм реконструкции треков [70]. На первом этапе по номерам сработавших проволочек, измеренным временам и амплитудам сигналов на концах проволочек восстанавливаются координаты точек — источников первичной ионизации. Затем точки в плоскости  $R - \varphi$  объединяются в группы, соответствующие трекам заряженных частиц. Каждая группа точек подгоняется окружностью, характеризующейся радиусом  $R$  и координатами центра. По этой информации определяется знак заряда частицы, расчи-

тывается поперечный импульс  $P_{\perp}$ , угол вылета  $\varphi$ , минимальное расстояние окружности до центра пучков  $e^+e^-$  в  $R - \varphi$  плоскости  $R_{min}$  и разброс точек относительно проведенной окружности  $s_R$ . В случае двух и более треков происходит поиск вершин. Затем точки, принадлежащие одному треку, подгоняются отрезком спирали в плоскости  $R - Z$ , и определяются полярный угол вылета частицы  $\theta$ ,  $Z$ -координата ближайшей к пучку точки  $Z_{min}$  и разброс точек относительно подгоночной кривой  $s_Z$ . При подгонке в плоскости  $R - Z$  учитывается информация с  $Z$ -камеры (если есть срабатывание на продолжении трека). Точки двух треков, принадлежащих одной вершине, подгоняются одновременно, при этом требуется, чтобы точка пересечения треков в плоскости  $R - \varphi$  имела одинаковую  $Z$ -координату обоих треков. Информация для каждого восстановленного трека помещается в банки структуры ZEBRA.

### Реконструкция фотонов в электромагнитном калориметре

Во время эксперимента для каждого события записывается информация для всех кристаллов, амплитуда сигнала с которых превысила 1.5 МэВ. При первичной обработке данных программа реконструкции проводит следующие операции [58, 60]:

- 1) Для каждой пары значений адрес-амплитуда происходит пересчет адреса в номер кристалла и производится пересчет амплитуды в энергию с учетом калибровочных коэффициентов.
- 2) Далее происходит поиск кластеров. Кластером называется связанная группа кристаллов с энергосодержанием  $E > 2$  МэВ, содержащая хотя бы один счетчик с энергосодержанием более 15 МэВ. Связанными считаются кристаллы, соприкасающиеся гранью или углом.
- 3) Энергосодержание кластера рассчитывается как сумма энергосодержаний кристаллов, а координаты — как положение центра тяжести кластера. Для восстановления энергии фотона из энергии кластера вводилась поправка, зависящая от точки попадания фотона в калориметр.



## Глобальная реконструкция события и запись информации

После восстановления треков и кластеров происходит создание банков глобальной реконструкции, объединяющих информацию со всех систем детектора. Для этого строится продолжение трека в область калориметра и, если это продолжение пересекает какой-то кластер или соседние с кластером кристаллы, кластер считается продолжением трека. Остальные кластеры в калориметре рассматриваются как фотоны.

Восстановленная информация записывается в виде банков структуры ZEBRA на вторичные магнитные ленты вместе с первичной информацией в том случае, если:

- имеются два восстановленных трека, соответствующие частицам с импульсом  $P_i < 1.5E_{\text{beam}}$ ;
- полное энерговыделение в калориметре  $E_{\text{tot}} > 300$  МэВ при любом числе треков.

Если ни одно из условий не выполнено, событие отбрасывается. Это позволяет отбраковать события пучкового фона и космических частиц на раннем этапе реконструкции. При таком отборе остается около 50% всех записанных событий. Полная длина информационной записи на событие увеличивается приблизительно в четыре раза.

### 1.3. Проведение эксперимента

Данный анализ проведен на основе данных, набранных детектором КМД-2 в 1997–1998 г.г. (статистика РНІ-98). Полная интегральная светимость, набранная в диапазоне энергии в с.ц.м.  $2E_{\text{beam}} = 984 \div 1060$  МэВ, составила около  $11.3 \text{ пб}^{-1}$ .

Статистика набиралась в процессе сканирования энергии в области вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса с шагом 500 кэВ. Энергетический разброс частиц в пучке составлял около 300 кэВ при  $2E_{\text{beam}} = 1$  ГэВ. Энергия накопителя

задавалась величиной тока в основных магнитах ВЭПП-2М, при этом точность установки энергии была около 200 кэВ. В области  $\phi$ -мезона энергия пучка  $E_{\text{beam}}$  определялась более точно по измерению среднего импульса заряженных каонов в реакции  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  [72]. Систематическая ошибка этого метода составляет около 50 кэВ.

Светимость измерялась с помощью процесса упругого рассеяния электрона и позитрона на большие углы [73]. Статистическая ошибка измерения светимости была лучше 1% в каждой энергетической точке. Систематическая ошибка в величине светимости определяется точностью расчета радиационных поправок, неопределенностью измерения телесного угла, погрешностью разделения частиц и составляет 1–3% в зависимости от энергии.

## Глава 2.

# Общие характеристики и условия отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

### 2.1. Общие характеристики процесса

Дифференциальное сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  записывается в виде [5, 15]:

$$\frac{d\sigma_{3\pi}}{dE_+dE_-d\Omega} = \frac{3}{8\pi} C(s) \sin^2 \theta \cdot |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 \cdot |R_{3\pi}(E_+, E_-, s)|^2, \quad (2.1)$$

где  $E_+, E_-, \vec{p}_+, \vec{p}_-$  – энергии и импульсы заряженных пионов,  $\theta$  – полярный

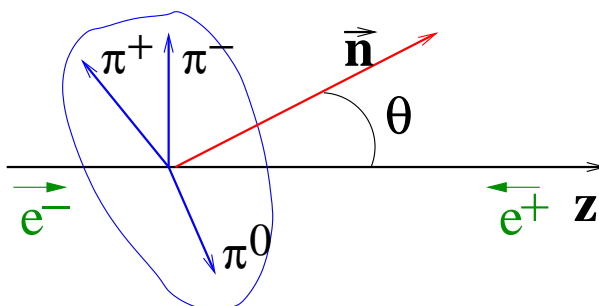


Рис. 2.1. Полярный угол  $\theta$  между нормалью к плоскости  $3\pi$  системы и осью пучков.

угол между нормалью к плоскости  $3\pi$  системы и осью пучков, показанный

на Рис. 2.1,  $\sin^2 \theta$  – угловая зависимость, характерная для реакций аннигиляции ультрарелятивистских  $e^+$  и  $e^-$ ,  $|\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2$  – множитель, возникающий из свойств симметрии распада векторной частицы на три псевдоскалярных мезона,  $R_{3\pi}(E_+, E_-, s)$  – функция, характеризующая динамику рождения  $3\pi$ . Функция  $C(s)$  определяет энергетическую зависимость полного сечения и зависит от механизма реакции. В рамках Модели Векторной Доминантности полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  записывается в виде:

$$\sigma_{3\pi}(s) = \frac{4\pi\alpha}{s} F_{3\pi}(s) \cdot \left| \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega\rho\pi}}{D_\omega(s)} + \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi\rho\pi}}{D_\phi(s)} e^{i\varphi_{\phi-\omega}} \right|^2, \quad (2.2)$$

где формфактор  $F_{3\pi}(s)$  записывается в виде интеграла по угловым переменным, а также по кинематически разрешённой области на плоскости  $E_+ - E_-$ :

$$F_{3\pi}(s) = \int \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta \cdot |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 \cdot |R_{3\pi}(E_+, E_-, s)|^2 dE_+ dE_- d\Omega, \quad (2.3)$$

$$D_V = s - m_V^2 + i\sqrt{s}\Gamma_V(s), \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_V(s) = & \Gamma_{V \rightarrow K^+K^-}(s) + \Gamma_{V \rightarrow K_S K_L}(s) + \\ & + \Gamma_{V \rightarrow 3\pi}(s) + \Gamma_{V \rightarrow \eta\gamma}(s) + \Gamma_{V \rightarrow \pi^+\pi^-}(s) + \Gamma_{V \rightarrow \pi^0\gamma}(s), \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\Gamma_{V \rightarrow PP}(s) = \frac{|g_{VPP}|^2}{6\pi s} Q_{PP}^3(s), \quad (2.6)$$

$$\Gamma_{V \rightarrow 3\pi}(s) = \frac{|g_{V\rho\pi}|^2}{4\pi} \sqrt{s} F_{3\pi}(s), \quad (2.7)$$

$$\Gamma_{V \rightarrow P\gamma}(s) = \frac{1}{3} |g_{VP\gamma}|^2 Q_{P\gamma}^3(s). \quad (2.8)$$

Здесь  $V$  – векторный мезон  $\omega$  или  $\phi$ ,  $Q_{PP} = \sqrt{s/4 - m_P^2}$  – импульс псевдоскалярной частицы в распаде  $V \rightarrow PP$ ,  $Q_{P\gamma} = \frac{1}{2}\sqrt{s}(1 - m_P^2/s)$  – импульс частицы в распаде  $V \rightarrow P\gamma$ ,  $\varphi_{\phi-\omega}$  – фаза  $\phi - \omega$  интерференции. Константы связи выражаются через вероятности соответствующих распадов по формулам ( $\Gamma_V^0 = \Gamma_V(m_V^2)$ ):

$$|g_{V\gamma}| = \sqrt{\frac{3m_V^3 \Gamma_V^0 \mathcal{B}(V \rightarrow e^+e^-)}{4\pi\alpha}}, \quad |g_{V\rho\pi}| = \sqrt{\frac{4\pi \Gamma_V^0 \mathcal{B}(V \rightarrow \rho\pi)}{m_V F_{3\pi}(m_V^2)}}. \quad (2.9)$$

В результате сечение удобно переписать в виде:

$$\sigma_{3\pi}(s) = \frac{F_{3\pi}(s)}{s} \cdot |A_\omega + A_\phi e^{i\delta_{\phi-\omega}} + A_{\text{add}}|^2, \quad (2.10)$$

$$A_V(s) = \frac{m_V^2 \Gamma_V^0 \sqrt{\sigma_{V \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}} / F_{3\pi}(m_V^2)}}{s - m_V^2 + i\sqrt{s} \Gamma_V(s)}, \quad (2.11)$$

$$\sigma_{V \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}} = \frac{12\pi}{m_V^2} \mathcal{B}(V \rightarrow e^+ e^-) \mathcal{B}(V \rightarrow 3\pi). \quad (2.12)$$

Постоянная амплитуда  $A_{\text{add}}$  в (2.10) была добавлена для описания вкладов вышележащих радиальных возбуждений лёгких векторных мезонов, таких как  $\omega'$  и  $\omega''$  в области  $\phi$ -мезонного резонанса. Из сравнения (2.1) и (2.10) получим:

$$C(s) = \frac{1}{s} \cdot |A_\omega + A_\phi e^{i\delta_{\phi-\omega}} + A_{\text{add}}|^2. \quad (2.13)$$

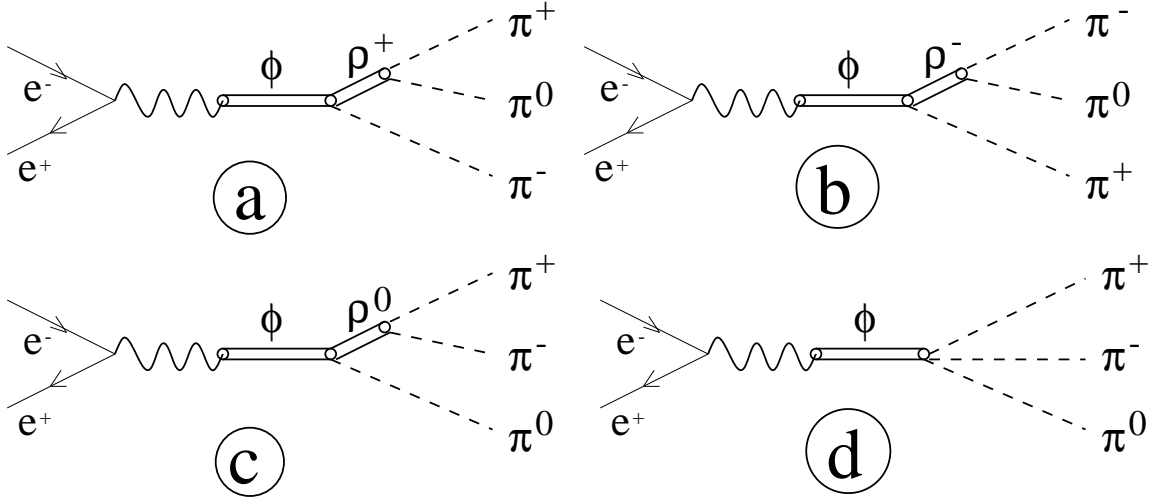


Рис. 2.2. Диаграммы, описывающие механизм распада  $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . а), б) и в) -  $\phi \rightarrow \rho\pi$ ; д) - прямое рождение  $3\pi$ .

Предполагая, что рождение трёхпионного состояния описывается  $\rho\pi$  амплитудой  $A_{\rho\pi}$ , с добавлением контактного члена (соответствующие диаграммы показаны на Рис. 2.2)  $R_{3\pi}(E_+, E_-, s)$  можно записать в следующем виде:

$$R_{3\pi}(E_+, E_-, s) = A_{\rho\pi}(E_+, E_-, s) + A_n a e^{i\varphi}, \quad (2.14)$$

$$A_{\rho\pi}(E_+, E_-, s) = \frac{1}{D_{\rho^+}(m_+^2)} + \frac{1}{D_{\rho^-}(m_-^2)} + \frac{1}{D_{\rho^0}(m_0^2)}. \quad (2.15)$$

Здесь форма  $\rho$ -мезонного резонанса описывается релятивистской формулой Брэйта-Вигнера:

$$1/D_{\rho^k} = \frac{1}{\frac{m_k^2}{M_{\rho^k}^2} - 1 + i \frac{\sqrt{m_k^2} \Gamma_{\rho^k}(m_k^2)}{M_{\rho^k}^2}}, \quad (2.16)$$

$$\Gamma_{\rho^k}(m_k^2) = \Gamma_{\rho^k}^0 \frac{M_{\rho^k}^2}{m_k^2} \left( \frac{Q_k(m_k)}{Q_k(M_{\rho^k})} \right)^3, \quad k = +, -, 0; \quad (2.17)$$

$$Q_{\pm}(m) = \frac{1}{2m} \sqrt{(m^2 - (m_{\pi^0} + m_{\pi})^2)(m^2 - (m_{\pi^0} - m_{\pi})^2)}, \quad (2.18)$$

$$Q_0(m) = \frac{1}{2} \sqrt{m^2 - 4m_{\pi}^2}, \quad (2.19)$$

где:  $M_{\rho^k}$ ,  $\Gamma_{\rho^k}^0$ ,  $m_k$  – масса, ширина  $\rho^k$ -мезона и инвариантная масса пионной пары.

Контактная амплитуда включает:

$A_n = 7.52$  – нормировочный множитель, определяемый выражением:

$$\int dE_+ dE_- |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 |A_{\rho\pi}|^2 = |A_n|^2 \int dE_+ dE_- |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2, \quad (2.20)$$

так, что при  $a = 1$  вклады в сечение  $\rho\pi$ -механизма и прямого рождения становятся одинаковыми;

$a$  – абсолютная величина контактной амплитуды;

$\varphi$  – фаза контактной амплитуды.

На Рис. 2.3, 2.4 показаны расчётные распределения событий на диаграмме Далица в координатах  $X = (E_- - E_+)/\sqrt{3}$  и  $Y = E_{\pi^0} - m_{\pi^0}$  в случае  $\rho\pi$  механизма, и для случая точечного рождения системы  $3\pi$  соответственно.

## 2.2. Условия отбора событий

Измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и анализ динамики распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  основывается на наборе событий с полной реконструкцией трёх пионов. Однако, для контроля эффективности регистрации нейтрального и заряженных пионов, которая определялась по событиям моделирования методом Монте-Карло, отбирались также экспериментальные события с двумя пионами.

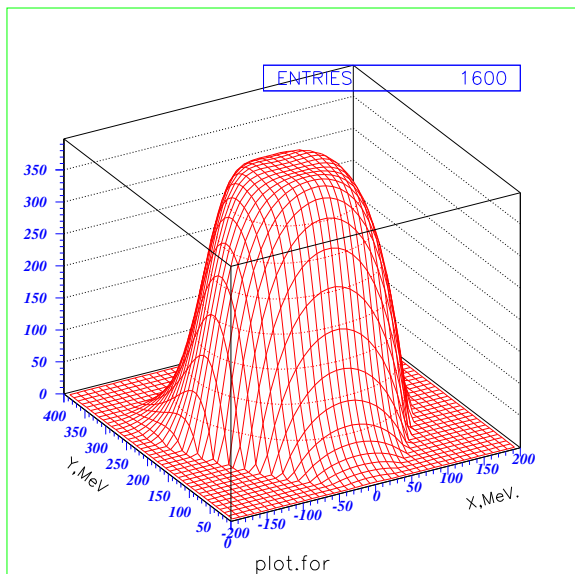


Рис. 2.3. Распределение событий на диаграмме Далица в координатах  $X = (E_- - E_+)/\sqrt{3}$  и  $Y = E_{\pi^0} - m_{\pi^0}$  в случае  $\rho\pi$  механизма рождения системы  $3\pi$ .

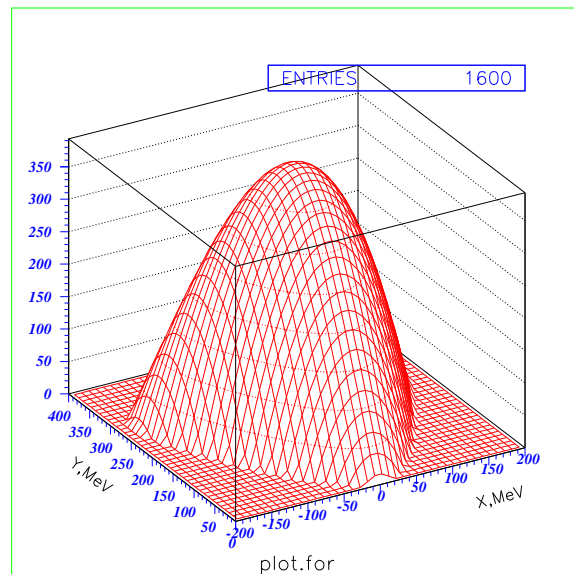


Рис. 2.4. Распределение событий на диаграмме Далица в координатах  $X = (E_- - E_+)/\sqrt{3}$  и  $Y = E_{\pi^0} - m_{\pi^0}$  для случая точечного рождения системы  $3\pi$

События, принадлежащие к основному анализируемому набору, содержат два противоположно заряженных трека, а также не менее двух реконструированных фотонных кластеров. Эти события отбираются согласно следующим критериям ( $2\pi\pi^0$ ):

Полярный угол  $\theta$  заряженных частиц удовлетворяет условию  $|\pi/2 - \theta| < 0.67$ , что обеспечивает высокую эффективность реконструкции трека в Z-камере и дрейфовой камере. Такое же условие отбора накладывается на полярные углы  $\gamma$ -квантов, реконструированных в CsI калориметре. Будучи довольно жёстким, это условие позволяет избежать краевых эффектов в эффективности реконструкции  $\gamma$ -квантов. Для заряженных частиц:

- Для каждого трека среднеквадратичный разброс хитов относительно оптимальной спирали в  $(R - \varphi)$  плоскости  $s_R < 0.1$  см, а в  $(R - Z)$  плоскости  $s_Z < 3$  см (при этом пространственное разрешение дрейфовой камеры:  $\sigma_R < 0.025$  см и  $\sigma_Z < 0.4$  см в поперечном и продольном направлениях соответственно).

- Углы треков в  $(R - \varphi)$  проекции удовлетворяют условию  $|\pi - |\varphi_+ - \varphi_-|| > 0.1$ , которое служит для подавления фоновых событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , а пространственный угол между треками должен быть  $\psi > 0.1$  для того, чтобы подавить события конверсии  $\gamma$ -кванта на стенке вакуумной камеры детектора.
- Минимальное расстояние от трека до оси пучков в  $R - \varphi$  плоскости  $R_{\min} < 0.2$  см, а расстояние от точки трека, ближайшей к оси пучков, до места встречи вдоль оси пучков  $|Z_{\text{trk}}| < 10$  см.
- Для подавления событий с неправильно реконструированными треками требовалось, чтобы абсолютная величина импульса каждого заряженного пиона удовлетворяла условию  $P_{\pi} < 550$  МэВ/с.
- Для подавления событий с излучением жёсткого  $\gamma$ -кванта начальными  $e^+$  и  $e^-$ , а также событий с неправильно реконструированным  $\pi^0$  требовалось, чтобы абсолютная величина суммарного импульса трёх пионов удовлетворяла условию  $|\vec{P}_{\pi^+} + \vec{P}_{\pi^-} + \vec{P}_{\pi^0}| < 100$  МэВ/с.
- Удельные ионизационные потери заряженной частицы в дрейфовой камере удовлетворяют условию  $dE/dx < 2(dE/dx)_{\text{MIP}}$ , где  $dE/dx_{\text{MIP}}$  - это удельные ионизационные потери минимально ионизирующей частицы. Это условие служит для подавления фоновых событий с заряженными каонами.

Нейтральный пион реконструируется по его распаду на два  $\gamma$ -кванта с  $E_{\gamma 1,2} > 30$  МэВ и инвариантной массой двух фотонов, удовлетворяющей условию  $80 \text{ МэВ}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 170 \text{ МэВ}/c^2$ . Если в событии реконструировано больше чем 2  $\gamma$ -кванта, то такое событие проходит отбор, если найден только один  $\pi^0$  кандидат среди всех  $\gamma\gamma$  комбинаций -  $N_{\pi^0} = 1$ .

На Рис. 2.5 показано распределение отобранных событий на плоскости  $P_{\pi^+} - P_{\pi^-}$  при энергии пучков  $E_{\text{beam}} = 509.5$  МэВ. На нём выделяются три класса событий:



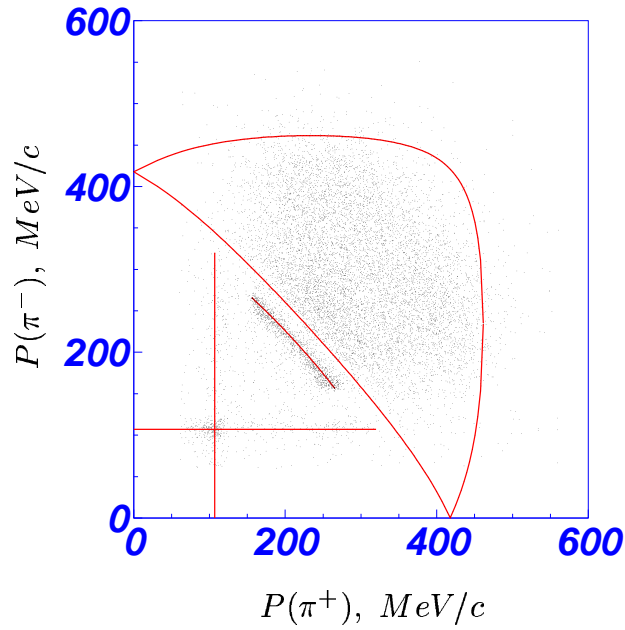


Рис. 2.5. Распределение экспериментальных событий на плоскости  $P_{\pi^+} - P_{\pi^-}$ . Показаны: граница разрешённой кинематической области для системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , расчётная кривая зависимости  $P_+(P_-)$ , вдоль которой группируются события распада  $\phi \rightarrow K_L K_S$ , две расчётных прямых линии, вдоль которых группируются события распада  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ .

- события распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  внутри разрешённой кинематической области;
- события распада  $\phi \rightarrow K_L K_S$ ,  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ , которые группируются вдоль расчётной кривой зависимости  $P_{\pi^+}(P_{\pi^-})$ ;
- события распада  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ , которые группируются вдоль двух расчётных ( $P(K^\pm) = 107 \text{ МэВ}/c$ ) прямых линий. События, когда один из каонов распадается на частицы с импульсами вплоть до  $310 \text{ МэВ}/c$  ( $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ), группируются вдоль одной из этих линий. На пересечении линий группируются события, в которых оба каона не распались внутри дрейфовой камеры.

Наконец, мы отбираем события, располагающиеся выше нижней границы разрешённой кинематической области системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$  для подавления фона

от событий  $\phi \rightarrow K_L K_S$ , а для подавления фона от событий  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  требуем чтобы импульс каждого трека удовлетворял условию  $P_{\pi^\pm} > 120 \text{ МэВ}/c$ .

В результате было отобрано 104849 событий в интервале энергии в с.ц.м.  $\sqrt{s} = 984 \div 1060 \text{ МэВ}$ . Число отобранных событий в каждой энергетической точке приведено в Табл. 2.1.

Для сравнения с набором экспериментальных данных проводилось моделирование миллиона событий  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT3 [74, 75]. К этим событиям применялись те же условия отбора, что и к экспериментальным. На Рис. 2.6, 2.7, 2.8, 2.9, 2.10, 2.11 приведено сравнение распределений по различным параметрам отбора для событий моделирования и экспериментальных событий, отобранных вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса.

Все экспериментальные распределения, за исключением распределения по инвариантной массе  $m_{\gamma\gamma}$ , хорошо согласуются с моделированием. Это означает, что набор событий моделирования может быть использован для расчёта эффективности регистрации  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Распределение по  $m_{\gamma\gamma}$  в эксперименте шире чем в моделировании. Однако влияние этого отличия на эффективность регистрации  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  учитывается в поправке к эффективности регистрации  $\pi^0$ , о которой будет рассказано в Разделе 2.5.

Эффективность регистрации событий процесса  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $\varepsilon_{3\pi}^{\text{MC}}$ , определялась с помощью полного моделирования:

$$\varepsilon_{3\pi}^{\text{MC}} = N^{\text{sel}} / N^{\text{gen}}, \quad (2.21)$$

где:

$N^{\text{gen}}$  – число сгенерированных  $3\pi$  событий;

$N^{\text{sel}}$  – число  $3\pi$  событий, удовлетворяющих всем условиям отбора. Величина эффективности  $\varepsilon_{3\pi}^{\text{MC}} = (4.71 \pm 0.02)\%$  была получена с помощью набора из миллиона событий моделирования реакции  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  при энергии  $\sqrt{s} = 1019.5 \text{ МэВ}$ . Следует отметить, что моделирование не воспроизводит все особенности отклика детектора, поэтому для уменьшения неопределённости  $\varepsilon_{3\pi}^{\text{MC}}$  находятся поправки к эффективности. Процедура их определения обсуждается в Разд. 2.4, 2.5, 2.6.

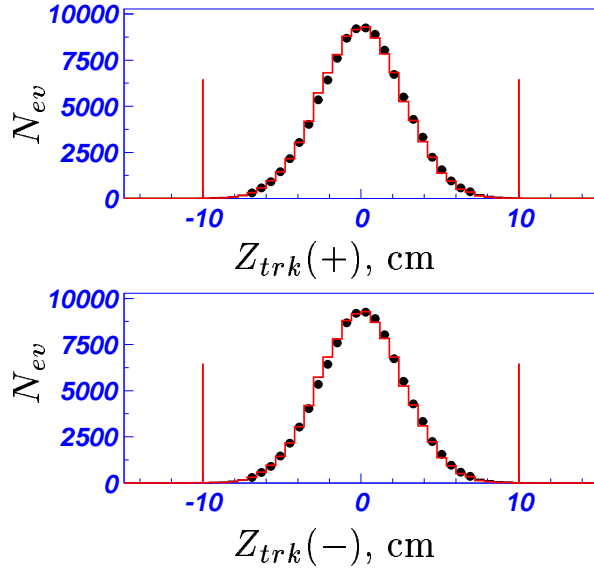


Рис. 2.6. Распределение по расстоянию от точки трека, ближайшей к оси пучков, до места встречи вдоль оси пучков  $Z_{trk}$ , гистограмма – события моделирования, точки – экспериментальные данные. Линии показывают условия отбора. Оба распределения нормированы на число экспериментальных событий.

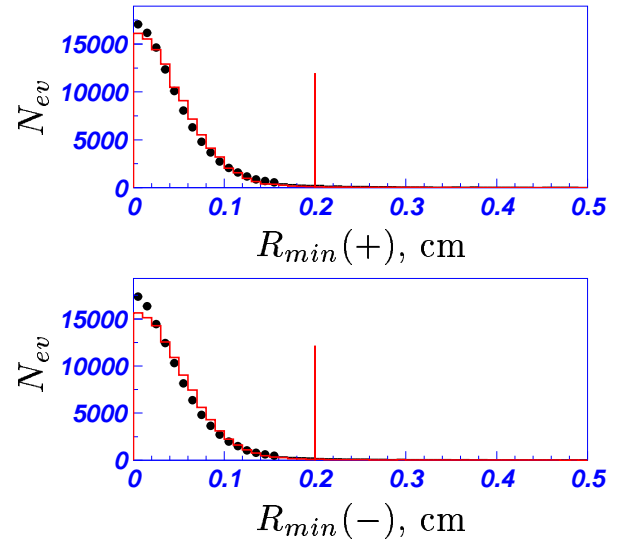


Рис. 2.7. Распределение по минимальному расстоянию от трека до оси пучков в  $R - \varphi$  плоскости  $R_{min}$ , гистограмма – события моделирования, точки – экспериментальные данные. Линии показывают условия отбора. Оба распределения нормированы на число экспериментальных событий.

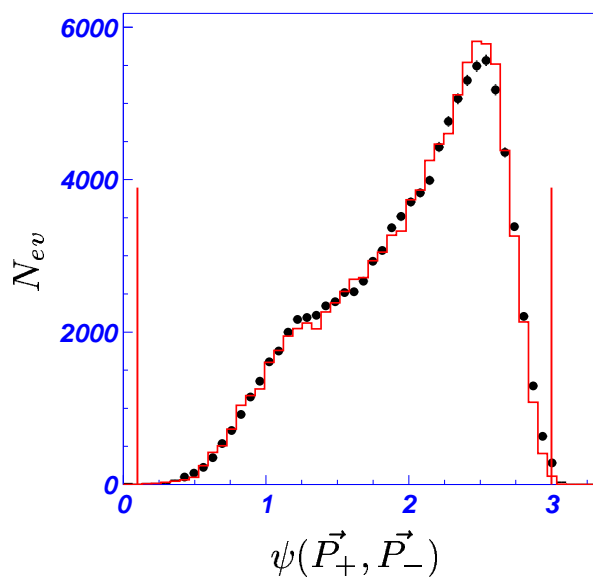


Рис. 2.8. Распределение по величине пространственного угла между треками, гистограмма – события моделирования, точки – экспериментальные данные. Линии показывают условия отбора. Оба распределения нормированы на число экспериментальных событий.

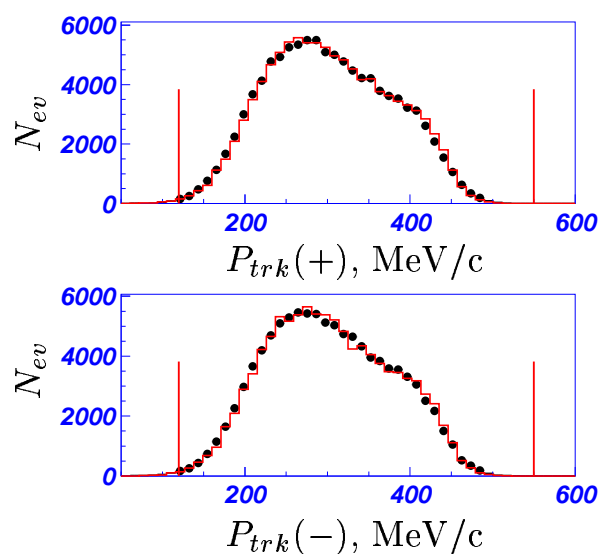


Рис. 2.9. Распределение по абсолютному значению импульса заряженной частицы  $P_{trk}$ , гистограмма – события моделирования, точки – экспериментальные данные. Линии показывают условия отбора. Оба распределения нормированы на число экспериментальных событий.

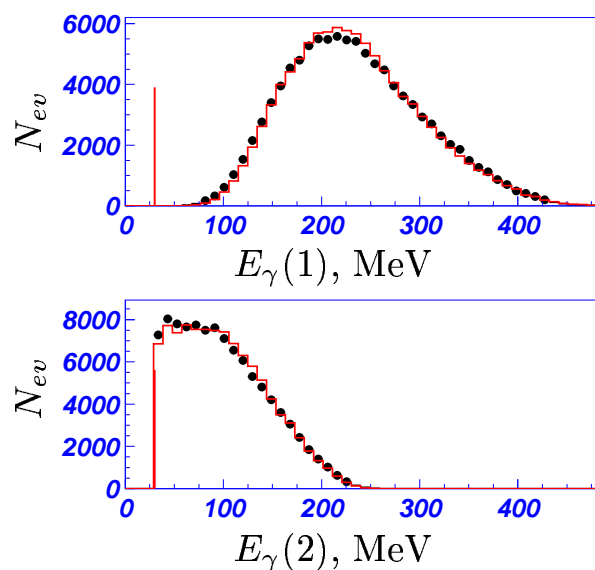


Рис. 2.10. Распределение по энергии  $\gamma$ -кванта  $\pi^0$ -кандидатов. Гистограмма – события моделирования, точки – экспериментальные данные. Линии показывают условия отбора. Оба распределения нормированы на число экспериментальных событий.

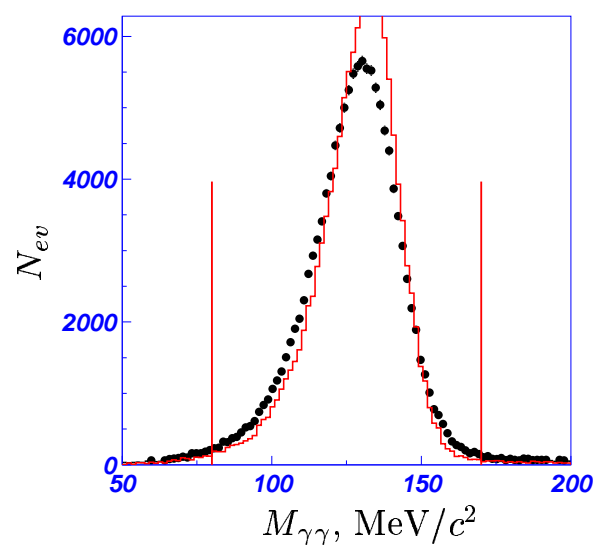


Рис. 2.11. Распределение по инвариантной массе двух  $\gamma$ -квантов  $\pi^0$ -кандидатов ( $m_{\gamma\gamma}$ ), гистограмма – события моделирования, точки – экспериментальные данные. Линии показывают условия отбора. Оба распределения нормированы на число экспериментальных событий.

Таблица 2.1: Отобранные события с реконструкцией трёх пионов.  $E_{\text{beam}}$  – энергия пучка,  $N_{\text{sel}}$  – число отобранных событий ( $2T\pi^0$ ),  $N_{\text{bg}}$  – число событий фона,  $N_{3\pi} = N_{\text{sel}} - N_{\text{bg}}$ .

№	№ скан.	$E_{\text{beam}}$ , МэВ	$N_{\text{sel}}$	$N_{3\pi}$	$N_{\text{bg}}$
1	1	$509.347 \pm 0.016$	560	$533 \pm 28$	$27 \pm 16$
2	1	$509.279 \pm 0.028$	162	$162 \pm 16$	$0 \pm 8$
3	1	$492.010 \pm 0.300$	87	$74 \pm 11$	$13 \pm 8$
4	1	$502.000 \pm 0.300$	148	$101 \pm 15$	$47 \pm 13$
5	1	$505.299 \pm 0.060$	374	$319 \pm 23$	$55 \pm 16$
6	1	$508.038 \pm 0.012$	849	$810 \pm 35$	$38 \pm 20$
7	1	$508.434 \pm 0.011$	2439	$2439 \pm 58$	$0 \pm 29$
8	1	$508.906 \pm 0.011$	1625	$1574 \pm 48$	$51 \pm 26$
9	1	$509.628 \pm 0.017$	2185	$2115 \pm 56$	$69 \pm 31$
10	1	$508.769 \pm 0.007$	3325	$3325 \pm 69$	$0 \pm 35$
11	1	$509.216 \pm 0.008$	1262	$1260 \pm 42$	$1 \pm 21$
12	1	$509.289 \pm 0.004$	4162	$4066 \pm 76$	$95 \pm 41$
13	1	$509.345 \pm 0.010$	1205	$1149 \pm 41$	$55 \pm 23$
14	1	$509.792 \pm 0.006$	2186	$2183 \pm 56$	$2 \pm 29$
15	1	$509.888 \pm 0.008$	3945	$3941 \pm 74$	$3 \pm 37$
16	1	$510.316 \pm 0.007$	3171	$3095 \pm 67$	$76 \pm 36$
17	1	$510.760 \pm 0.010$	1107	$1101 \pm 39$	$5 \pm 20$
18	1	$511.199 \pm 0.008$	986	$977 \pm 37$	$9 \pm 19$
19	1	$513.730 \pm 0.032$	318	$277 \pm 21$	$41 \pm 14$
20	1	$516.721 \pm 0.100$	118	$106 \pm 13$	$11 \pm 7$
21	1	$519.782 \pm 0.043$	68	$57 \pm 10$	$10 \pm 6$
22	1	$529.803 \pm 0.072$	79	$25 \pm 11$	$53 \pm 12$
23	2	$505.217 \pm 0.060$	350	$331 \pm 22$	$18 \pm 13$
24	2	$507.892 \pm 0.012$	1027	$1000 \pm 38$	$26 \pm 20$
25	2	$508.362 \pm 0.007$	2610	$2547 \pm 60$	$62 \pm 32$
26	2	$508.827 \pm 0.004$	5862	$5794 \pm 90$	$67 \pm 46$

27	2	$509.414 \pm 0.005$	10272	$10226 \pm 119$	$45 \pm 60$
28	2	$509.929 \pm 0.002$	9810	$9733 \pm 116$	$76 \pm 59$
29	2	$510.366 \pm 0.070$	4397	$4343 \pm 78$	$53 \pm 40$
30	2	$510.855 \pm 0.050$	1235	$1203 \pm 41$	$31 \pm 22$
31	2	$511.629 \pm 0.011$	971	$924 \pm 37$	$47 \pm 21$
32	2	$514.061 \pm 0.018$	273	$235 \pm 20$	$38 \pm 14$
33	2	$516.960 \pm 0.028$	123	$109 \pm 13$	$13 \pm 8$
34	2	$519.875 \pm 0.063$	120	$92 \pm 13$	$28 \pm 10$
35	2	$525.046 \pm 0.059$	100	$48 \pm 12$	$51 \pm 12$
36	3	$502.000 \pm 0.300$	239	$199 \pm 19$	$40 \pm 13$
37	3	$492.000 \pm 0.300$	153	$112 \pm 15$	$40 \pm 12$
38	3	$502.000 \pm 0.300$	216	$180 \pm 19$	$35 \pm 13$
39	3	$505.020 \pm 0.300$	350	$310 \pm 23$	$39 \pm 16$
40	3	$507.756 \pm 0.060$	957	$920 \pm 37$	$37 \pm 21$
41	3	$508.406 \pm 0.050$	4176	$4109 \pm 76$	$67 \pm 40$
42	3	$508.878 \pm 0.004$	6906	$6759 \pm 99$	$147 \pm 53$
43	3	$509.415 \pm 0.005$	7478	$7434 \pm 101$	$44 \pm 51$
44	3	$509.774 \pm 0.006$	7691	$7691 \pm 103$	$0 \pm 51$
45	3	$510.244 \pm 0.005$	4758	$4647 \pm 82$	$111 \pm 44$
46	3	$510.707 \pm 0.007$	1662	$1583 \pm 49$	$78 \pm 28$
47	3	$511.258 \pm 0.017$	893	$821 \pm 36$	$72 \pm 22$
48	3	$513.735 \pm 0.020$	342	$317 \pm 22$	$24 \pm 13$
49	3	$516.691 \pm 0.026$	195	$147 \pm 17$	$48 \pm 13$
50	3	$519.708 \pm 0.043$	82	$42 \pm 11$	$39 \pm 11$
51	3	$524.617 \pm 0.061$	56	$37 \pm 9$	$19 \pm 7$
52	3	$529.503 \pm 0.080$	20	$20 \pm 6$	$0 \pm 4$
53	3	$508.521 \pm 0.040$	921	$894 \pm 36$	$27 \pm 19$
54	3	$510.035 \pm 0.040$	243	$243 \pm 19$	$0 \pm 10$
Сумма			104849	$102766 \pm 383$	$2083 \pm 203$

## 2.3. Фоновые процессы

Для исследуемой реакции фоном являются события взаимодействия с детектором космических частиц, события взаимодействия частиц пучков с остаточным газом в вакуумной камере ускорителя, а также события физических процессов.

События взаимодействия с детектором космических частиц, а также события взаимодействия частиц пучков с остаточным газом в вакуумной камере ускорителя должны быть распределены равномерно на плоскости  $Z_{\text{trk}+} - Z_{\text{trk}-}$  в широких пределах  $-20 \text{ см} < Z_{\text{trk}\pm} < 20 \text{ см}$ . Сигнальные же события локализованы в области с  $|Z_{\text{trk}\pm}| = 0 \text{ см}$  и  $\sigma_Z = 3 \text{ см}$ . Как видно из Рис. 2.6 вклад фона от космических частиц и взаимодействия частиц пучков с остаточным газом в число отобранных событий пренебрежимо мал (меньше чем 0.1% от полного числа событий).

Основными фоновыми процессами являются:

- $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_L K_S$  или  $K^+ K^-$
- $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  или  $\pi^+\pi^-\gamma$
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma(\gamma)$
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma(\gamma)$
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$

Моделирование событий фоновых процессов не позволяет определить с нужной точностью их число, особенно в области энергии на краях  $\phi$ -мезонного резонанса. Поэтому для оценки числа событий фоновых процессов  $e^+e^-$  аннигиляции изучалось экспериментальное распределение по  $m_{\gamma\gamma}$   $\pi^0$ -кандидатов. Сигнальные события пикуются в области массы  $\pi^0$ , тогда как для большинства фоновых событий распределение плоское. Исключения составляют события  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$



(вклад последнего процесса пренебрежимо мал,  $< 0.1\%$  от полного числа событий). Процедура вычитания фона такова:

1) Сначала анализируются события вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса ( $E_{\text{beam}} = 509.8 \text{ МэВ}$ ). Здесь вклад  $i$ -ого источника фоновых событий рассчитывается из интеграла светимости  $L$ , сечения  $\sigma_i$  и эффективности регистрации  $\varepsilon_i^{\text{MC}}$ . Суммарное число фоновых событий определяется по формуле:

$$N_{\text{bg}} = L \sum_i \sigma_i \varepsilon_i^{\text{MC}}. \quad (2.22)$$

Так как сечение изучаемого процесса вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса существенно выше сечений реакций  $e^+e^- \rightarrow \pi\pi\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ , а также вследствие сильного подавления событий распада  $\phi \rightarrow K_L K_S$  условиями отбора, доля событий фона в этой области мала и составляет около  $1\%$ .

2) Распределение по  $m_{\gamma\gamma}$  в области  $80 \text{ МэВ}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 170 \text{ МэВ}/c^2$  аппроксимировалось суммой двух функций, логарифмическим нормальным распределением  $L(m_{\gamma\gamma})$  (определение этой функции дано в Приложении А) и постоянной  $U(m_{\gamma\gamma})$ :

$$\frac{dN}{dm_{\gamma\gamma}} = N_1 \cdot L(m_{\gamma\gamma}) + N_2 \cdot U(m_{\gamma\gamma}), \quad (2.23)$$

$$N_1 = n_1^{3\pi} + n_1^{\text{bg}}, \quad N_2 = n_2^{3\pi} + n_2^{\text{bg}}, \quad (2.24)$$

$$U(m) = \frac{1}{m_{\text{max}} - m_{\text{min}}}, \quad m_{\text{min}} = 80 \text{ МэВ}/c^2, \quad m_{\text{max}} = 170 \text{ МэВ}/c^2,$$

где  $N_1$  – число событий под логарифмической нормальной функцией, которое делится на две компоненты. Основная компонента это число сигнальных событий  $n_1^{3\pi}$ , вторая компонента – число событий фона  $n_1^{\text{bg}}$  от реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ . Величина  $n_1^{\text{bg}}$  рассчитывается из интегральной светимости, сечения и эффективности регистрации  $4\pi$ , которая определялась с помощью событий полного моделирования этой реакции. Доля событий остальных фоновых процессов не превышает  $0.3\%$  от  $N_1$ .

$N_2$  - число событий в подложке, которое определяется как событиями фоновых процессов  $n_2^{bg}$ , так и сигнальными событиями  $n_2^{3\pi}$ . Основными причинами попадания сигнальных событий в подложку являются неправильно реконструированные  $\gamma$ -кванты от распада  $\pi^0$ , а также замещение потерянного в нечувствительной области детектора низкоэнергетического  $\gamma$ -кванта от  $\pi^0$  шумовым кластером. Число сигнальных событий в подложке определяется по формуле  $n_2^{3\pi} = N_2 - n_2^{bg}$ , где  $n_2^{bg}$  рассчитывается по формуле (2.22).

Далее фиксируется отношение числа сигнальных событий в подложке к числу сигнальных событий под логарифмической нормальной функцией:

$$\alpha = n_2^{3\pi}/n_1^{3\pi}. \quad (2.25)$$

Это отношение (равное 0.069) используется в нашей процедуре вычитания фона для других точек по энергии пучков.

3) Для определения числа сигнальных событий в других точках по энергии пучков распределение по  $m_{\gamma\gamma}$  аппроксимируется функцией (2.23), причём её параметры: среднее значение, ширина и асимметрия фиксируются на оптимальных значениях этих параметров при энергии пучка  $E_{\text{beam}} = 509.8 \text{ МэВ}$ . Для  $i$ -той точки по энергии пучков свободными параметрами были  $N_1^i$  и  $N_2^i$ . Далее число сигнальных и фоновых событий рассчитывалось по формулам:

$$N_{3\pi}^i = (1 + \alpha)(N_1^i - n_1^{bg}(i)), \quad (2.26)$$

$$N_{bg}^i = N_2^i - \alpha(N_1^i - n_1^{bg}(i)) + n_1^{bg}(i), \quad (2.27)$$

где  $n_1^{bg}(i)$  это число событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ , рассчитанное для  $i$ -той энергетической точки. На Рис. 2.12 показаны распределения по  $m_{\gamma\gamma}$  вместе с оптимальными кривыми для нескольких точек по энергии пучков. Число сигнальных и фоновых событий для каждой энергетической точки указано в Табл. 2.1.

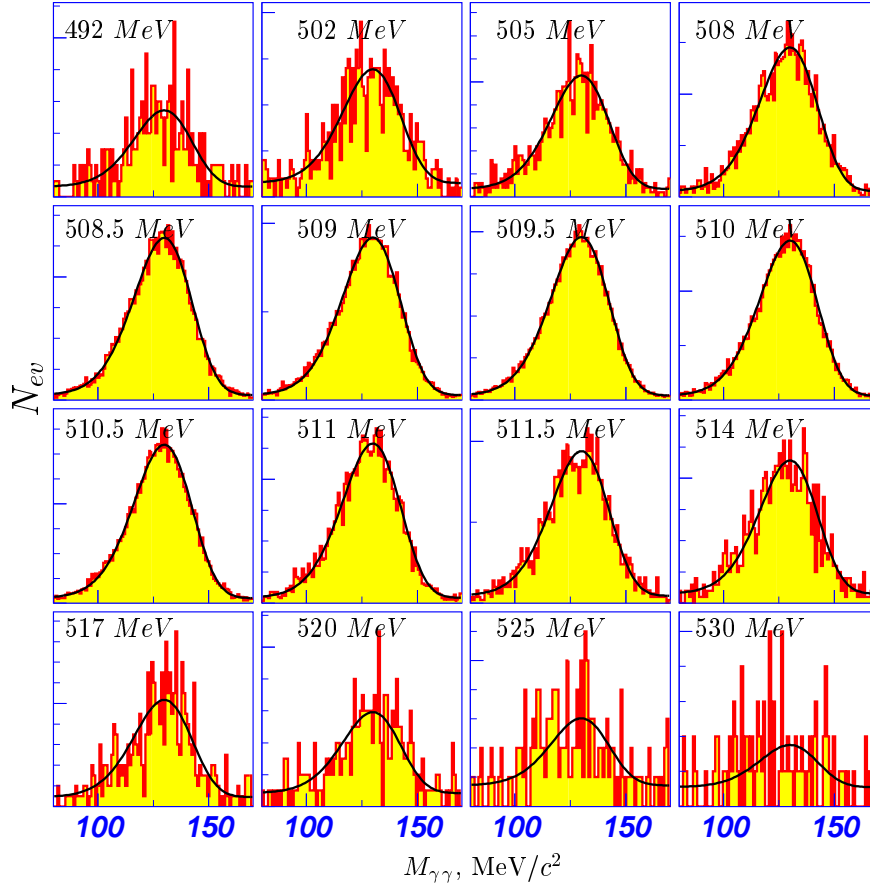


Рис. 2.12. Распределения экспериментальных событий по  $m_{\gamma\gamma}$  для 16-ти энергетических точек. Показана величина  $E_{\text{beam}}$  для каждого распределения.

## 2.4. Эффективность регистрации $\pi^\pm$

Определение поправок к эффективности возможно за счёт использования избыточной экспериментальной информации. Дело в том, что для выделения событий  $3\pi$ , помимо энергии пучков достаточно знать импульсы и углы вылета только двух пионов. Поэтому сигнальные события, в которых были реконструированы два пиона могут быть использованы для определения эффективности.

Для определения эффективности регистрации  $\pi^\pm$  использовались два дополнительных набора событий: события с одним треком и одним  $\pi^0$  (**1TRK** $\pi^0$ ), события с двумя треками и одним  $\pi^0$  (**2TRK** $\pi^0$ ) (к событиям из класса **2TRK** $\pi^0$  применяются более жёсткие критерии отбора, чем к событиям из класса **2T** $\pi^0$ ).

Число событий **2TRK** $\pi^0$ :

$$N_{2\text{trk}} = N_0 \varepsilon(\pi^\pm \pi^0) \varepsilon(\pi^\mp | \pi^\pm \pi^0) = N_0 \varepsilon(\pi^\mp \pi^0) \varepsilon(\pi^\pm | \pi^\mp \pi^0), \quad (2.28)$$

где:

- $N_0$  – полное число  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  событий;
- $\varepsilon(\pi^\pm \pi^0)$  – эффективность регистрации подсистемы  $\pi^\pm \pi^0$ ;
- $\varepsilon(\pi^\mp | \pi^\pm \pi^0)$  – эффективность регистрации  $\pi^\mp$  при условии, что подсистема  $\pi^\pm \pi^0$  была уже зарегистрирована. Эта эффективность может быть записана как  $\varepsilon(\pi^\mp | \pi^\pm \pi^0) = \varepsilon_{\text{rec}}(\mp) \varepsilon_{\text{sel}}(\mp)$ , где:
  - $\varepsilon_{\text{rec}}(\mp)$  – эффективность реконструкции  $\pi^\mp$ ;
  - $\varepsilon_{\text{sel}}(\mp)$  – эффективность условий отбора  $\pi^\mp$ .

Число событий **1TRK** $\pi^0$  (требуется, чтобы направление недостающего импульса, связанного с потерянным треком, удовлетворяло условию  $|\pi/2 - \theta_{\text{missing}}| < 0.67$ ):

$$N_{1\text{trk}} = N_0 \varepsilon(\pi^\pm \pi^0) (1 - \varepsilon_{\text{rec}} \varepsilon_{\text{sel}}) \quad (2.29)$$

Отношение  $N_{1\text{trk}}(\pm)/N_{2\text{trk}}$  позволяет вычислить эффективность регистрации,  $\pi^\mp \epsilon_\mp = \varepsilon_{\text{rec}}(\mp) \varepsilon_{\text{sel}}(\mp)$ , как для экспериментальных данных, так и для событий моделирования. Вводится также поправка к эффективности регистрации одного пиона ( $\pi^\mp$ ) –  $\delta_\mp^{\text{MC}}$ , а также двух пионов –  $\delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}$ :

$$\epsilon_\mp = 1 / \left( 1 + \frac{N_{1\text{trk}}(\pm)}{N_{2\text{trk}}} \right), \quad (2.30)$$

$$\delta_\mp^{\text{MC}} = 1 - \frac{\epsilon_\mp^{\text{EXP}}}{\epsilon_\mp^{\text{MC}}}, \quad (2.31)$$

$$(1 - \delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}) = (1 - \delta_+^{\text{MC}})(1 - \delta_-^{\text{MC}}). \quad (2.32)$$

Как видно из (2.28), (2.29), (2.30)  $\varepsilon(\pi^\pm \pi^0)$  сокращается при вычислении  $\epsilon_\mp$ , поэтому можно применить более жёсткие критерии отбора к одному треку для событий классов **1TRK** $\pi^0$  и **2TRK** $\pi^0$ . Это позволяет гораздо сильнее подавить фон в наборе событий **1TRK** $\pi^0$ .

Для отбора однотрековых событий  $1\text{TRK}\pi^0$  применяются следующие условия:

- Минимальное расстояние от трека до оси пучков в  $R - \varphi$  плоскости  $R_{\min} \leq 0.2$  см, а расстояние от точки трека, ближайшей к оси пучков, до места встречи вдоль оси пучков  $|Z_{\text{trk}}| \leq 5$  см.
- Полярный угол трека и полярный угол недостающего импульса удовлетворяют условию  $|\frac{\pi}{2} - \theta| < 0.67$ ,  $|\frac{\pi}{2} - \theta_{\text{missing}}| < 0.67$ .
- Угол между треком и направлением недостающего импульса удовлетворяет условию  $0.1 < \psi < 3$  для того, чтобы подавить фон от коллинеарных событий ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$ ) и событий  $\gamma$ -конверсии на веществе вакуумной трубы.
- Для того чтобы дополнительно подавить фон от процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  требовалось чтобы отношение энерговыделения в калориметре от заряженной частицы  $E_{\text{cluster}}$  к её импульсу  $P$  удовлетворяло условию  $\frac{E_{\text{cluster}}}{P} < 0.6$ .
- Удельные ионизационные потери заряженной частицы в дрейфовой камере удовлетворяют условию  $dE/dx < 2(dE/dx)_{\text{MIP}}$ , где  $dE/dx_{\text{MIP}}$  - это удельные ионизационные потери минимально ионизирующей частицы. Это условие служит для подавления фоновых событий с заряженными каонами и протонами.
- Для подавления событий с неправильно реконструированными треками и заряженными каонами требовалось, чтобы абсолютная величина импульса заряженной частицы удовлетворяла условию  $160 \text{ МэВ}/c < P_{\text{trk}} < 550 \text{ МэВ}/c$ , а абсолютная величина недостающего импульса  $P_{\text{missing}} > 110 \text{ МэВ}/c$
- Отбираются события, располагающиеся выше нижней границы разрешённой кинематической области системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$ .

- Максимальная энергия фотона удовлетворяет условию  $E_{\gamma\text{max}} < 250 \text{ МэВ}$ , которое позволяет подавить фон от процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ .
- Инвариантная масса зарегистрированного заряженного пиона и недостающего пиона удовлетворяет условию  $M_{\pi,\text{missing}} > 550 \text{ МэВ}/c^2$ , которое служит для подавления фона от реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ .
- $\pi^0$  реконструируется по его распаду на два  $\gamma$ -кванта с порогом по энергии  $E_{\gamma(1,2)} > 30 \text{ МэВ}$  и условием на инвариантную массу  $80 \text{ МэВ}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 170 \text{ МэВ}/c^2$ . Отбираются события, в которых был реконструирован только один  $\pi^0$ -кандидат.

Набор двухтрековых событий ( $2\text{TRK}\pi^0$ ) отбирается согласно критериям ( $2\text{T}\pi^0$ ), однако дополнительно на параметры одного из треков накладываются более жёсткие условия отбора, описанные выше.

Зависимость поправки к эффективности регистрации двух треков  $\delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}$  от энергии пучков вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса показана на Рис. 2.13. Эти

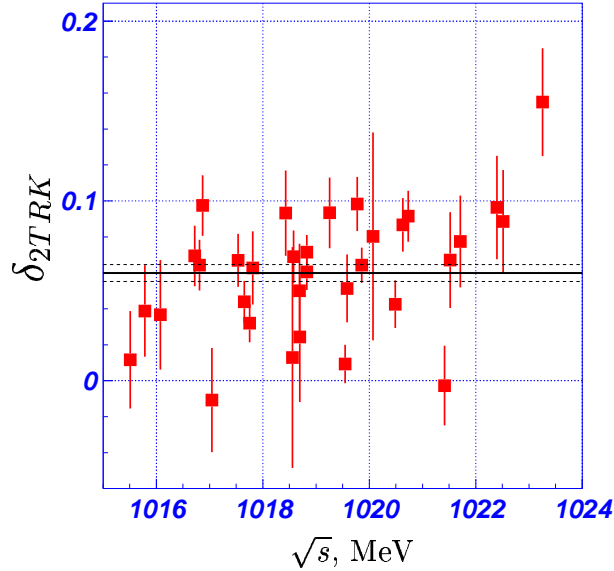


Рис. 2.13. Зависимость поправки к эффективности регистрации двух треков  $\delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}$  от энергии пучков. Показано также среднее значение поправки равное  $(5.9 \pm 1.5)\%$ .

поправки приведены также в Табл. 2.2. Как видно из Рис. 2.13  $\delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}$  изменя-

ется в широких пределах приблизительно от 0% до 15%. В области энергии  $1011 \text{ МэВ} < 2E_{\text{beam}} < 1027 \text{ МэВ}$  эта поправка рассчитывается и применяется при вычислении эффективности в каждой энергетической точке. Погрешность поправки определяется в основном статистической ошибкой числа однострековых событий  $1\text{TRK}\pi^0$ . Несмотря на невысокую точность определения поправки для разных точек по энергии пучков, её вклад в относительную неопределённость полной эффективности регистрации составляет  $1 \div 2\%$ , что обуславливается малостью самой поправки.

## 2.5. Эффективность регистрации $\pi^0$

Для определения поправки к эффективности регистрации  $\pi^0$ ,  $\delta_{\pi^0}^{\text{MC}}$ , использовали два набора событий: события  $2\text{T}\pi^0$ , а также двухтрековые события, для которых условия отбора  $\pi^0$  не применялись ( $2\text{T}$ ).

Число событий  $2\text{T}\pi^0$  определяется выражением:

$$N_{3\pi} = N_0 \varepsilon(\pi^+\pi^-) \varepsilon(\pi^0|\pi^+\pi^-), \quad (2.33)$$

где:

- $N_0$  – число рождённых  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  событий;
- $\varepsilon(\pi^+\pi^-)$  – эффективность регистрации  $\pi^+\pi^-$  подсистемы;
- $\varepsilon(\pi^0|\pi^+\pi^-)$  – эффективность регистрации  $\pi^0$  при условии, что  $\pi^+\pi^-$  подсистема была уже зарегистрирована.

Число двухтрековых событий ( $2\text{T}$ ):

$$N_{\pi^+\pi^-} = N_0 \varepsilon(\pi^+\pi^-). \quad (2.34)$$

В результате получим:

$$\epsilon_{\pi^0} = \varepsilon(\pi^0|\pi^+\pi^-) = N_{3\pi}/N_{\pi^+\pi^-}. \quad (2.35)$$

Таблица 2.2: Поправки к эффективности регистрации  
 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

№	$E_{\text{beam}}$ , МэВ	$\delta_+^{\text{MC}}$ , %	$\delta_-^{\text{MC}}$ , %	$\delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}$ , %	$\delta_{\pi^0}^{\text{MC}}$ , %	$\delta^{\text{MC}}$ , %
1	509.347 ± 0.016	2.2 ± 2.6	0.1 ± 2.5	2.4 ± 3.6	7.0 ± 3.8	9.2 ± 5.0
2	509.279 ± 0.028	-0.1 ± 4.0	1.4 ± 4.6	1.2 ± 6.1	7.3 ± 6.2	8.5 ± 8.3
3	492.010 ± 0.300	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
4	502.000 ± 0.300	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
5	505.299 ± 0.060	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
6	508.038 ± 0.012	2.9 ± 2.2	0.6 ± 2.1	3.6 ± 3.0	4.0 ± 3.3	7.6 ± 4.3
7	508.434 ± 0.011	5.4 ± 1.2	4.5 ± 1.2	9.7 ± 1.6	6.1 ± 1.8	15.2 ± 2.2
8	508.906 ± 0.011	2.3 ± 1.4	4.0 ± 1.5	6.2 ± 2.0	5.6 ± 2.1	11.5 ± 2.8
9	509.628 ± 0.017	3.1 ± 1.3	6.3 ± 1.5	9.3 ± 1.9	8.5 ± 1.9	17.0 ± 2.5
10	508.769 ± 0.007	1.7 ± 1.0	5.0 ± 1.1	6.7 ± 1.4	7.3 ± 1.5	13.5 ± 2.0
11	509.216 ± 0.008	3.4 ± 1.6	6.1 ± 1.8	9.3 ± 2.3	7.5 ± 2.4	16.1 ± 3.1
12	509.289 ± 0.004	2.5 ± 1.0	4.4 ± 1.1	6.8 ± 1.4	5.2 ± 1.5	11.7 ± 1.9
13	509.345 ± 0.010	2.0 ± 1.8	3.0 ± 1.9	4.9 ± 2.6	6.0 ± 2.7	10.7 ± 3.6
14	509.792 ± 0.006	2.1 ± 1.3	3.0 ± 1.4	5.1 ± 1.8	3.9 ± 2.0	8.9 ± 2.6
15	509.888 ± 0.008	3.9 ± 1.0	6.1 ± 1.1	9.8 ± 1.5	2.1 ± 1.6	11.8 ± 2.0
16	510.316 ± 0.007	3.6 ± 1.0	5.1 ± 1.1	8.6 ± 1.4	0.0 ± 1.6	8.5 ± 2.1
17	510.760 ± 0.010	2.3 ± 1.8	4.4 ± 2.0	6.7 ± 2.6	1.4 ± 2.8	8.0 ± 3.7
18	511.199 ± 0.008	3.6 ± 2.0	6.2 ± 2.2	9.6 ± 2.8	14.4 ± 2.7	22.7 ± 3.4
19	513.730 ± 0.032	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
20	516.721 ± 0.100	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
21	519.782 ± 0.043	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
22	529.803 ± 0.072	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
23	505.217 ± 0.060	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
24	507.892 ± 0.012	1.4 ± 1.7	2.4 ± 1.8	3.8 ± 2.5	5.6 ± 2.7	9.3 ± 3.6
25	508.362 ± 0.007	3.7 ± 1.2	3.2 ± 1.2	6.9 ± 1.6	10.0 ± 1.7	16.2 ± 2.1
26	508.827 ± 0.004	1.9 ± 0.8	2.5 ± 0.8	4.3 ± 1.1	7.8 ± 1.2	11.9 ± 1.5
27	509.414 ± 0.005	3.2 ± 0.6	4.0 ± 0.7	7.1 ± 0.9	5.4 ± 1.0	12.1 ± 1.3
28	509.929 ± 0.002	3.1 ± 0.7	3.3 ± 0.7	6.4 ± 0.9	4.9 ± 1.0	11.0 ± 1.3
29	510.366 ± 0.070	4.5 ± 1.0	4.8 ± 1.0	9.1 ± 1.4	4.1 ± 1.5	12.9 ± 1.9
30	510.855 ± 0.050	2.1 ± 1.7	5.7 ± 1.9	7.7 ± 2.5	2.9 ± 2.8	10.4 ± 3.5
31	511.629 ± 0.011	8.0 ± 2.2	8.0 ± 2.3	15.4 ± 3.0	14.0 ± 2.8	27.3 ± 3.5
32	514.061 ± 0.018	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
33	516.960 ± 0.028	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
34	519.875 ± 0.063	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3
35	525.046 ± 0.059	2.4 ± 0.8	3.5 ± 0.9	5.9 ± 1.5	5.5 ± 1.5	11.3 ± 2.3



36	$502.000 \pm 0.300$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
37	$492.000 \pm 0.300$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
38	$502.000 \pm 0.300$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
39	$505.020 \pm 0.300$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
40	$507.756 \pm 0.060$	$-1.7 \pm 1.7$	$2.8 \pm 2.0$	$1.1 \pm 2.7$	$7.1 \pm 2.8$	$8.2 \pm 3.7$
41	$508.406 \pm 0.050$	$3.9 \pm 1.0$	$2.6 \pm 1.0$	$6.4 \pm 1.4$	$8.2 \pm 1.4$	$14.1 \pm 1.8$
42	$508.878 \pm 0.004$	$0.8 \pm 0.7$	$2.3 \pm 0.7$	$3.1 \pm 1.0$	$6.3 \pm 1.1$	$9.3 \pm 1.4$
43	$509.415 \pm 0.005$	$2.6 \pm 0.7$	$3.4 \pm 0.7$	$6.0 \pm 1.0$	$6.7 \pm 1.0$	$12.4 \pm 1.3$
44	$509.774 \pm 0.006$	$-0.3 \pm 0.7$	$1.3 \pm 0.7$	$0.9 \pm 1.0$	$4.5 \pm 1.1$	$5.4 \pm 1.5$
45	$510.244 \pm 0.005$	$0.7 \pm 0.9$	$3.5 \pm 0.9$	$4.2 \pm 1.3$	$0.4 \pm 1.4$	$4.7 \pm 1.9$
46	$510.707 \pm 0.007$	$0.4 \pm 1.5$	$-0.7 \pm 1.5$	$-0.2 \pm 2.2$	$2.0 \pm 2.4$	$1.8 \pm 3.2$
47	$511.258 \pm 0.017$	$2.2 \pm 2.0$	$6.7 \pm 2.2$	$8.8 \pm 2.8$	$1.1 \pm 3.0$	$9.8 \pm 4.0$
48	$513.735 \pm 0.020$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
49	$516.691 \pm 0.026$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
50	$519.708 \pm 0.043$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
51	$524.617 \pm 0.061$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
52	$529.503 \pm 0.080$	$2.4 \pm 0.8$	$3.5 \pm 0.9$	$5.9 \pm 1.5$	$5.5 \pm 1.5$	$11.3 \pm 2.3$
53	$508.521 \pm 0.040$	$-0.7 \pm 1.9$	$-0.3 \pm 2.0$	$-1.0 \pm 2.8$	$-3.0 \pm 3.4$	$-4.1 \pm 4.5$
54	$510.035 \pm 0.040$	$4.8 \pm 4.2$	$3.3 \pm 4.2$	$8.0 \pm 5.7$	$4.2 \pm 6.2$	$11.9 \pm 7.9$

Величина  $\epsilon_{\pi^0}$  может быть определена как из моделирования, так и из экспериментальных данных, таким образом поправка к эффективности регистрации  $\pi^0$  будет равна:

$$\delta_{\pi^0}^{\text{MC}} = 1 - \epsilon_{\pi^0}^{\text{EXP}} / \epsilon_{\pi^0}^{\text{MC}}. \quad (2.36)$$

Зависимость поправки к эффективности регистрации  $\pi^0$ ,  $\delta_{\pi^0}^{\text{MC}}$ , от энергии пучков вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса показана на Рис. 2.14. Эти поправки приведены также в Табл. 2.2. Как видно из Рис. 2.14  $\delta_{\pi^0}^{\text{MC}}$  изменяется в широких пределах приблизительно от 0% до 15%. Несмотря на невысокую относительную погрешность поправки для разных точек по энергии пучков, её вклад в относительную неопределённость полной эффективности регистрации составляет  $1 \div 2\%$ , что обуславливается малостью самой поправки.

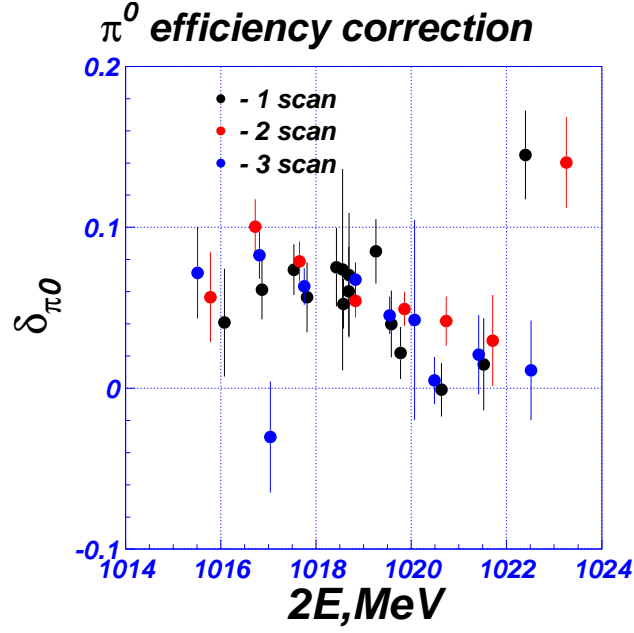


Рис. 2.14. Зависимость  $\delta_{\pi^0}^{\text{MC}}$  от энергии пучков вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса.

## 2.6. Определение полной поправки к эффективности регистрации $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Полная поправка к эффективности регистрации,  $\delta^{\text{MC}}$ , определяется по формуле:

$$(1 - \delta^{\text{MC}}) = (1 - \delta_-^{\text{MC}})(1 - \delta_+^{\text{MC}})(1 - \delta_{\pi^0}^{\text{MC}}) = (1 - \delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}})(1 - \delta_{\pi^0}^{\text{MC}}). \quad (2.37)$$

Величина  $\delta^{\text{MC}}$  для разных точек по энергии пучков приведена в Табл. 2.2. Как видно из Табл. 2.2  $\delta^{\text{MC}}$  изменяется в широких пределах приблизительно от 0% до 30%. Погрешность  $\delta^{\text{MC}}$  определяется погрешностью измерения  $\delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}$  и  $\delta_{\pi^0}^{\text{MC}}$ , а её вклад в относительную неопределённость полной эффективности регистрации составляет  $2 \div 3\%$ . Для экспериментальных данных, набранных при энергии  $2E_{\text{beam}} < 1011$  МэВ и  $2E_{\text{beam}} > 1027$  МэВ (на краях  $\phi$ -мезонного резонанса), где статистики недостаточно для определения как  $\delta_{2\text{trk}}^{\text{MC}}$ , так и  $\delta_{\pi^0}^{\text{MC}}$  с нужной точностью, было использовалось усреднённое значение  $\delta^{\text{MC}}$ , равное  $(11.3 \pm 2.3)\%$ . На Рис. 2.15 показано распределение по величине  $\delta^{\text{MC}}$  для разных точек по энергии пучков вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса. Из этого

рисунка видно, что поправки в основном группируются вокруг оптимального значения, равного  $(10.9 \pm 0.8)\%$ , со среднеквадратичным разбросом, равным  $(2.3 \pm 0.9)\%$ .

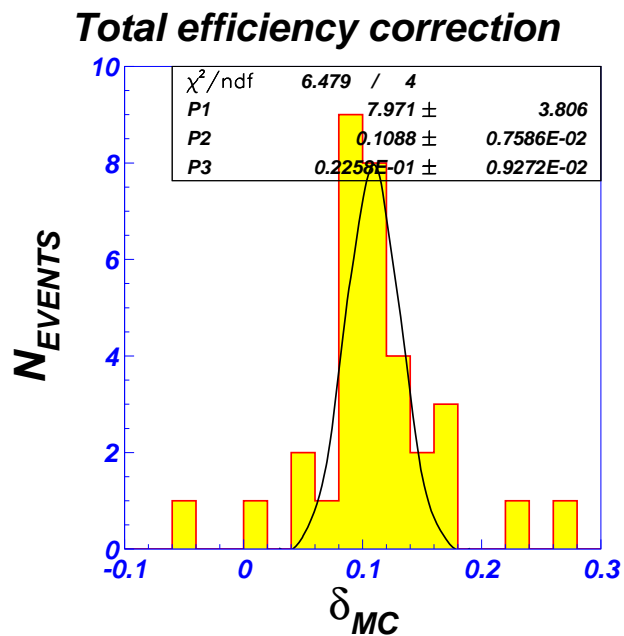
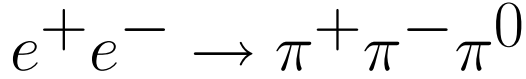


Рис. 2.15. Распределение по величине  $\delta^{\text{MC}}$  для разных точек по энергии пучков вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса.

## Глава 3.

# Сечение реакции



### 3.1. Определение сечения изучаемого процесса

Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в борновском приближении определяется выражением:

$$\sigma_{3\pi} = \sigma_{\text{obs}} / (1 + \delta_{\text{rad}}) = \frac{N_{3\pi}}{L \varepsilon_{\text{trig}} \varepsilon_{3\pi}^{\text{MC}} (1 + \delta_{\text{rad}}) (1 + \delta_{\text{wid}}) (1 - \delta^{\text{MC}})}, \quad (3.1)$$

где:  $N_{3\pi}$  – число отобранных  $3\pi$  событий,  $L$  – интегральная светимость,  $\varepsilon_{\text{trig}}$  – эффективность триггера,  $\varepsilon_{3\pi}^{\text{MC}}$  – эффективность регистрации  $3\pi$  событий,  $\delta_{\text{rad}}$  – поправка, связанная с излучением фотонов начальными электроном и позитроном (т.н. радиационная поправка),  $\delta_{\text{wid}}$  – поправка, учитывающая влияние разброса энергии частиц в пучке (см. Приложение Б),  $\delta^{\text{MC}}$  – поправка к эффективности. Наблюдаемое сечение  $\sigma_{\text{obs}}$  представляет из себя сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  с учётом излучения фотонов начальными  $e^-$  и  $e^+$ . Именно это сечение измеряется в эксперименте, тогда как вычисление борновского сечения требует знания радиационной поправки  $\delta_{\text{rad}}$ , которая зависит от  $\sigma_{3\pi}$ . Таким образом значения борновского сечения в разных точках по энергии являются коррелированными.

Все величины, необходимые для вычисления сечения, приведены в Табл. 2.1, 2.2 и 3.1.

Таблица 3.1: Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Эффективность регистрации из моделирования  $\varepsilon_{3\pi}^{\text{MC}} = (4.71 \pm 0.02)\%$ .  $L$  – светимость;  $\varepsilon_{\text{trig}}$  – эффективность триггера, её ошибка не превышает 0.1% для всех точек по энергии пучков;  $\delta_{\text{wid}}$  – поправка, учитывающая влияние разброса энергии частиц в пучке, её ошибка не превышает 0.1% для всех точек по энергии пучков;  $\delta_{\text{rad}}$  – радиационная поправка;  $\sigma_{\text{obs}}$  – наблюдаемое сечение;  $\sigma_{3\pi}$  – борновское сечение.

№	$E_{\text{beam}}$ , МэВ	$L$ , нб $^{-1}$	$\varepsilon_{\text{trig}}$ , %	$\delta_{\text{wid}}$	$\delta_{\text{rad}}$	$\sigma_{\text{obs}}$ , нб	$\sigma_{3\pi}$ , нб
1	509.347 ± 0.016	29.91±0.31	99.1	−3.8	−0.2678±0.0011	449.35±34.91	613.72±47.78
2	509.279 ± 0.028	9.25±0.17	99.1	−3.4	−0.2708±0.0010	447.47±60.03	613.67±82.61
3	492.010 ± 0.300	110.54±0.55	99.6	0.0	−0.1312±0.0010	16.52± 2.55	19.01± 2.94
4	502.000 ± 0.300	115.50±0.62	98.8	0.1	−0.1824±0.0009	21.73± 3.29	26.58± 4.26
5	505.299 ± 0.060	165.12±0.78	98.9	0.4	−0.2191±0.0007	47.77± 3.73	61.17± 4.92
6	508.038 ± 0.012	111.62±0.68	98.0	1.8	−0.2681±0.0004	171.75±11.05	234.66±15.27
7	508.434 ± 0.011	237.80±0.95	98.2	1.6	−0.2750±0.0004	264.92± 9.70	365.45±13.70
8	508.906 ± 0.011	111.13±1.00	98.3	−0.5	−0.2784±0.0007	356.99±16.04	494.74±22.56
9	509.628 ± 0.017	126.76±0.71	99.1	−3.7	−0.2484±0.0012	459.51±18.88	611.44±25.23
10	508.769 ± 0.007	253.78±0.95	98.3	0.4	−0.2784±0.0006	334.98±10.57	464.25±14.86
11	509.216 ± 0.008	75.27±0.51	99.1	−3.0	−0.2730±0.0009	452.68±22.81	622.74±31.47
12	509.289 ± 0.004	234.92±0.91	99.1	−3.5	−0.2704±0.0010	447.12±13.42	612.83±18.43
13	509.345 ± 0.010	67.83±0.49	99.1	−3.8	−0.2678±0.0010	433.91±23.73	592.69±32.47
14	509.792 ± 0.006	117.34±0.66	99.1	−2.5	−0.2317±0.0014	460.68±18.25	599.69±23.83
15	509.888 ± 0.008	227.89±0.98	99.8	−1.5	−0.2201±0.0014	434.95±13.39	557.75±17.36
16	510.316 ± 0.007	224.74±0.92	99.7	1.9	−0.1546±0.0021	322.96±10.44	382.04±12.58
17	510.760 ± 0.010	117.25±0.66	99.8	3.0	−0.0676±0.0035	216.75±11.81	232.47±12.83
18	511.199 ± 0.008	163.78±0.79	99.8	2.8	0.0323±0.0055	163.97± 9.72	158.84± 9.50
19	513.730 ± 0.032	180.87±0.82	99.8	1.1	0.9649±0.0525	37.30± 3.06	18.98± 1.65
20	516.721 ± 0.100	152.85±0.75	99.3	0.7	3.687± 0.566	17.15± 2.07	3.66± 0.62
21	519.782 ± 0.043	126.89±0.73	99.5	0.7	13.82± 2.59	11.20± 1.87	0.81± 0.20
22	529.803 ± 0.072	179.81±0.87	99.6	0.0	16.12± 16.12	3.52± 1.55	0.20± 0.20
23	505.217 ± 0.060	157.41±0.75	98.9	0.4	−0.2179±0.0006	52.12± 3.75	66.65± 4.93
24	507.892 ± 0.012	142.25±0.71	98.0	1.7	−0.2652±0.0004	169.64± 9.38	230.87±12.91
25	508.362 ± 0.007	269.42±0.98	98.2	1.7	−0.2739±0.0004	246.59± 8.80	339.65±12.26
26	508.827 ± 0.004	433.23±1.25	98.3	0.1	−0.2785±0.0006	336.58± 8.23	466.54±11.50
27	509.414 ± 0.005	579.24±1.47	99.1	−4.0	−0.2642±0.0011	460.78± 9.04	626.24±12.33
28	509.929 ± 0.002	582.46±1.53	99.8	−1.1	−0.2149±0.0014	414.82± 8.30	528.37±10.64
29	510.366 ± 0.070	351.00±1.20	99.7	2.2	−0.1458±0.0023	304.01± 8.91	355.90±24.00
30	510.855 ± 0.050	156.80±0.82	99.8	3.0	−0.0470±0.0037	181.77± 9.69	190.74±13.57
31	511.629 ± 0.011	227.48±1.01	99.3	2.4	0.1448±0.0083	119.89± 7.58	104.72± 6.69
32	514.061 ± 0.018	178.05±0.85	99.8	1.0	1.1485±0.0620	32.23± 2.90	15.00± 1.42
33	516.960 ± 0.028	163.09±0.82	99.3	0.7	4.0683±0.6341	16.53± 2.02	3.26± 0.57
34	519.875 ± 0.063	178.59±0.82	99.5	0.7	13.34± 2.81	12.64± 1.84	0.88± 0.21
35	525.046 ± 0.059	210.27±0.90	98.7	3.0	54.76± 54.76	5.62± 1.43	0.10± 0.10

36	502.000 ± 0.300	168.29±0.76	98.8	0.1	-0.1824±0.0009	29.35± 2.88	35.90± 3.79
37	492.000 ± 0.300	194.78±0.79	99.6	0.0	-0.1311±0.0010	14.27± 1.93	16.43± 2.22
38	502.000 ± 0.300	158.57±0.70	98.8	0.1	-0.1824±0.0009	28.32± 2.94	34.64± 3.86
39	505.020 ± 0.300	163.42±0.72	98.9	0.4	-0.2152±0.0007	47.02± 3.73	59.92± 7.20
40	507.756 ± 0.060	144.69±0.67	98.0	1.6	-0.2624±0.0004	151.72± 8.77	205.71±14.65
41	508.406 ± 0.050	402.70±1.15	98.2	1.6	-0.2746±0.0005	259.70± 7.60	358.05±17.39
42	508.878 ± 0.004	462.62±1.23	98.3	-0.3	-0.2785±0.0007	358.41± 8.08	496.77±11.31
43	509.415 ± 0.005	415.08±1.23	99.1	-4.0	-0.2641±0.0011	468.55±10.03	636.74±13.67
44	509.774 ± 0.006	401.18±1.14	99.1	-2.6	-0.2338±0.0014	458.07± 9.93	597.86±13.08
45	510.244 ± 0.005	318.17±1.05	99.7	1.5	-0.1671±0.0019	329.95± 9.03	396.19±10.98
46	510.707 ± 0.007	174.65±0.76	99.8	3.0	-0.0788±0.0033	195.80± 8.98	212.55± 9.89
47	511.258 ± 0.017	156.43±0.72	99.3	2.8	0.0466±0.0058	124.46± 7.81	118.91± 7.70
48	513.735 ± 0.020	210.87±0.87	99.8	1.1	0.9675±0.0501	36.71± 2.72	18.65± 1.47
49	516.691 ± 0.026	203.74±0.84	99.3	0.7	3.6413±0.5563	17.76± 2.12	3.82± 0.64
50	519.708 ± 0.043	147.07±0.75	99.5	0.7	12.43± 2.59	7.10± 1.88	0.52± 0.17
51	524.617 ± 0.061	106.68±0.63	98.7	4.6	56.94± 56.94	8.34± 2.01	0.14± 0.14
52	529.503 ± 0.080	59.73±0.48	99.6	0.0	17.35± 17.35	8.97± 2.37	0.48± 0.47
53	508.521 ± 0.040	73.70±0.48	98.2	1.4	-0.2762±0.0005	255.06±15.33	352.44±24.37
54	510.035 ± 0.040	15.07±0.22	99.8	-0.1	-0.2000±0.0016	409.74±48.82	512.23±62.52

## 3.2. Эффективность триггера

Детектор КМД-2 располагает двумя независимыми триггерными подсистемами: системой нейтрального триггера (НТ) для запуска оцифровки данных с детектора с использованием информации с электромагнитного калориметра, и системой заряженного триггера (ЗТ) для запуска оцифровки с использованием информации с трековой подсистемы детектора (Z-камеры и дрейфовой камеры).

Во время набора экспериментальных данных обе подсистемы были включены в триггер по схеме ЗТ **ИЛИ** НТ. Поэтому эффективность триггера  $\varepsilon_{\text{trig}}$  можно записать в виде:

$$\varepsilon_{\text{trig}} = 1 - (1 - \varepsilon_{\text{НТ}})(1 - \varepsilon_{\text{ЗТ}}), \quad (3.2)$$

где:  $\varepsilon_{\text{НТ}}$  – вероятность срабатывания НТ,  $\varepsilon_{\text{ЗТ}}$  – вероятность срабатывания ЗТ, причём  $\varepsilon_{\text{НТ}}$  и  $\varepsilon_{\text{ЗТ}}$  слабо коррелируют между собой.

Вероятность срабатывания одной подсистемы можно определить с помощью набора экспериментальных данных, для которых запуск детектора осуществлялся второй подсистемой триггера. Зная число событий, где сработал

нейтральный триггер  $N(\text{НТ})$ , заряженный триггер  $N(\text{ЗТ})$ , и где сработали оба триггера  $N(\text{НТ И ЗТ})$  можно вычислить вероятности:

$$\varepsilon_{\text{НТ}} = N(\text{НТ И ЗТ})/N(\text{ЗТ}),$$

$$\varepsilon_{\text{ЗТ}} = N(\text{НТ И ЗТ})/N(\text{НТ}).$$

На Рис. 3.1 показана экспериментальная эффективность триггера для разных точек по энергии пучков. Эффективность триггера приведена также в Табл. 3.1. Как видно из Рис. 3.1,  $\varepsilon_{\text{trig}}$  близка к 100% для всех точек по энергии.

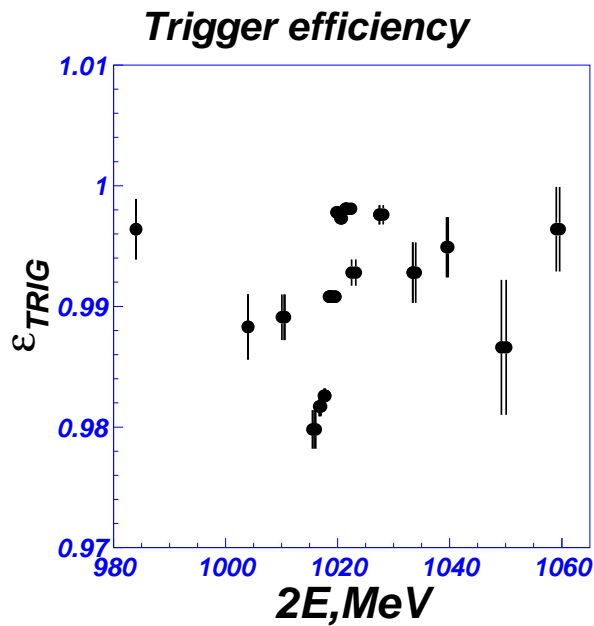


Рис. 3.1. Эффективность триггера, определённая из экспериментальных данных, для разных точек по энергии пучков.

### 3.3. Аппроксимация наблюдаемого сечения

Для измерения борновского сечения  $\sigma_{3\pi}$  необходимо правильно рассчитать поправку, связанную с излучением фотонов начальными электроном и позитроном  $\delta_{\text{rad}}$ . Расчёт радиационных поправок проводится согласно работе [76]. В ней предполагается, что начальные электрон и позитрон испускают фотонные струи вдоль своего движения. В этом случае наблюдаемое сечение связано с борновским сечением согласно формуле:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{obs}}(s) &= \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 D(x_1, s) D(x_2, s) \sigma_{3\pi}(s(1-x_1)(1-x_2)) \varepsilon(x_1, x_2) = \\ &= (1 + \delta_{\text{rad}}(s)) \sigma_{3\pi}(s),\end{aligned}\quad (3.3)$$

где:  $\delta_{\text{rad}}(s)$  это радиационная поправка, приведённая в Табл. 3.1,

- $D(x_{1,2}, s)$  – функция вероятности испускания начальным  $e^\pm$  фотонной струи, уносящей долю энергии  $x_{1,2} = \frac{2E_{\gamma_{1,2}}}{\sqrt{s}}$ ;
- $\sigma_{3\pi}(s(1-x_1)(1-x_2))$  – борновское сечение в зависимости от энергии в новой системе центра масс;
- $\varepsilon(x_1, x_2)$  – функция эффективности, которая определяется как эффективность регистрации  $\pi^+\pi^-\pi^0$  после испускания фотонных струй, нормированная на эффективность при  $x_1 = x_2 = 0$ .

На Рис. 3.2 показана функция эффективности  $\varepsilon(x_1, x_2)$ , которая затабулирована по  $10^6$  событиям моделирования  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  с учётом испускания фотонов начальными электроном и позитроном.

Аппроксимация проводилась путём минимизации функции  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{54} \frac{(\sigma_{\text{obs}}^{\text{exp}}(s_i) - \sigma_{\text{obs}}^{\text{calc}}(s_i))^2}{\Delta_{\text{exp}}^2(s_i)},\quad (3.4)$$

где:  $\sigma_{\text{obs}}^{\text{exp}}(s_i)$  – экспериментально измеренное наблюдаемое сечение в  $i$ -ой энергетической точке ( $s_i = 4E_{\text{beam}}^2(i)$ ),  $\sigma_{\text{obs}}^{\text{calc}}(s_i)$  – расчётное значение наблюдаемого сечения в  $i$ -ой энергетической точке, которое определяется выражением (3.3),  $\Delta_{\text{exp}}(s_i)$  – ошибка  $\sigma_{\text{obs}}^{\text{exp}}(s_i)$ . В Табл. 3.2 приведены результаты двух аппроксимаций. В обоих случаях масса  $\phi$ -мезона, его ширина  $\Gamma_\phi$  и величина сечения в пике  $\sigma_{\phi \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}}$  были свободными параметрами. Точность измерения наблюдаемого сечения не позволяет сделать свободными одновременно фазу  $\phi - \omega$ -интерференции  $\varphi_{\phi-\omega}$  и амплитуду  $A_{\text{add}}$ . Таким образом, в первом случае свободной выбирается фаза  $\varphi_{\phi-\omega}$  (при этом значение  $A_{\text{add}}$  фиксируется



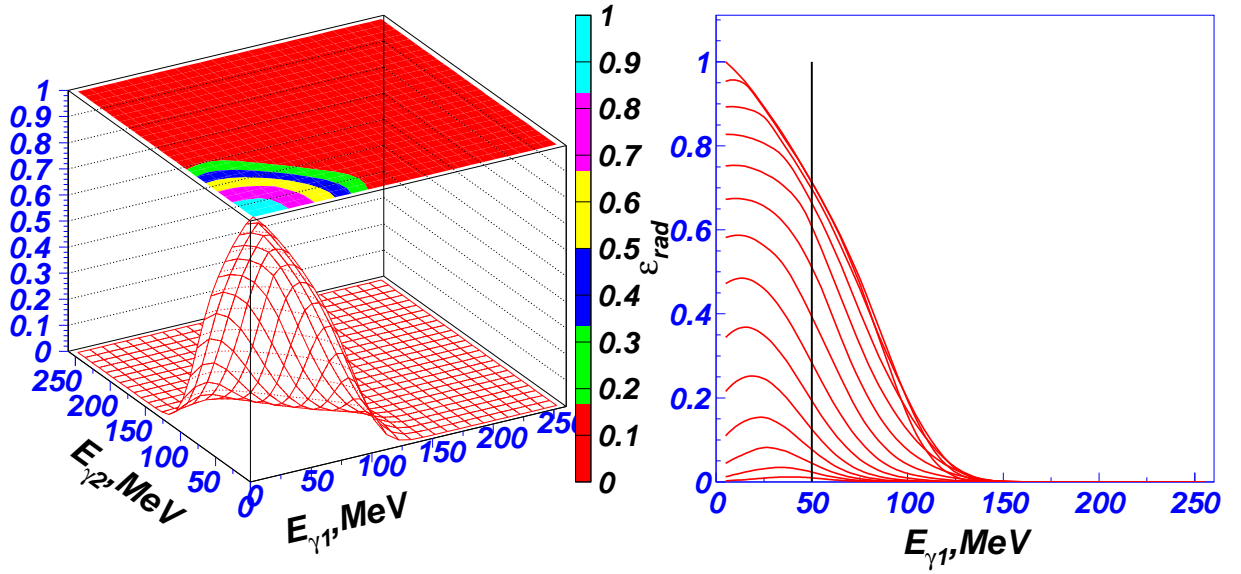


Рис. 3.2. Эффективность  $\varepsilon(x_1, x_2)$  как функция от энергии  $\gamma$ -квантов (слева). Зависимость эффективности от энергии первого  $\gamma$ -кванта при фиксированной энергии второго  $\gamma$ -кванта.

Таблица 3.2. Результаты аппроксимации наблюдаемого сечения.

Параметры	Аппроксимация 1	Аппроксимация 2
$m_\phi$ , МэВ/ $c^2$	$1019.30 \pm 0.02$	$1019.33 \pm 0.03$
$\Gamma_\phi$ , МэВ	$4.30 \pm 0.06$	$4.26 \pm 0.06$
$\varphi_{\phi-\omega}^\circ$	$167 \pm 14$	180-фиксир.
$\sigma_{\phi \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}}$ , нб	$637 \pm 23$	$658 \pm 7$
$A_{\text{add}}$ , нб $^{1/2}$ /МэВ $^2$	0-фиксир.	$22 \pm 8$
$\chi^2/N_{\text{df}}$	57.0/50	51.8/50
$P(\chi^2)$ , %	23	40

в 0). Во втором случае значение фазы фиксируется в  $180^\circ$ , а  $A_{\text{add}}$  становится свободным параметром. Остальные параметры зафиксированы на их среднемировых значениях с учётом ошибок, они приведены в Табл. 3.3 [77]. Из Табл. 3.2 видно, что экспериментальные данные хорошо описываются суммой амплитуд, соответствующих  $\phi$  и  $\omega$  резонансам, причём сечение в изучаемом диапазоне энергии в пределах ошибок не чувствительно ко вкла-

Таблица 3.3. Зафиксированные параметры  $\omega$  и  $\phi$ -мезона.

$\omega(782)$	$M = 782.59 \pm 0.11 \text{ МэВ}/c^2$	$\Gamma = 8.49 \pm 0.08 \text{ МэВ}$	$\sigma_{\omega \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}} = 1524 \pm 24 \text{ нб.}$
	$\mathcal{B}(3\pi) = 0.891 \pm 0.007$	$\mathcal{B}(\pi\gamma) = 0.0892 \pm 0.0026$	$\mathcal{B}(2\pi) = 0.017 \pm 0.003$
$\phi(1020)$	$\mathcal{B}(K^+K^-) = 0.491 \pm 0.006$	$\mathcal{B}(K_S K_L) = 0.340 \pm 0.005$	
	$\mathcal{B}(\eta\gamma) = 0.01295 \pm 0.00025$		

ду от вышележащих резонансов  $A_{\text{add}}$ . Поэтому в качестве основной была выбрана аппроксимация 1. На Рис. 3.3 показано наблюдаемое сечение в зависимости от энергии в с.ц.м. вместе с оптимальной кривой, полученной в результате этой аппроксимации. Для определения борновского сечения по-

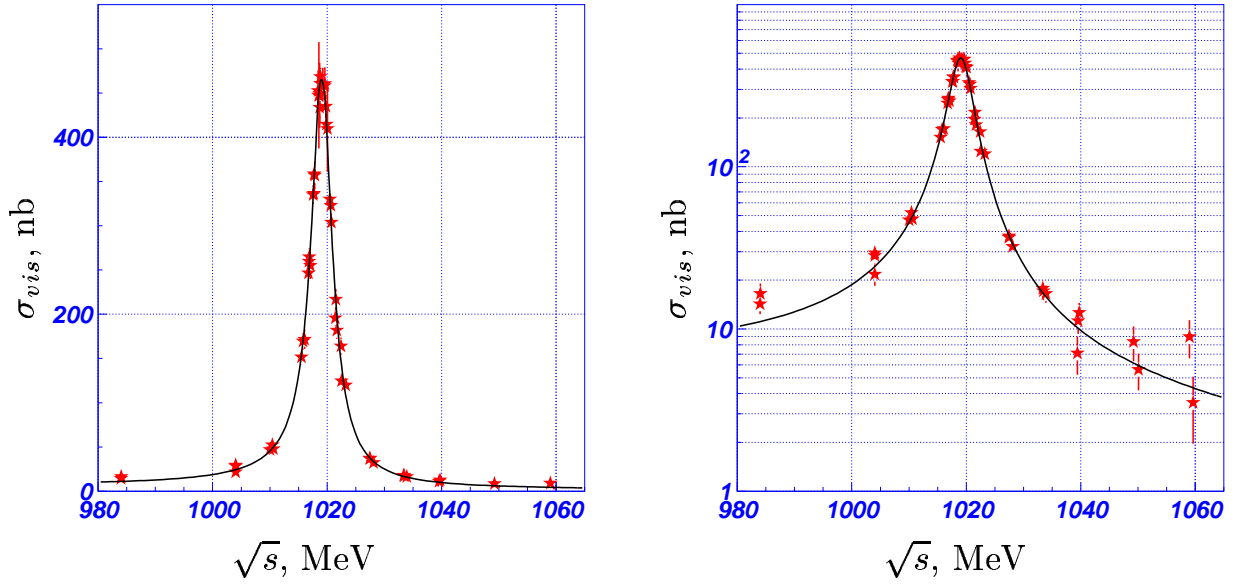


Рис. 3.3. Наблюдаемое сечение вместе с оптимальной кривой: слева - линейная шкала сечения, справа - логарифмическая шкала.

сле аппроксимации вычислялась радиационная поправка согласно (3.3) а затем определялось борновское сечение:

$$\sigma_{3\pi}(s) = \sigma_{\text{obs}}(s)/(1 + \delta_{\text{rad}}(s)). \quad (3.5)$$

Для вычисления неопределённости  $\delta_{\text{rad}}(s)$  в каждой энергетической точке

проводилось специальное моделирование, в котором параметры аппроксимации разыгрывались 10000 раз вблизи их оптимальных значений с учётом их ошибок. Для каждого набора разыгранных параметров вычислялась радиационная поправка. Полученное распределение по величине радиационной поправки аппроксимировалось гауссовой функцией и находилась ошибка  $\delta_{\text{rad}}(s)$ . Следует отметить, что неопределённость  $\delta_{\text{rad}}$  в области энергий  $\sqrt{s} = 1050 \div 1060$  МэВ (область провала в борновском сечении) может составлять 100% и более. На Рис. 3.4 показано борновское сечение вместе с оптимальной кривой.

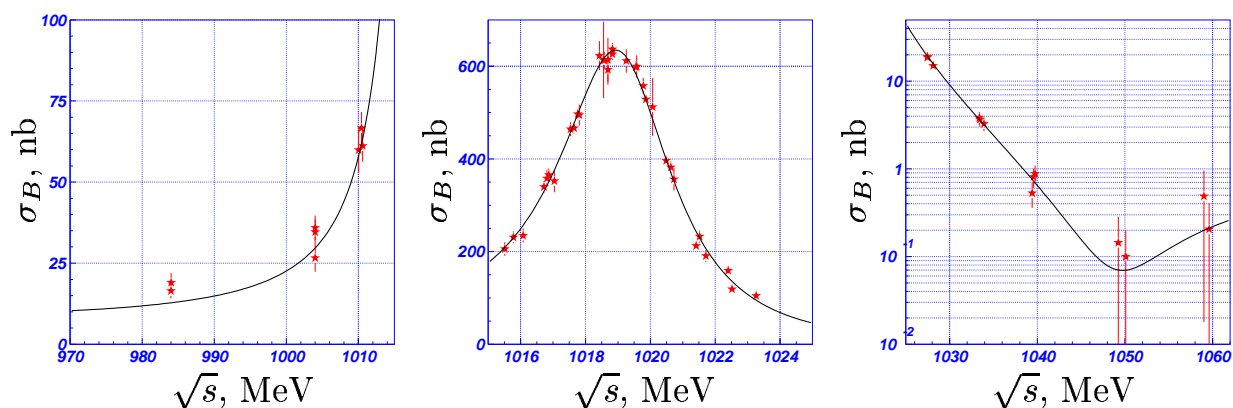


Рис. 3.4. Борновское сечение  $\sigma_{3\pi}(s)$  вместе с оптимальной кривой. Показано сечение для трёх диапазонов по энергии.

### 3.4. Систематические погрешности

Ошибки оптимальных параметров аппроксимации, приведённые в Табл. 3.2, являются статистическими. Кроме этого, существуют систематические ошибки, связанные с неточным знанием величин, входящих в определение сечений в (3.1), (3.3). Систематическая погрешность в массе  $\phi$ -мезона, определяемая точностью процедуры измерения энергии пучков, составляет 0.1 МэВ. Для оценки систематической неопределённости в значении ширины  $\phi$ -мезона,  $\Gamma_\phi$ , и фазы  $\phi - \omega$  интерференции,  $\varphi_{\phi-\omega}$ , проводилась аппроксимация сечения для трёх независимых наборов данных, набранных

во время трёх циклов сканирования энергии в области  $2E = 984 \div 1060$  МэВ. Систематические погрешности оказались равными 0.17 МэВ и  $10^\circ$  соответственно. Основные источники систематической погрешности в значении сечения в пике  $\sigma_{\phi \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}}$  показаны в Табл. 3.4.

Таблица 3.4. Основные источники систематической погрешности  $\sigma_{\phi \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}}$

Источник	Значение
Светимость	2%
Эффективность триггера	1%
Радпоправка	1%
Эффективность регистрации	0.5%
Вычитание фона	0.3%
Суммарная	2.5%

Основной вклад даёт неопределённость в величине набранного интеграла светимости (2%). Погрешность в величине радиационной поправки определяется ошибкой в определении матрицы эффективности  $\varepsilon(x_1, x_2)$  (около 1%) и неопределённостью методики расчёта (0.2%) [76]. Систематическая погрешность эффективности регистрации складывается из неопределённости, связанной со статистической ошибкой моделирования  $3\pi$  (0.4%), а также погрешности поправки к эффективности регистрации треков (0.3%) и  $\pi^0$  (0.2%). Погрешность, связанная с процедурой вычитания фона составила 0.3%.

### 3.5. Обсуждение результатов по измерению сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

В результате описанной выше процедуры аппроксимации сечения были получены следующие параметры  $\phi$ -мезона:

$$m_\phi = (1019.30 \pm 0.02(\text{стат.}) \pm 0.10(\text{сист.})) \text{ МэВ}/c^2$$

$$\Gamma_\phi = (4.30 \pm 0.06(\text{стат.}) \pm 0.17(\text{сист.})) \text{ МэВ}$$

$$\varphi_{\phi-\omega} = 167^\circ \pm 14^\circ(\text{стат.}) \pm 10^\circ(\text{сист.}).$$

Они согласуются со среднемировыми значениями [77].

Оптимальное значение сечения оказалось равным:

$$\sigma_{\phi \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}} = (637 \pm 23(\text{стат.}) \pm 16(\text{сист.})) \text{ нб}$$

Важной физической величиной, связанной с сечением  $3\pi$  в пике согласно (2.12), является произведение относительных вероятностей распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  ( $\mathcal{B}_{3\pi}$ ) и  $\phi \rightarrow e^+e^-$  ( $\mathcal{B}_{ee}$ ):

$$\mathcal{B}_{ee}\mathcal{B}_{3\pi} = \frac{\sigma_{\phi \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}} m_\phi^2}{12\pi}. \quad (3.6)$$

Результат этой работы, предыдущие наиболее точные измерения, сделанные в экспериментах КМД-2 [30], СНД [33] и BABAR [36], а также среднемировое значение  $\mathcal{B}_{ee}\mathcal{B}_{3\pi}$  [77] приведены в Табл. 3.5 и на Рис. 3.5. Как видно из

Таблица 3.5. Данные по измерению  $\mathcal{B}_{ee}\mathcal{B}_{3\pi}$ .

Эксперимент	Год	$\mathcal{B}_{ee}\mathcal{B}_{3\pi}, 10^{-5}$
КМД-2	1998	$4.35 \pm 0.27 \pm 0.08$
СНД	2001	$4.665 \pm 0.042 \pm 0.261$
BABAR	2004	$4.30 \pm 0.08 \pm 0.21$
PDG	2004	$4.52 \pm 0.19$
<b>Эта работа</b>		$4.51 \pm 0.16 \pm 0.11$

Рис. 3.5 результат этой работы находится в хорошем согласии с предыдущими измерениями и имеет лучшую точность. На Рис. 3.6 показано сравнение энергетической зависимости борновского сечения, полученного в этой работе, с предыдущими измерениями КМД-2 [30] и СНД [33] для трёх диапазонов по энергии. Как видно из Рис. 3.6 сечение хорошо согласуется с предыдущим измерением КМД-2 [30] во всём диапазоне энергии. Измеренное в данной работе сечение согласуется также с результатом СНД [33], однако можно отметить небольшое (в рамках систематических погрешностей сечений) отличие сечений на правом склоне  $\phi$ -мезонного резонанса ( $\pm 5\%$ -коридор систематической ошибки сечения СНД показан штриховыми кривыми на правом среднем графике Рис. 3.6).

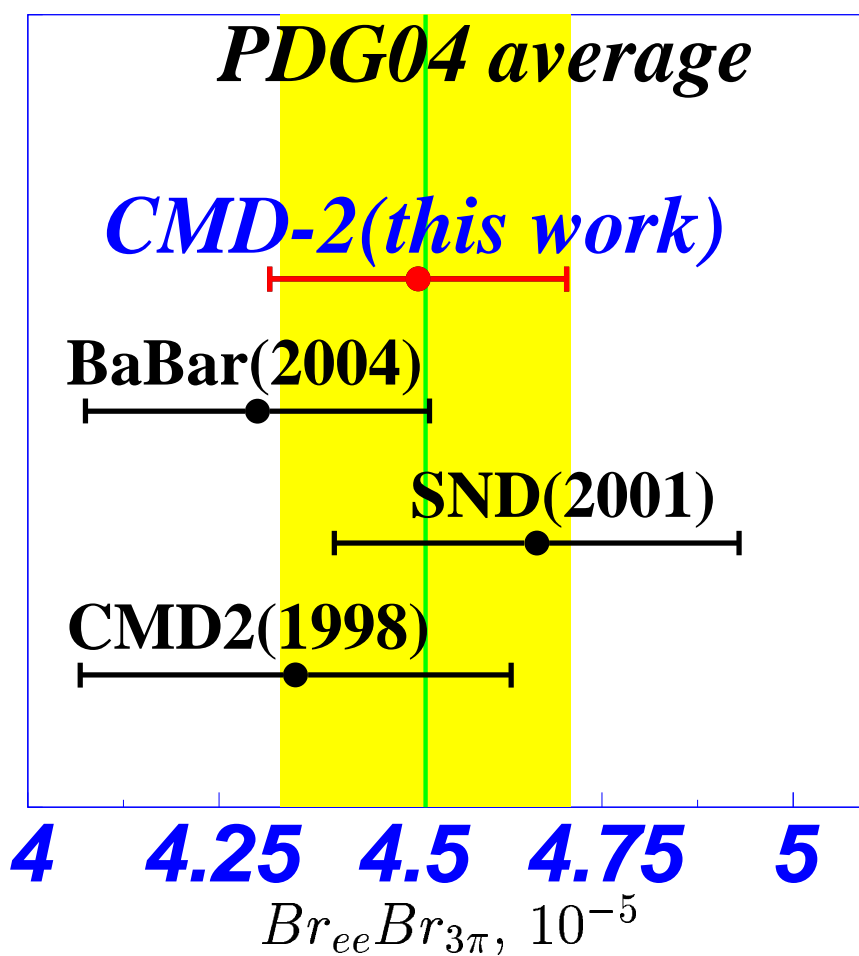


Рис. 3.5. Данные по измерению  $Br_{ee}Br_{3\pi}$ .

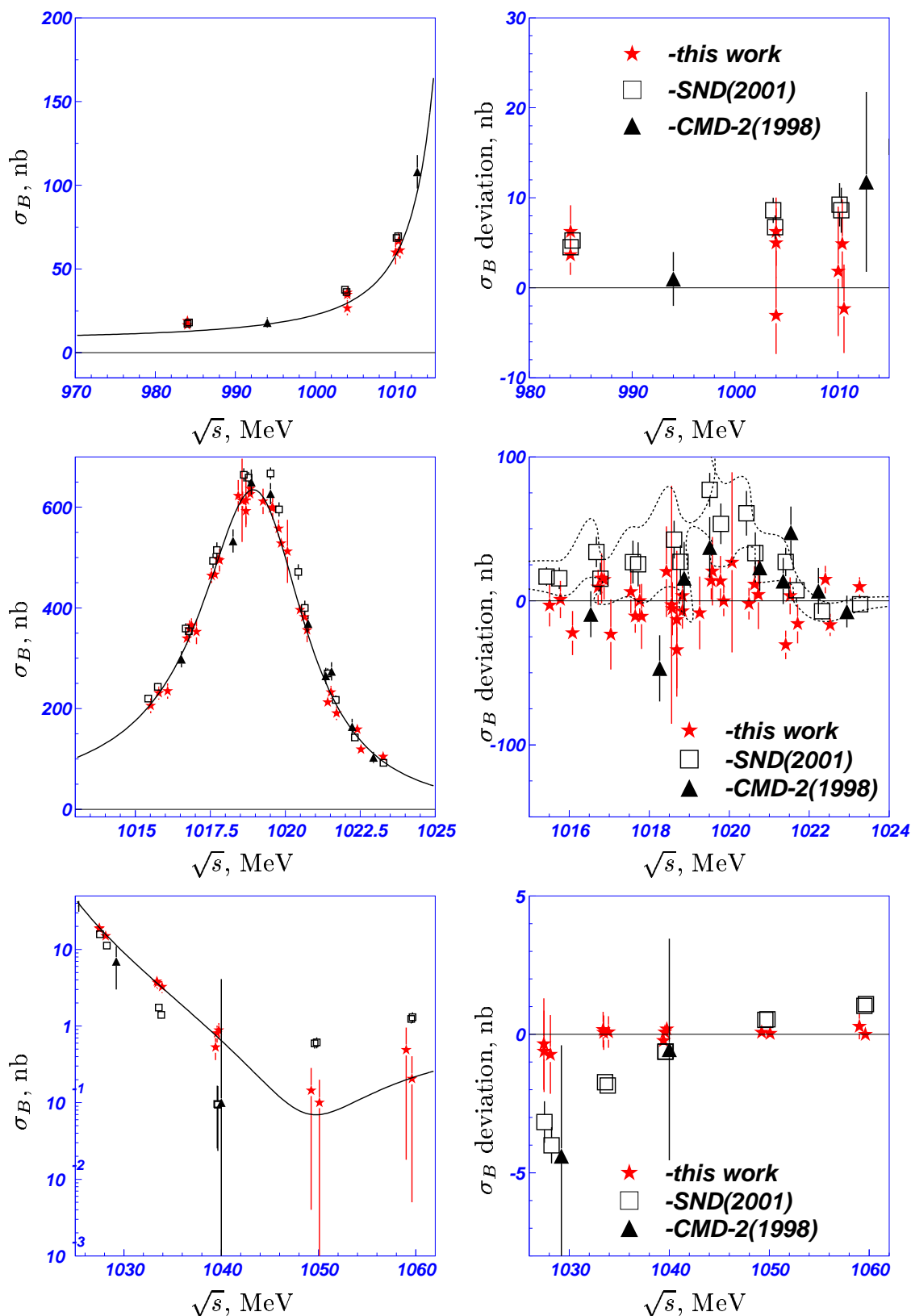


Рис. 3.6. Сравнение борновских сечений  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , полученных в данной работе, СНД [33] и КМД-2 [30] для трёх диапазонов по энергии в области  $\phi$ -мезонного резонанса. Левая колонка – сечения; правая колонка – отклонения сечений от оптимальной кривой, полученной в данной работе.

### 3.6. Изучение динамики распада $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Для изучения динамики распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  проводился анализ распределения событий на диаграмме Далица. Кинематически разрешённая об-

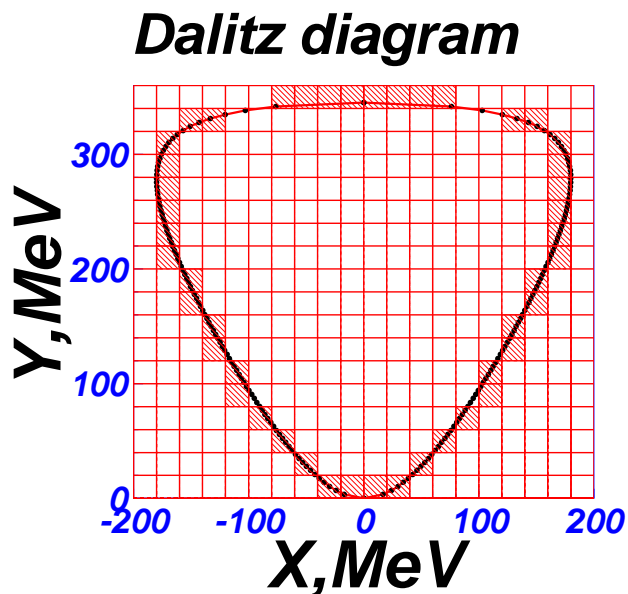


Рис. 3.7. Диаграмма Далица в переменных  $X = \frac{E_{\pi^-} - E_{\pi^+}}{\sqrt{3}}$  и  $Y = \sqrt{s} - E_{\pi^-} - E_{\pi^+} - m_{\pi^0}$ . Сплошной линией показана граница кинематически разрешённой области для системы трёх пионов. Заштрихованные ячейки исключались из анализа.

ласть на этой диаграмме, как показано на Рис. 3.7, была разбита на 198 ячеек с размерами  $20 \times 20$  МэВ<sup>2</sup>. Заштрихованные ячейки, попавшие на границу области, были исключены из рассмотрения, как показано на Рис. 3.7. Для анализа было отобрано 79577 экспериментальных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области энергии в с.ц.м.  $\sqrt{s} = 1017 \div 1021$  МэВ. Основные критерии отбора событий описаны в Главе 2.2. После этого проводилась процедура кинематической реконструкции с учётом закона сохранения энергии-импульса.

Плотность событий на диаграмме Далица даётся формулой (2.1). Число событий, попадающих в  $k$ -тую ячейку, определяется выражением:

$$N_k^{\text{theory}} = \frac{N_0}{Z} \int_k dXdY |\vec{p}_+ \times \vec{p}_-|^2 |A_{\rho\pi} + A_n a e^{i\varphi}|^2, \quad (3.7)$$



где  $Z$  - это нормировочный множитель, определяемый выражением:

$$Z = \sum_{k=1}^{198} \int_k dXdY |p_+^{\vec{}} \times p_-^{\vec{}}|^2 |A_{\rho\pi} + A_n a e^{i\varphi}|^2, \quad (3.8)$$

$N_0$  - полное число событий  $3\pi$ .

Расчётное число событий в  $i$ -той ячейке определяется по формуле:

$$N_i^{\text{calc}} = \sum_{k=1}^{198} \varepsilon_{ik} N_k^{\text{theory}}, \quad (3.9)$$

где  $\varepsilon_{ik}$  - это  $198 \times 198$  матрица отклика детектора. Вследствие конечного разрешения детектора, а также погрешностей в реконструкции параметров частиц событие распада  $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ , попавшее в  $k$ -ую ячейку диаграммы, после реконструкции может оказаться в  $i$ -той ячейке. Таким образом, помимо эффективности регистрации событий в каждой ячейке, матрица  $\varepsilon_{ik}$  включает таблицу вероятностей перехода событий из ячейки в ячейку. В матрице  $\varepsilon_{ik}$  также учтён эффект искажения Далиц-распределения за счёт излучения  $\gamma$ -квантов начальными электронами и позитронами. Для определения  $\varepsilon_{ik}$  используются события полного моделирования процесса  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  с учётом радиационных поправок. На Рис. 3.8 показаны ячейки, и число попавших в них событий после реконструкции событий распада  $\phi \rightarrow 3\pi$ , которые первоначально были сгенерированы в одну ячейку с координатами (70,210). Видно, что лишь малая часть реконструированных событий попадает в удалённые ячейки, большинство же событий попало в ячейку (70,210), либо соседние с ней.

Распределение экспериментальных событий  $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  на диаграмме Далица показано на Рис. 3.9. Для аппроксимации этого распределения минимизировался функционал  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{198} \frac{(N_i^{\text{exp}} - N_i^{\text{calc}})^2}{N_i^{\text{exp}} + \sigma_i^2(N^{\text{calc}})}, \quad (3.10)$$

где:  $N_i^{\text{exp}}$  - число экспериментальных событий в  $i$ -той ячейке,  $N_i^{\text{calc}}$ ,  $\sigma_i(N^{\text{calc}})$  - расчётное число событий и его ошибка в  $i$ -той ячейке. Свободными параметрами аппроксимации были:  $N_0$ ,  $a$  и  $\varphi$ . На Рис. 3.10 показаны срезы

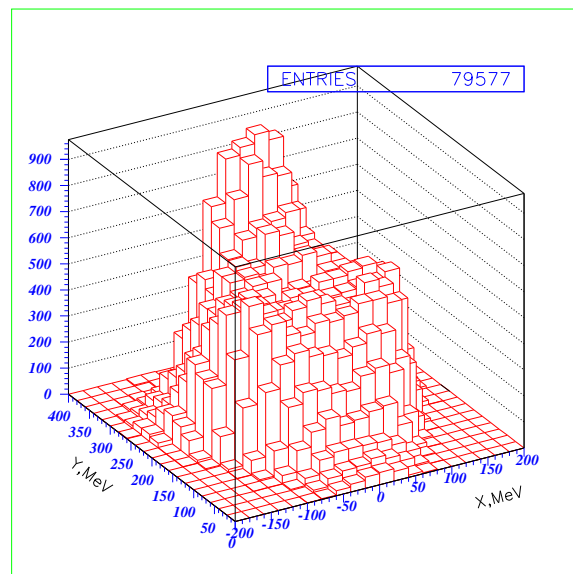
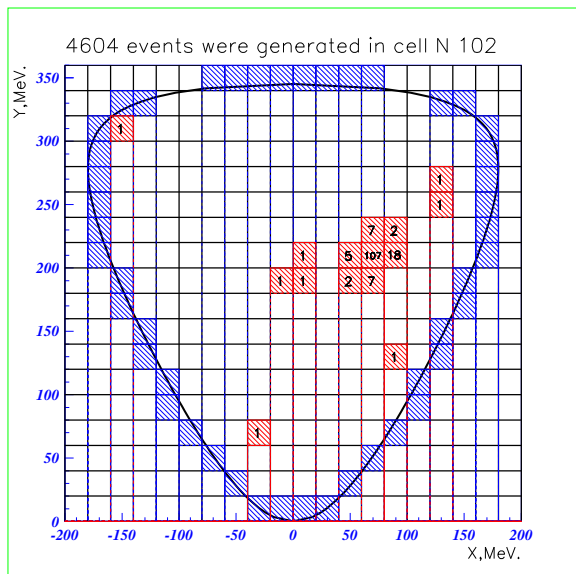


Рис. 3.8. Распределение реконструированных событий, которые были сгенерированы в ячейку с координатами (70,210).

Рис. 3.9. Распределение экспериментальных событий на диаграмме Далица.

Далиц-распределения экспериментальных событий (точки) вдоль оси  $Y$  для разных значений  $X$  вместе с результатом аппроксимации (гистограммы).

Оптимальные параметры аппроксимации приведены в Табл. 3.6. В Табл. 3.6 также приведены результаты измерения контактной амплитуды в экспериментах с детекторами: КЛОЕ [39], СНД [38] и КМД-2 [30].

Основным источником систематической ошибки величины и фазы контактной амплитуды является неоднородность поправки к эффективности регистрации в зависимости от точки на диаграмме Далица. Для её учёта определялась полная поправка к эффективности регистрации в зависимости от импульсов  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ . Затем эта поправка (зависящая от положения на Далиц-диаграмме) использовалась при аппроксимации экспериментального распределения. Разница значений оптимальных параметров, полученных при аппроксимации с поправкой и без неё, рассматривалась в качестве систематической погрешности. Она составила 0.017 для абсолютной величины контактной амплитуды  $a$  и 0.07 для фазы  $\varphi$ . Неопределённость в значениях массы и ширины  $\rho$ -мезона приводит к систематической погреш-

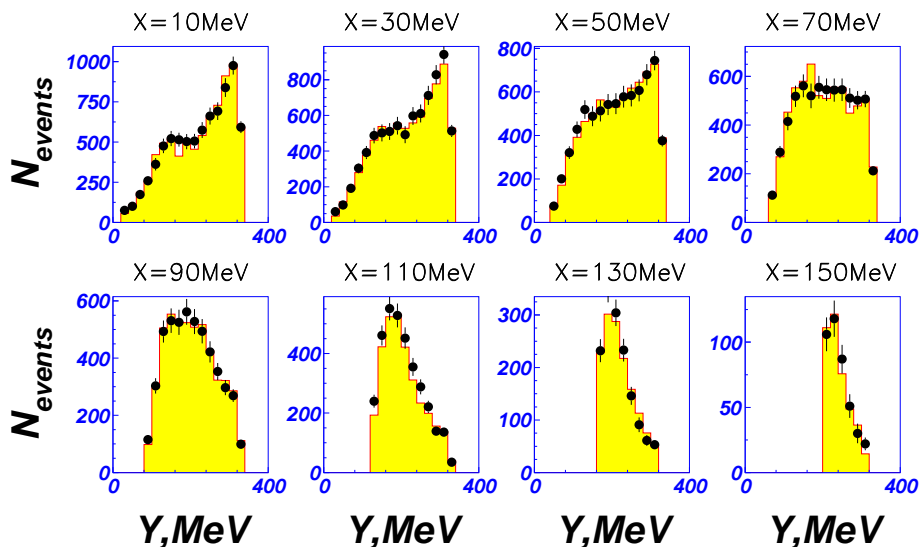


Рис. 3.10. Результат аппроксимации. Срезы распределения вдоль оси  $Y$  для разных значений  $X$ , точки - числа экспериментальных событий, гистограммы - оптимальные расчётные числа событий.

Таблица 3.6. Результаты измерения абсолютной величины и фазы контактной амплитуды.

КМД-2 эта работа	$a = 0.101 \pm 0.044(\text{стат.}) \pm 0.017(\text{сист.})$ $\varphi = -2.91 \pm 0.14(\text{стат.}) \pm 0.07(\text{сист.})$ $\chi^2/N_{\text{df}} = 0.95$ значимость $3.3\sigma$
КЛОЕ (2003)	$a = 0.104 \pm 0.010(\text{стат.}) \pm 0.020(\text{сист.})$ $\varphi = -2.47 \pm 0.08(\text{стат.}) \pm 0.08(\text{сист.})$
СНД (2002)	$-0.06 < a < 0.06$ (90% CL) $\varphi = 0$ - зафиксирован
КМД-2 (1998)	$-0.15 < a < 0.10$ (90% CL) $\varphi = 0$ - зафиксирован

ности равной 2.6% для параметра  $a$  и 1% для  $\varphi$ . Эта погрешность была найдена путём варьирования массы  $M_\rho = (775.8 \pm 0.5) \text{ МэВ}/c^2$  и ширины  $\Gamma_\rho = 150.3 \pm 1.6 \text{ МэВ}$   $\rho$ -мезона в пределах точности их среднемировых значений [77]. Для учёта модельной неопределённости форма  $\rho$ -мезонного резонанса описывалась сначала функцией Брейт-Вигнера для релятивистских

частиц, а затем функцией Гунариса-Сакураи [78]. Разница значений оптимальных параметров для этих двух случаев оказалась пренебрежимо мала. Полная систематическая ошибка рассчитывалась как квадратичная сумма всех вкладов.

Из Табл. 3.6 видно хорошее согласие между результатами измерений КМД-2 и КЛОЕ. Следует заметить, что анализ КЛОЕ базируется на статистике ( $N_{3\pi}(\text{КЛОЕ}) \simeq 2000000$  [39]), которая превышает объём данных, использованных в этой работе, в 25 раз. Поэтому статистическая ошибка измерения контактной амплитуды у КЛОЕ заметно меньше, чем в данной работе. Однако систематические погрешности двух измерений практически одинаковы.

Измеренная величина контактной амплитуды согласуется с результатами теоретических работ [12, 13].

Не- $\rho\pi$  механизм также может быть связан с рождением промежуточных состояний  $\rho(1450)\pi$  или  $\rho(1700)\pi$ . Если предположить, что не- $\rho\pi$  вклад описывается механизмом  $\rho(1450)\pi(\rho'\pi)$ , то теоретическое число событий в  $k$ -ой ячейке на диаграмме Далица определяется выражением:

$$N_k^{th} = \frac{N_0}{Z} \int_k dXdY |\vec{P}_+ \times \vec{P}_-|^2 |A_{\rho'\pi} a' e^{i\varphi'} + A_{\rho\pi}|^2, \quad (3.11)$$

где  $A_{\rho'\pi} a' e^{i\varphi'}$  стоит вместо контактной амплитуды и описывает вклад  $\rho'\pi$  механизма рождения  $3\pi$ , причём:

$$A_{\rho'\pi} = \frac{1}{D_{\rho'+}(Q_+^2)} + \frac{1}{D_{\rho'-}(Q_-^2)} + \frac{1}{D_{\rho'0}(Q_0^2)}, \quad (3.12)$$

где  $\frac{1}{D_{\rho^i}(Q_i^2)}$  - пропагатор  $\rho^i$ -мезона ( $i = +, -, 0$ ), который рассчитывается по формуле, аналогичной формуле (2.16). Параметры  $\rho(1450)$  были зафиксированы на их среднемировых значениях:  $M_{\rho'} = (1465 \pm 25) \text{ МэВ}/c^2$  и  $\Gamma_{\rho'} = (400 \pm 60) \text{ МэВ}$  [77]. Множитель  $a'$  перед  $A_{\rho'\pi}$  можно выразить через адронные константы связи следующим образом:

$$a' = \frac{g_{\phi\rho'\pi} g_{\rho'\pi\pi}}{g_{\phi\rho\pi} g_{\rho\pi\pi}}. \quad (3.13)$$

Свободными параметрами аппроксимации были:  $N_0$  (полное число распадов  $\phi \rightarrow 3\pi$ ),  $a'$  и  $\varphi'$ . Полученные оптимальные значения:

$$a' = 0.215 \pm 0.092(\text{стат.}) \pm 0.036(\text{сист.}),$$

$$\varphi' = 0.177 \pm 0.132(\text{стат.}) \pm 0.051(\text{сист.}),$$

Отношение констант связи  $\frac{g_{\rho'\gamma}g_{\rho'\pi\pi}}{g_{\rho\gamma}g_{\rho\pi\pi}}$  можно определить из анализа сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в области  $\rho$ -мезонного резонанса [79]:

$$\frac{g_{\rho'\gamma}g_{\rho'\pi\pi}}{g_{\rho\gamma}g_{\rho\pi\pi}} = -0.269 \pm 0.022. \quad (3.14)$$

Комбинируя 3.13 и 3.14 можно получить следующее равенство:

$$\frac{g_{\phi\rho'\pi}}{g_{\phi\rho\pi}} \bigg/ \frac{g_{\rho'\gamma}}{g_{\rho\gamma}} = a' \bigg/ \frac{g_{\rho'\gamma}g_{\rho'\pi\pi}}{g_{\rho\gamma}g_{\rho\pi\pi}}. \quad (3.15)$$

Подставляя измеренные величины получим:

$$\frac{g_{\phi\rho'\pi}}{g_{\phi\rho\pi}} \bigg/ \frac{g_{\rho'\gamma}}{g_{\rho\gamma}} = -0.80 \pm 0.37.$$

### 3.7. Поиск распадов $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ и $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$

Поиск распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  (где  $\eta$ -мезон реконструируется по двухфотонной моде распада  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ) проводился с тем же набором данных, что использовался для изучения реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . События этих распадов, так же как и события распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , в конечном состоянии содержат два заряженных пиона и два  $\gamma$ -кванта. Поэтому многие из условий отбора и источников фона являются общими для  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и для распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ .

Источниками резонансного фона для искомым процессов являются события распадов  $\phi$ -мезона:

- $\phi \rightarrow K^+K^-$ , источниками  $\gamma$ -квантов являются продукты распада каонов. Помимо этого ложные фотонные кластеры появляются в результате ядерного взаимодействия каонов с веществом детектора, из-за пучкового фона или срабатывания каналов калориметра с повышенным уровнем электронных шумов;
- $\phi \rightarrow K_S K_L$ ,  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ , ложные фотонные кластеры появляются в результате ядерного взаимодействия  $K_L$  с веществом калориметра;

- $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ;
- $\phi \rightarrow \eta\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  или  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Нерезонансный фон определяется процессами:

- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma(\gamma)$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma(\gamma)$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \rho\gamma(\gamma) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma(\gamma)$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ .

Поиск событий  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  проводился в два этапа. На первой стадии отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами. Треки должны удовлетворять условиям отбора  $2T\pi^0$ . Для подавления фона от процессов с электронами и позитронами в конечном состоянии применялось дополнительное условие:

- Отношение энергосодержания в кластере, связанном с треком ( $E_{\text{clus}}$ ), к его импульсу ( $P$ ) должно быть  $E_{\text{clus}}/P < 0.8$ .

Далее отбирались фотоны с энергией  $E_{\gamma 1,2} > 50$  МэВ. Требовалось чтобы они попадали в цилиндрический калориметр детектора, что обеспечивается условием на полярный угол  $|\pi/2 - \theta_{\gamma 1,2}| < 0.67$ .

Кроме того допускались события, в которых помимо отобранных двух треков и двух фотонов есть сторонние треки и фотоны, не удовлетворяющие перечисленным условиям.

На Рис. 3.11 показано распределение событий после применения описанных условий отбора на плоскости  $P_{\pi^+} - P_{\pi^-}$ . Для подавления фона от распадов  $\phi \rightarrow K^+K^-$  и  $\phi \rightarrow K_S K_L$  исключаются события, удовлетворяющие условиям ( $P_+ < 140$  МэВ/с И  $P_- < 140$  МэВ/с) и  $380$  МэВ/с  $< (P_+ + P_-) < 470$  МэВ/с. Для исключения событий с кластерами, произведёнными нейтронами, которые могли рождаться при ядерном взаимодействии пионов, требовалось, чтобы угол между фотонным кластером и ближайшим кластером, связанным с заряженной частицей, был больше 0.5 радиан:  $\Delta\psi_{\gamma\text{-trk}} > 0.5$ .

Для улучшения разрешения по углам и импульсам частиц применялся метод кинематической реконструкции события с использованием законов

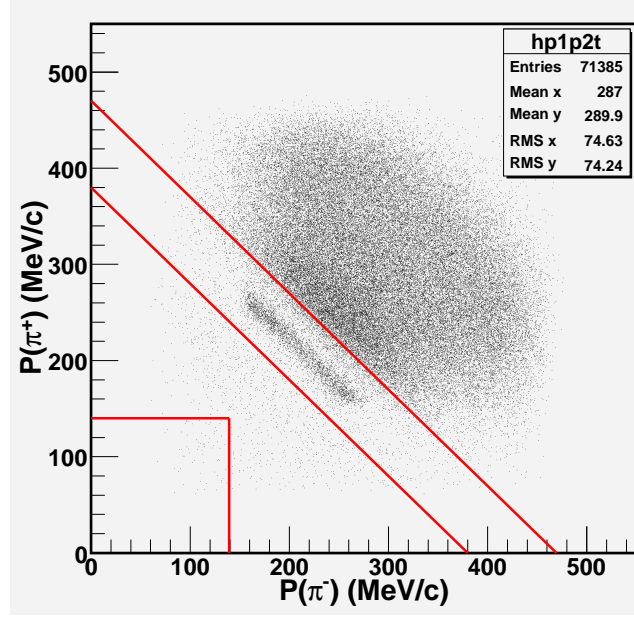


Рис. 3.11. Распределение экспериментальных событий на плоскости  $P_{\pi^+}$  —  $P_{\pi^-}$ . Показаны области, определяемые условиями ( $P_{\pi^+} < 140$  МэВ/с И  $P_{\pi^-} < 140$  МэВ/с) и  $380$  МэВ/с  $< (P_{\pi^+} + P_{\pi^-}) < 470$  МэВ/с.

сохранения энергии-импульса:

$$\begin{aligned}
 E_{\pi^+} + E_{\pi^-} + E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} &= 2E_{\text{beam}} = \sqrt{s} \\
 \vec{P}_{\pi^+} + \vec{P}_{\pi^-} + \vec{P}_{\gamma 1} + \vec{P}_{\gamma 2} &= \vec{0}.
 \end{aligned}
 \tag{3.16}$$

Дополнительный отбор по параметру  $\chi^2$  кинематической реконструкции позволил существенно подавить резонансный фон от неправильно восстановленных событий  $\phi \rightarrow K\bar{K}$  при высокой эффективности к сигнальным событиям, см. Рис. 3.12.

В отобранном на первом этапе наборе данных доминировали события распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  ( $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ). На Рис. 3.13 показано распределение отобранных событий на плоскости инвариантная масса фотонов  $M_{\gamma\gamma}$  — энергия наиболее энергичного фотона  $E_{\gamma\text{max}}$ .

На втором этапе проводился анализ событий на плоскости  $M_{\gamma\gamma}$  —  $E_{\gamma\text{max}}$ , для этого рассматриваются четыре области:

- (1)  $80$  МэВ/с<sup>2</sup>  $< M_{\gamma\gamma} < 180$  МэВ/с<sup>2</sup>, где доминируют события распада

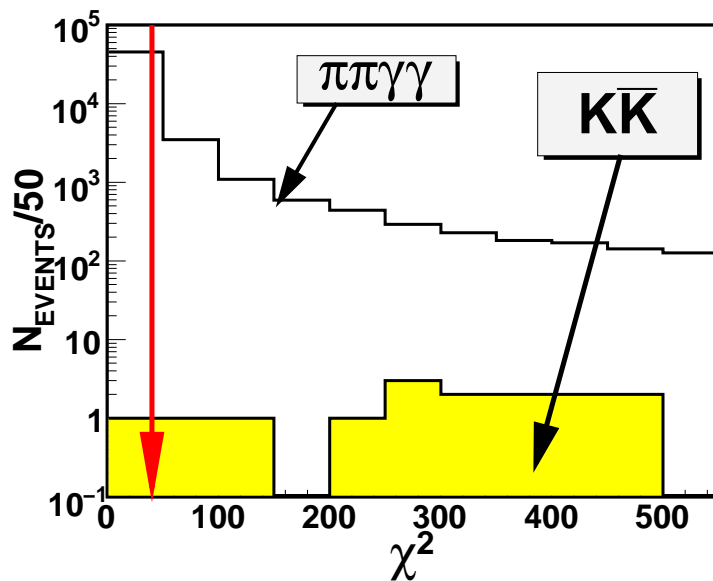


Рис. 3.12. Распределение событий моделирования распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$  по параметру  $\chi^2$  кинематической реконструкции. Стрелкой показано условие отбора  $\chi^2 < 40$ . Закрашенная гистограмма – распределение по параметру  $\chi^2$  для событий  $\phi \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$ .

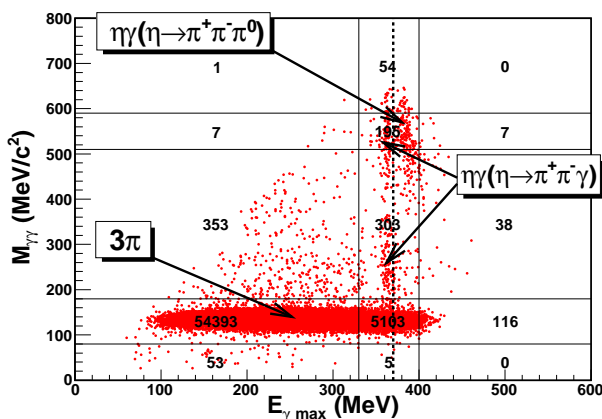


Рис. 3.13. Распределение экспериментальных событий на плоскости  $M_{\gamma\gamma}$  —  $E_{\gamma \max}$ . Вся плоскость разбита на 15 прямоугольных областей, показано число событий, попавших в каждую область.

$$\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0.$$

- (2)  $M_{\gamma\gamma} > 180 \text{ МэВ}/c^2$  и  $330 \text{ МэВ} < E_{\gamma \max} < 400 \text{ МэВ}$ , в этой области доминируют события распадов  $\phi \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ . Для отбора событий  $\phi \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$  в этой области применя-



лось дополнительное условие  $E_{\gamma\max} < 370$  МэВ, показанное на Рис. 3.13 штриховой линией.

- (3)  $180 \text{ МэВ}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 510 \text{ МэВ}/c^2$  и  $E_{\gamma\max} < 330$  МэВ, в этой области сосредоточена большая часть событий искомого распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ . Также сюда попадают события  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (около  $2 \times 10^{-6}$  от их полного числа).
- (4)  $510 \text{ МэВ}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 590 \text{ МэВ}/c^2$  и ( $E_{\gamma\max} < 330$  МэВ или  $E_{\gamma\max} > 400$  МэВ), в эту область попадает около половины событий искомого распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ .

На Рис. 3.14 показаны события моделирования распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  на плоскости  $M_{\gamma\gamma} - E_{\gamma\max}$ . При этом матричный элемент распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  записывался согласно работе [17], где предполагалось, что распад идет через промежуточное виртуальное состояние  $\eta$  ( $M_{\pi^+\pi^-} > 550 \text{ МэВ}/c^2$ ) с образованием конечного состояния  $\rho^0\gamma\gamma$ . Распад  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  моделировался в предположении рождения промежуточного  $\rho^0\eta$  состояния. Из Рис. 3.14 видно, что в области  $330 \text{ МэВ} < E_{\gamma\max} < 400 \text{ МэВ}$  сосредото-

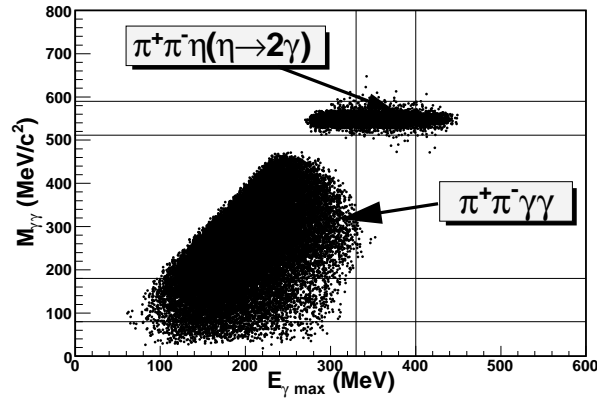


Рис. 3.14. Распределение событий моделирования распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \rho^0\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  на плоскости  $M_{\gamma\gamma} - E_{\gamma\max}$

чено около половины событий распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ . Однако, для поиска этого распада данная область не используется из-за большого фона от распадов  $\phi \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ . Для подавления событий распада

$\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области (3) на события, попавшие в эту область, накладывалось дополнительное ограничение на недостающую массу к  $\pi^+\pi^-$  системе  $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) > 300 \text{ МэВ}/c^2$ . На Рис. 3.15 показано распределение событий моделирования распадов  $\phi \rightarrow 3\pi$  и  $\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$  на плоскости  $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) - M_{\gamma\gamma}$  вместе с условием отбора  $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) > 300 \text{ МэВ}/c^2$ . Следует отме-

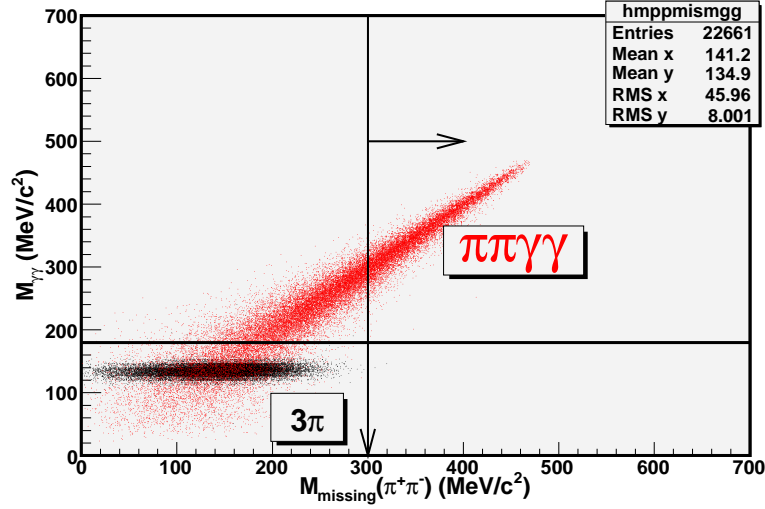


Рис. 3.15. Распределение событий моделирования распадов  $\phi \rightarrow 3\pi$  и  $\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$  на плоскости  $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) - M_{\gamma\gamma}$ . Показано также условие отбора  $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) > 300 \text{ МэВ}/c^2$ .

тить, что события распада  $\phi \rightarrow \eta'\gamma \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$  через промежуточное состояние  $\eta'$  (реальное или виртуальное) группируются в области с  $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-) < 300 \text{ МэВ}/c^2$  и также подавляются условием отбора на  $M_{\text{missing}}(\pi^+\pi^-)$ . Число событий в каждой области в зависимости от энергии показано в Табл. 3.7.

Расчётное число событий в  $i$ -ой области ( $i=1 \div 4$ ) в каждой из 16-ти точек по энергии  $\sqrt{s}$  определяется по формуле:

$$N_{\text{calc}}^{(i)}(s) = L\varepsilon_{\text{trig}}(1 - \delta_{\text{MC}}) \times \left[ (1 + \delta_{\text{wid}})(1 + \delta_{\text{rad}}) \sum_f \varepsilon_f^{(i)} \sigma_B^f + \sigma_{\text{bg}}^{(i)} \right], \quad (3.17)$$

где  $L$  – интеграл светимости в энергетической точке,  $\varepsilon_{\text{trig}}$  – эффективность триггера,  $\delta_{\text{MC}}$  – поправка к эффективности регистрации,  $\delta_{\text{wid}}$  – поправка для учёта разброса энергии частиц в  $e^+e^-$  пучках,  $\delta_{\text{rad}}$  – радиационная поправка,

Таблица 3.7. Число событий в каждой из областей (1 ÷ 4) для разных точек по энергии.

Номер точки	$N(1)$	$N(2)$	$N(3)$	$N(4)$
1	100	1	0	1
2	284	1	4	0
3	529	2	3	0
4	1570	6	4	0
5	5702	28	9	1
6	10501	43	6	2
7	20804	88	24	5
8	7208	40	11	0
9	7037	33	14	2
10	2604	20	10	0
11	1021	8	5	0
12	451	2	6	1
13	187	6	5	0
14	115	2	5	0
15	48	3	1	1
16	46	2	5	0
Всего	58207	285	112	13

$\varepsilon_f^{(i)}$  – вероятность регистрации события  $f$ -ого типа в  $i$ -ой области,  $\sigma_B^f(s)$  – сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow f$  ( $f = \pi^+\pi^-\pi^0, \eta\gamma, \pi^+\pi^-\gamma\gamma, \pi^+\pi^-\eta$ ),  $\sigma_{\text{bg}}^{(i)}$  – нерезонансное сечение в  $i$ -ой области, предполагаемое константой.

Эффективности регистрации  $\varepsilon_f^{(i)}$  определялись с помощью моделирования, основные значения приведены в Табл. 3.8. Для последних трёх распадов  $\phi$  мезона форма резонансной кривой бралась такой же, как и в случае  $3\pi$ , так как для существующей статистики отличием точной формы от формы сечения  $3\pi$  для каждой моды можно пренебречь, т.е.  $\sigma_B^f(s) = \alpha^f \sigma_B^{3\pi}(s)$  ( $f = \eta\gamma, \pi^+\pi^-\gamma\gamma, \pi^+\pi^-\eta$ ). Значения параметров  $\alpha^f$  и  $\sigma_{\text{bg}}^{(i)}$  находились из мини-

Таблица 3.8. Эффективности регистрации.

Распад	Механизм	Эффективность
$3\pi$	$\rho\pi$	$\varepsilon_{3\pi}^{(1)} = (2.44 \pm 0.02)\%$
		$\varepsilon_{3\pi}^{(2)} = (6.0 \pm 2.4) \times 10^{-6}$
		$\varepsilon_{3\pi}^{(3)} = (2.0 \pm 1.4) \times 10^{-6}$
$\eta\gamma$	$\eta \rightarrow \pi\pi\gamma$	$\varepsilon_{\eta\gamma}^{(2)} = (2.41 \pm 0.02)\%$ $\varepsilon_{\eta\gamma}^{(4)} = (5.0 \pm 2.2) \times 10^{-6}$
$\pi\pi\gamma\gamma$	$\eta$	$\varepsilon_{\pi\pi\gamma\gamma}^{(3)} = (2.35 \pm 0.02)\%$
$\pi^+\pi^-\eta$	$\rho^0\eta$	$\varepsilon_{\pi\pi\eta}^{(4)} = (3.77 \pm 0.03)\%$

мизации функции правдоподобия:

$$\mathcal{L}^{(i)} = 2 \sum_{k=1}^{16} \left( N_{\text{calc};k}^{(i)} - N_k^{(i)} - N_k^{(i)} \ln \frac{N_{\text{calc};k}^{(i)}}{N_k^{(i)}} \right), \quad (3.18)$$

где  $N_{\text{calc};k}^{(i)}$  – ожидаемое число событий (которое рассчитывается по формуле (3.17)) в  $i$ -ой области для  $k$ -ой точки по энергии,  $N_k^{(i)}$  – экспериментальное число событий в  $i$ -ой области для  $k$ -ой точки по энергии.

Сечение в пике  $\sigma_B^f$  и относительная вероятность  $\mathcal{B}^f$   $f$ -ой моды распада определяются по формулам:

$$\sigma_B^f = \alpha^f \sigma_B^{3\pi}, \quad (3.19)$$

$$\mathcal{B}^f = \alpha^f \mathcal{B}^{3\pi}, \quad (3.20)$$

где  $\mathcal{B}^{3\pi} = 0.152 \pm 0.007$ ,  $\sigma_B^{3\pi} = 637 \pm 28$  нб. На Рис. 3.16 представлены борновские сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$  вместе с оптимальными кривыми, а в Табл. 3.9 приведены результаты аппроксимации.

Для проверки правильности процедуры обработки по 285-ти событиям распада  $\phi \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$ , попавшим в область (2), было вычислено произведение относительных вероятностей (см. Табл. 3.9):  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \eta\gamma) \cdot \mathcal{B}(\eta \rightarrow \pi\pi\gamma) = (6.61 \pm 0.43) \times 10^{-4}$ , которое хорошо согласуется со среднемировым значением [80]  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \eta\gamma) \cdot \mathcal{B}(\eta \rightarrow \pi\pi\gamma)(\text{PDG}) = (6.10 \pm 0.18) \times 10^{-4}$ . Величины сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\eta$  согласуются

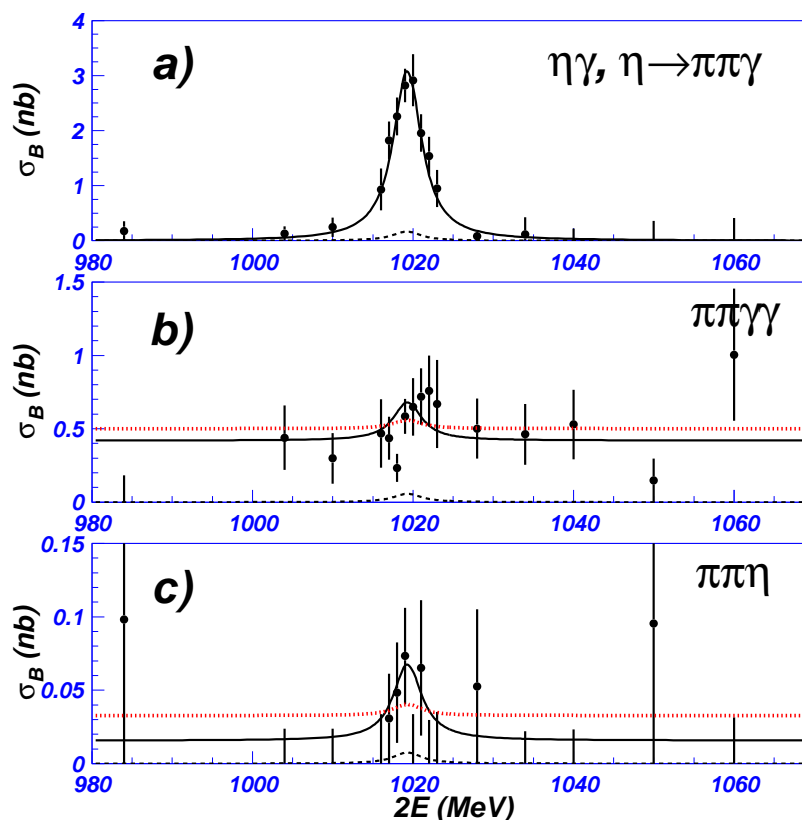


Рис. 3.16. Результаты измерения сечений. Точки с ошибками – экспериментальные значения, сплошными линиями показаны результаты аппроксимации. (а)  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)$ , штриховой линией показан резонансный фон от событий  $3\pi$ ; (б)  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ , штриховой линией показан резонансный фон от событий  $3\pi$ , а пунктирной линией показан результат аппроксимации в случае, когда резонансный вклад зафиксирован равным нулю; (с)  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ , штриховой линией показан резонансный фон от событий  $\eta\gamma$ , а пунктирной линией показан результат аппроксимации в случае, когда резонансный вклад зафиксирован равным нулю.

с нулевым значением в пределах одной статистической ошибки. Систематическая ошибка сечений  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi\pi\eta$  составляет 0.041 нб и 0.007 нб соответственно и практически полностью определяется погрешностью в оценке числа фоновых событий  $3\pi$  в области (3) и событий  $\eta\gamma$  в области (4). Верхние пределы рассчитывались согласно процедуре, описанной в работе [81], при этом полная ошибка сечения вычислялась как квадратичная сумма статистической и систематической погрешностей. В результа-

Таблица 3.9. Результаты аппроксимации.

Распад	$\sigma_B^f$ , нб	$\mathcal{B}^f, 10^{-5}$
$\eta\gamma(\eta \rightarrow \pi\pi\gamma)$	$2.77 \pm 0.18$	$66.1 \pm 4.3$
$\pi\pi\gamma\gamma$	$0.193 \pm 0.186$	$4.6 \pm 4.4$
$\pi\pi\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	$0.042 \pm 0.035$	$2.5 \pm 2.1$

Таблица 3.10. Сравнение результатов, полученных в этой работе с предыдущими измерениями [30], [41].

Распад	Результат этой работы	Предыдущие измерения	Теория
$\pi\pi\gamma\gamma$	$< 1.2 \times 10^{-4}$	$< 5 \times 10^{-4}$ [30]	$1.3 \times 10^{-4}$
$\pi\pi\eta$	$< 6.1 \times 10^{-5}$	$< 3 \times 10^{-4}$ [30] $< 1.8 \times 10^{-5}$ [41]	$3.5 \times 10^{-7}$

те были получены следующие верхние пределы на относительные вероятности распадов  $\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi\pi\eta$ :  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \times 10^{-4}$  (CL = 90%),  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\eta) < 6.1 \times 10^{-5}$  (CL = 90%). При вычислении верхнего предела для распада  $\phi \rightarrow \pi\pi\eta$  было учтено, что  $\mathcal{B}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (39.38 \pm 0.26)\%$  [80]. Учёт интерференции  $\phi$ -мезона с вышележащими резонансами в канале  $\pi^+\pi^-\eta$ , на основе данных работ [82, 83], не приводит к значимому изменению величины верхнего предела на  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\eta)$ .

В Табл. 3.10 приведено сравнение результатов, полученных в настоящей работе, с предыдущими измерениями, а также с теоретическими предсказаниями. По сравнению с предыдущим результатом КМД-2 [30] верхний предел на величину относительной вероятности распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  улучшен приблизительно в 4 раза и находится несколько ниже теоретического предсказания [17].

Верхний предел на величину  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\eta)$  улучшен приблизительно в 5 раз по сравнению с результатом работы [30], однако он почти в три раза выше чем результат другой работы с детектором КМД-2 [41], где проводился поиск этого распада в событиях с рождением пяти пионов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ ,  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . На данный момент экспериментально измеренный верхний предел

на величину  $\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\eta)$  всё ещё существенно выше, чем теоретическое предсказание [19].

## Глава 4.

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КАЛОРИМЕТР НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ CsI ДЛЯ ДЕТЕКТОРА КМД-3

В настоящее время в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН завершено строительство  $e^+e^-$ -коллайдера ВЭПП-2000 [43] для экспериментов при энергии до 2 ГэВ в системе центра масс. Прецизионные измерения сечений  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны, а также исследование механизмов этих процессов с помощью детекторов КМД-3 и СНД позволят решать ряд важных физических задач, таких как измерение адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона, проверка гипотезы сохранения векторного тока, проверка правил сумм КХД, поиск глюоболов, многокварковых и гибридных адронных состояний, изучение электромагнитных формфакторов пионов и каонов, а также нуклонов вблизи порога рождения. В частности, с лучшей точностью будет измерено сечение и изучен механизм реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в более широком диапазоне энергии.



Для решения перечисленных выше задач необходим универсальный детектор, сочетающий высокую эффективность для многочастичных каналов с хорошим разрешением по импульсу для заряженных частиц и высоким энергетическим разрешением для фотонов. Универсальный детектор КМД-3 унаследовал общую структуру детектора КМД-2, однако основные характеристики, такие как импульсное и угловое разрешение для заряженных частиц, а также координатное и энергетическое разрешение для фотонов, будут существенно улучшены.

Схема детектора КМД-3 представлена на Рис. 4.1. Пучки электронов и позитронов встречаются в центре вакуумной камеры экспериментального промежутка (1). Координаты, углы и импульсы заряженных частиц измеряются с помощью дрейфовой камеры (2), расположенной соосно с вакуумной камерой. Z-камера (4) используется для определения z-координаты заряженных частиц и выработки сигнала заряженного триггера. Сверхпроводящий соленоид, толщиной около  $0.1 X_0$ , создающий магнитное поле 1.5 Тл (5), является основной частью магнитной системы детектора. Два фокусирующих сверхпроводящих соленоида (9) с полем 13 Тл, являются элементами магнитной системы накопителя ВЭПП-2000. Измерение энергии и координат фотонов осуществляется с помощью цилиндрического и торцевого (3) калориметров. Цилиндрический электромагнитный калориметр детектора КМД-3 расположен за сверхпроводящим соленоидом и охватывает телесный угол  $\Omega = 0.79 \times 4\pi$ . Калориметр состоит из двух подсистем: ближайшего к оси пучков калориметра на основе жидкого ксенона (LXe) (6), толщиной около  $5 X_0$ , и сцинтилляционного калориметра на основе кристаллов CsI(Na) и CsI(Tl) (7), толщиной  $8 X_0$ . Общая толщина активного вещества составляет  $13 X_0$ , что позволяет достичь энергетического разрешения для фотонов,  $\sigma_E/E$ , лучше 5% в области энергии от 100 до 1000 МэВ. Угловые координаты фотона определяются по точке его конверсии в  $e^+e^-$ -пару в LXe калориметре с точностью около 5 мрад [48, 49].

В соответствии с моделированием для  $\gamma$ -кванта с энергией 350 МэВ доля энергии, выделившейся в CsI калориметре, составляет около 20%, а для  $\gamma$ -кванта с энергией 950 МэВ – уже около 30%. Основные характеристики

кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) представлены в Табл. 4.1.

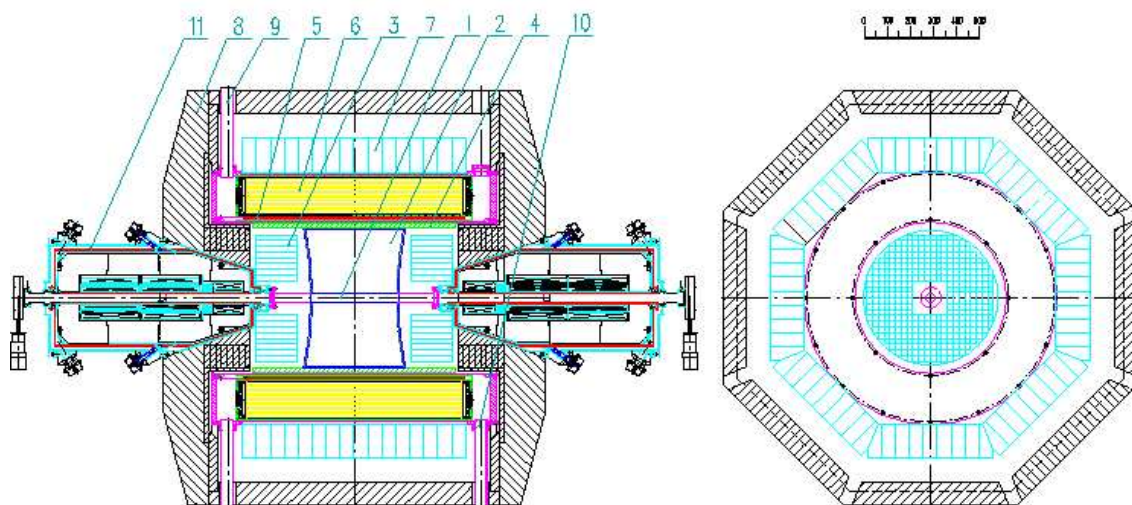


Рис. 4.1. Детектор КМД-3. 1 – Вакуумный промежуток, 2 – Дрейфовая камера, 3 – Торцевой VGO калориметр, 4 – Z-камера, 5 – Сверхпроводящий соленоид, 6 – Калориметр на жидком Хе, 7 – CsI калориметр, 8 – Ярмо, 9 – Подвод жидкого гелия, 10 – Откачка вакуумного объема, 11 – Сверхпроводящие фокусирующие соленоиды ВЭПП-2000.

## 4.1. Разработка основных компонентов калориметра и его конструкции

При разработке и создании CsI калориметра детектора КМД-3 был использован опыт многолетней работы с калориметром детектора КМД-2 [85, 86], а также общий большой опыт создания калориметров на основе кристаллов CsI, накопленный в ИЯФ [87, 88, 89]. После разборки калориметра КМД-2, оказалось, что, несмотря на десятилетнюю работу в составе детектора, большинство кристаллов пригодны для дальнейшего использования. Поэтому в новом калориметре была сохранена компоновка системы и основные идеи конструкции, а также была использована большая часть кристаллов КМД-2. В то же время в связи с увеличением расстояния от оси пучков до калориметра число кристаллов увеличилось почти на 30%.

Таблица 4.1. Сравнительные характеристики кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) [77, 84].

характеристики	CsI(Tl)	CsI(Na)
плотность, г/см <sup>3</sup>	4.51	
рад. длина, см	1.86	
ядерная длина, см	39.3	
мольеровский радиус, см	3.57	
$(dE/dx)_{\min}$ , МэВ/см	5.6	
макс. спектра, нм	560	420
время высвечивания, нс	1000	600
световыход, фотонов/МэВ	45000	30000
гигроскопичность	слабая	

CsI калориметр состоит из восьми октантов, как показано на Рис. 4.1. Полное число кристаллов составляет 1152 с полной массой около 2.8 т.

Для регистрации света в CsI калориметре КМД-3 было решено использовать полупроводниковые фотодиоды (ФД) в отличие от детектора КМД-2, где для этой цели применялись ФЭУ-60 с диаметром фотокатода 14 мм. Причины перехода на ФД следующие:

- Высокая чувствительность ФЭУ к магнитному полю. Как показал опыт КМД-2, рассеянные магнитные поля в детекторе крайне трудно вычислить с нужной точностью и сложно экранировать до уровня меньше 1 Гс, необходимого для стабильной работы ФЭУ.
- Компактность ФД.
- Недостаточно широкий динамический диапазон ФЭУ-60.
- Существенно лучшая долговременная стабильность ФД.

Последние два пункта становятся существенными из-за расширения энергетического диапазона нового коллайдера ВЭПП-2000 и значительного улучшения энергетического разрешения цилиндрического калориметра КМД-3

по сравнению с КМД-2. Из Рис. 4.2, где показано сравнение спектральных квантовых эффективностей ФЭУ и ФД, видно, что величина квантовой эффективности ФД в области максимума спектральной интенсивности свечения CsI(Tl) значительно выше квантовой эффективности ФЭУ.

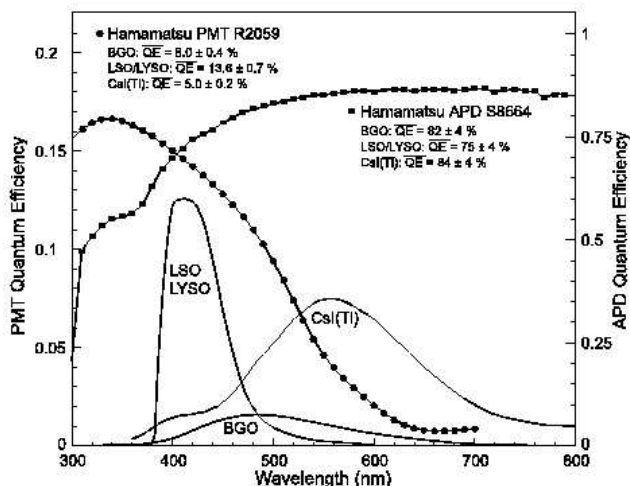


Рис. 4.2. Сравнение спектральных квантовых эффективностей ФЭУ (Hamamatsu R2059) и ФД (Hamamatsu S8664). Показаны также спектральные интенсивности свечения трёх типов сцинтилляционных кристаллов: CsI(Tl), BGO, LSO [90].

На торце каждого счётчика установлен один кремниевый ФД с PIN структурой типа Hamamatsu S2744-8 (производства "Хамамацу Фотоникс", Япония) с чувствительной площадью  $10 \times 20$  мм<sup>2</sup>. Чертёж и фотография фотодиода приведены на Рис. 4.3. Перед сборкой калориметра все фотодиоды были проверены. При этом измерялись чувствительность ФД и темновой ток при нескольких значениях напряжения, а также ёмкость фотодиода на частоте 10 кГц. Именно величина темнового тока и ёмкости при рабочем напряжении смещения определяет уровень электронных шумов счётчика калориметра. По результатам проверки из 1300 фотодиодов было отбраковано 4 шт. Результаты измерений представлены на Рис. 4.4, 4.5. Из этих рисунков видно, что при рабочем напряжении  $U_{BIAS} = 60$  В темновой ток большинства фотодиодов (при температуре  $T = 22^\circ\text{C}$ ) не превышает 5 нА, а ёмкость – 90 пФ.

Устройство счётчика представлено на Рис. 4.6. Его основу составляет

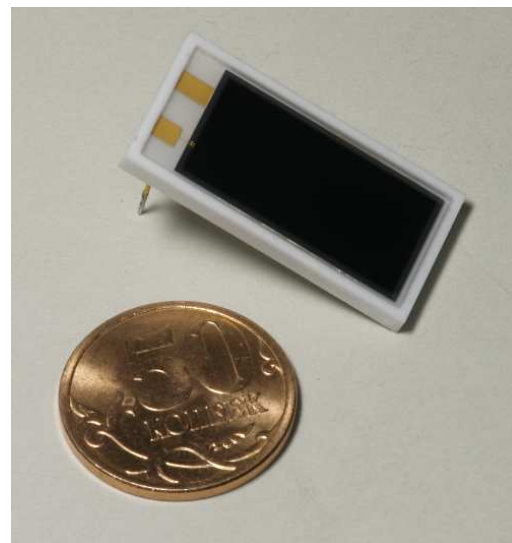
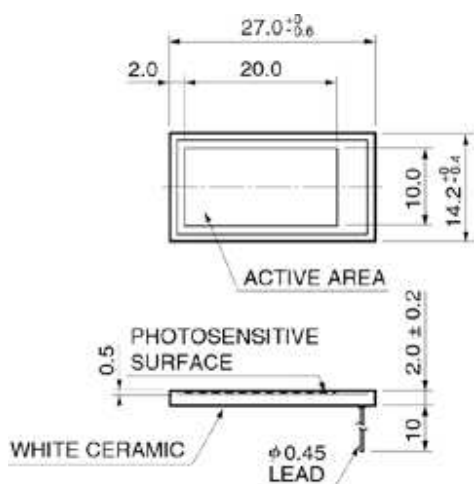


Рис. 4.3. PIN фотодиод Hamamatsu S2744-8.

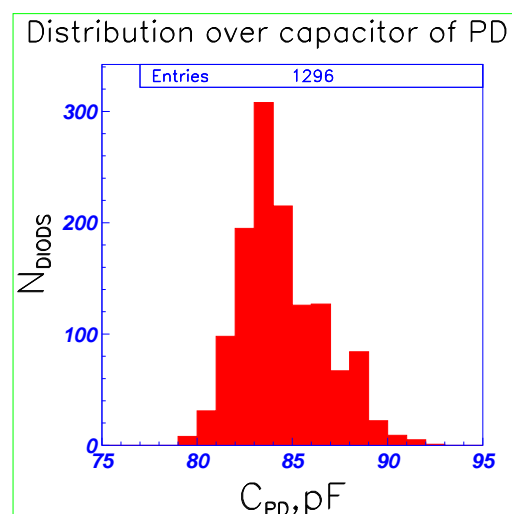
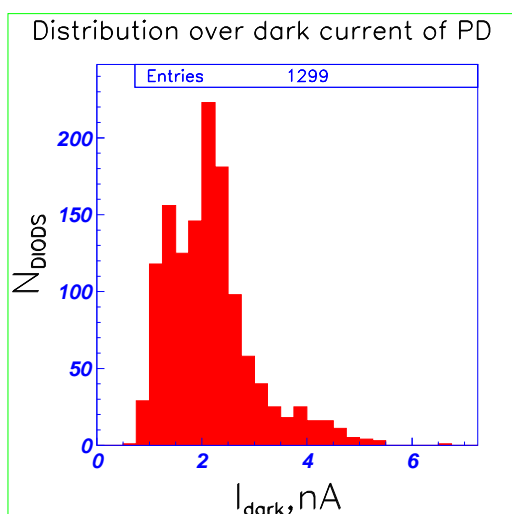


Рис. 4.4. Распределение фотодиодов по величине темнового тока при напряжении смещения  $U_{\text{BIAS}} = 60 \text{ В}$  ( $T = 22^\circ\text{C}$ ).  
Рис. 4.5. Распределение фотодиодов по величине ёмкости при напряжении смещения  $U_{\text{BIAS}} = 60 \text{ В}$ .

кристалл CsI (1) размером  $6 \times 6 \times 15 \text{ см}^3$ . Для обеспечения высокой эффективности светосбора кристалл оборачивался диффузным отражателем (2) – пористым тефлоном толщиной  $200 \mu\text{m}$  и коэффициентом диффузного отражения  $\simeq 0.98$ . Обёрнутый тефлоном кристалл упаковывался в контейнер из алюминизированного лавсана (3) для светоизоляции.

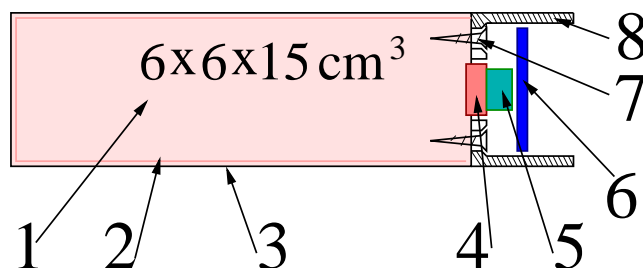


Рис. 4.6. Схема счётчика: 1 - кристалл; 2 - тефлон; 3 - алюминизированный лавсан; 4 - фотодиод; 5 - резиновая прокладка; 6 - плата предусилителя; 7 - саморезы для крепления кристаллов к основанию; 8 - стальной корпус.

Для проверки работоспособности схемы были проведены измерения величины сигнала с тестового счётчика на основе кристалла CsI(Na). Коэффициент светосбора составил 2500 фотоэлектронов/МэВ, что удовлетворяет требованиям к счётчику калориметра.

Сигнал с фотодиода, в отличие от сигнала с ФЭУ, мал и требует дополнительного усиления. Кроме того, для подавления шумов электроники необходимо оптимальное формирование импульсов. Эти требования определяют структуру электронного тракта.

Токовый сигнал с фотодиода интегрируется и преобразуется в импульс напряжения с помощью зарядочувствительного предусилителя (ЗЧПУ), смонтированного в непосредственной близости от фотодиода ((6) на Рис. 4.6). Выходной парафазный сигнал с предусилителя, амплитуда которого пропорциональна заряду импульса на входе, поступает на вход платы усилителей-формирователей-оцифровщиков УФО-32. В этой плате сигнал фильтруется и оцифровывается. Оцифрованные амплитуды помещаются в оперативную память платы, откуда данные могут быть считаны для последующего анализа.

#### 4.1.1. Характеристики ЗЧПУ

Зарядочувствительные предусилители для калориметра были разработаны и произведены в Институте Ядерной Физики. Были измерены их характеристики в сравнении с параметрами низкошумящего ЗЧПУ ORTEC

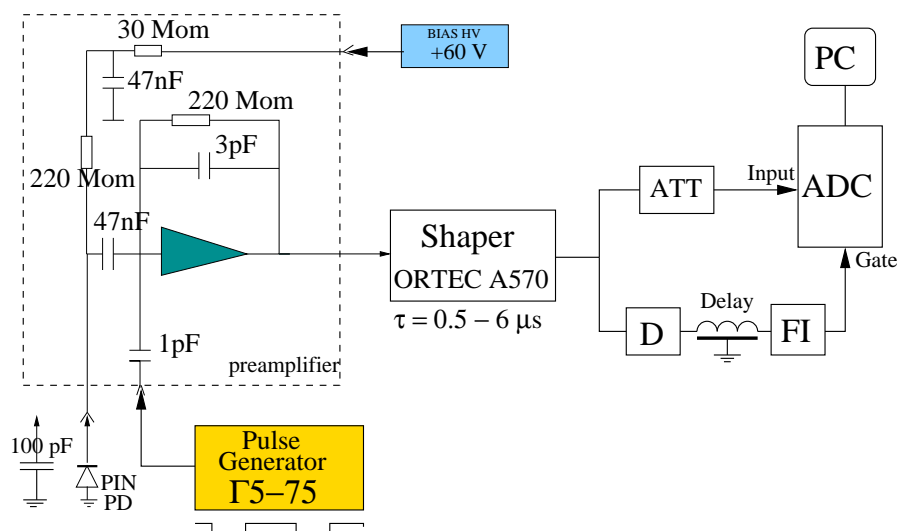


Рис. 4.7. Схема измерения электронных шумов предусилителя: АТТ – аттенюатор, D – дискриминатор, FI – формирователь логических импульсов, ADC – АЦП-A0309.

142ИН [93]. Схема измерения представлена на Рис. 4.7. С генератора Г5-75 на калибровочный вход предусилителя подается прямоугольный отрицательный сигнал длительностью 50 мкс. С предусилителя сигнал поступает в блок усилителя-формирователя (ORTEC Amplifier 570), где осуществляется его усиление и формирование. Формирование сигнала осуществляется с помощью фильтра гауссовского типа, который выдаёт импульс с длительностью от начала до максимума равной  $2.2\tau$  (при подаче на вход предусилителя токового  $\delta$ -импульса), где  $\tau$  – время формирования, которое можно менять в пределах от 0.5 до 6 мкс [94]. После этого сигнал разветвляется и поступает на измерительный вход АЦП-A0309, а также на схему выработки логического сигнала, который подаётся на вход управления АЦП. Положение пика амплитудного распределения сигнала определяется величиной сигнала, а его ширина – шумами в измерительном тракте. Измерения проводились с отключенным входом ЗЧПУ, с ёмкостью 100 пФ, подключенной ко входу, и с фотодиодом в рабочем режиме. На Рис. 4.8 показано сравнение шумов ЗЧПУ ИЯФ и предусилителя ORTEC 142ИН. Видно, что ЗЧПУ ИЯФ не уступает по своим шумовым свойствам предусилителю ORTEC 142ИН в области времён формирования  $\tau = 1 \div 3$  мкс.

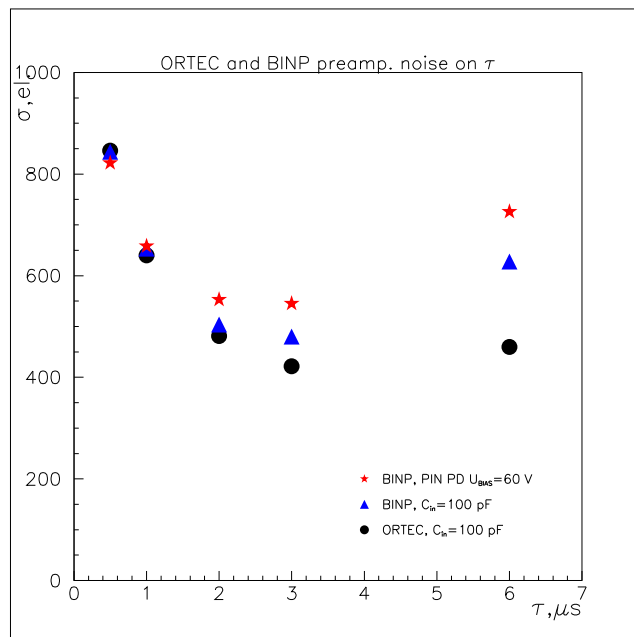


Рис. 4.8. Электронные шумы тракта (в электронах, приведённых ко входу ЗЧПУ) на основе ЗЧПУ ИЯФ в сравнении с шумами тракта с предусилителем ORTEC 142IN (в обоих случаях вход ЗЧПУ был нагружен на ёмкость 100 пФ, которая имитирует ёмкость фотодиода). Также показаны шумы ЗЧПУ ИЯФ с подключенным к его входу фотодиодом в рабочем режиме с  $U_{\text{BIAS}} = 60\text{ В}$ .

#### 4.1.2. Описание платы УФО-32

Плата УФО-32 выполнена в стандарте КАМАК<sup>1</sup> [95] и занимает две позиции в крейте. Блок-схема платы показана на Рис. 4.9. УФО-32 обрабатывает сигналы с 32-х каналов, то есть с двух модулей калориметра. Для уменьшения наводок в электронном тракте напряжение питания ЗЧПУ (+10 В), напряжение смещения фотодиодов (+60 В) и калибровочный сигнал подаются на модули через плату УФО-32. В плате можно выделить измерительную, триггерную и управляющую части.

Каждый канал измерительной части платы состоит из дифференциального приёмника, усилителя, аттенюатора с цифровым управлением, формирователя, восстановителя нулевого уровня и устройства выборки и хранения (УВХ). Для формирователя платы УФО-32, который осуществляет од-

<sup>1</sup>В системе сбора данных КМД-3 используется расширенный по высоте вариант КАМАК-крейта



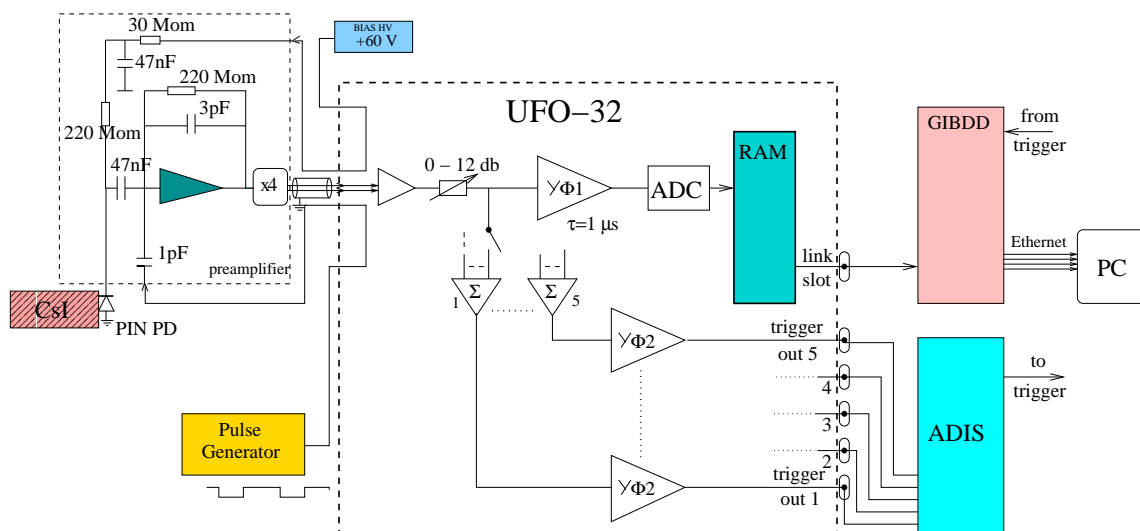


Рис. 4.9. Схема электронного тракта: RAM – оперативная память платы УФО-32, GIBDD – Главный Интерфейсный Блок Доставки Данных, ADIS – Блок Амплитудных Дискриминаторов и Сумматоров.

нократное дифференцирование и четырёхкратное интегрирование сигнала, постоянная времени формирования была выбрана равной 1 мкс. На Рис. 4.10 показана форма сигнала после формирователя платы УФО-32 в сравнении с формой сигнала после усилителя-формирователя ORTEC Amplifier 570 с установленным на нём временем формирования  $\tau = 2$  мкс. При получении команды на выполнение цикла измерений (сигнал “старт”) амплитуды сигналов, поступивших в течение разрешённого интервала времени, запоминаются в УВХ. Далее они последовательно оцифровываются 2-канальным 12-разрядным АЦП. Время оцифровки одного канала составляет приблизительно 1 мкс, оцифровка всех 32 каналов занимает 16 мкс. Задержка от сигнала “старт” до начала работы АЦП (на время формирования аналогового сигнала) сделана программируемой с максимальным значением 6.4 мкс. Данные оцифровки, поступающие от двух каналов АЦП в виде двух потоков последовательных данных (2 слова за 1 мкс), преобразуются в параллельный вид и складываются в оперативную память (ОЗУ) платы. После появления в ОЗУ первых нескольких слов начинается передача данных оцифровки в Головной Интерфейсный Блок Доставки Данных (ГИБДД) по линку (1 слово за 0.64 мкс). Таким образом, процессы оцифровки и передачи данных

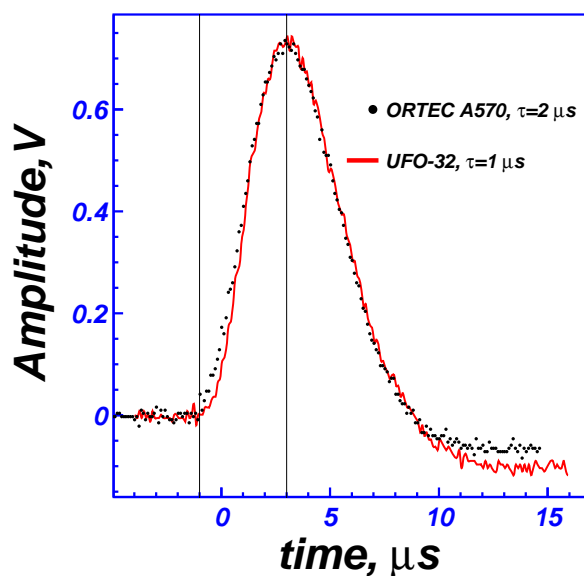


Рис. 4.10. Сравнение форм сигналов на выходе усилителя-формирователя ORTEC Amplifier 570 при  $\tau = 2$  мкс (точки) и после формирователя с платы УФО-32  $\tau = 1$  мкс (сплошная линия).

в линк идут одновременно, причём выдача данных оцифровки опережает передачу, что позволяет передавать данные в виде непрерывной посылки. Блок ГИБДД, в свою очередь, посылает данные по линии Ethernet в онлайн-компьютер, где происходит сборка события и его запись в файл.

Триггерная часть платы состоит из 5-ти сумматоров сигналов с формирователями, которые формируют “быстрые” аналоговые сигналы для первичного триггера детектора. Формирователь в триггерной части платы осуществляет дифференцирование и интегрирование сигнала с постоянной времени 180 нс (максимум выходного импульса достигается через 180 нс при подаче калибровочного сигнала на вход ЗЧПУ, или через 620 нс (530 нс) при поступлении на вход ЗЧПУ сигнала от сцинтилляционной вспышки в кристалле CsI(Tl) (CsI(Na)) с временем высвечивания равным 1 мкс (0.6 мкс)).

32 сигнала в плате УФО-32 суммируются в триггерные группы. Разбиение каналов платы по триггерным группам приведено в Табл. 4.2.

Такая структура определяется схемой разбиения калориметра на триггерные superbашни, которая приведена на Рис. 4.11.

Таблица 4.2. Разбиение каналов УФО-32 по триггерным группам

№ модуля	Номер триггерной группы				
	1	2	3	4	5
1	1, 2	3, 4, 5, 6	7, 8, 9, 10	11, 12, 13, 14	15, 16
2	1, 2	3, 4, 5, 6	7, 8, 9, 10	11, 12, 13, 14	15, 16

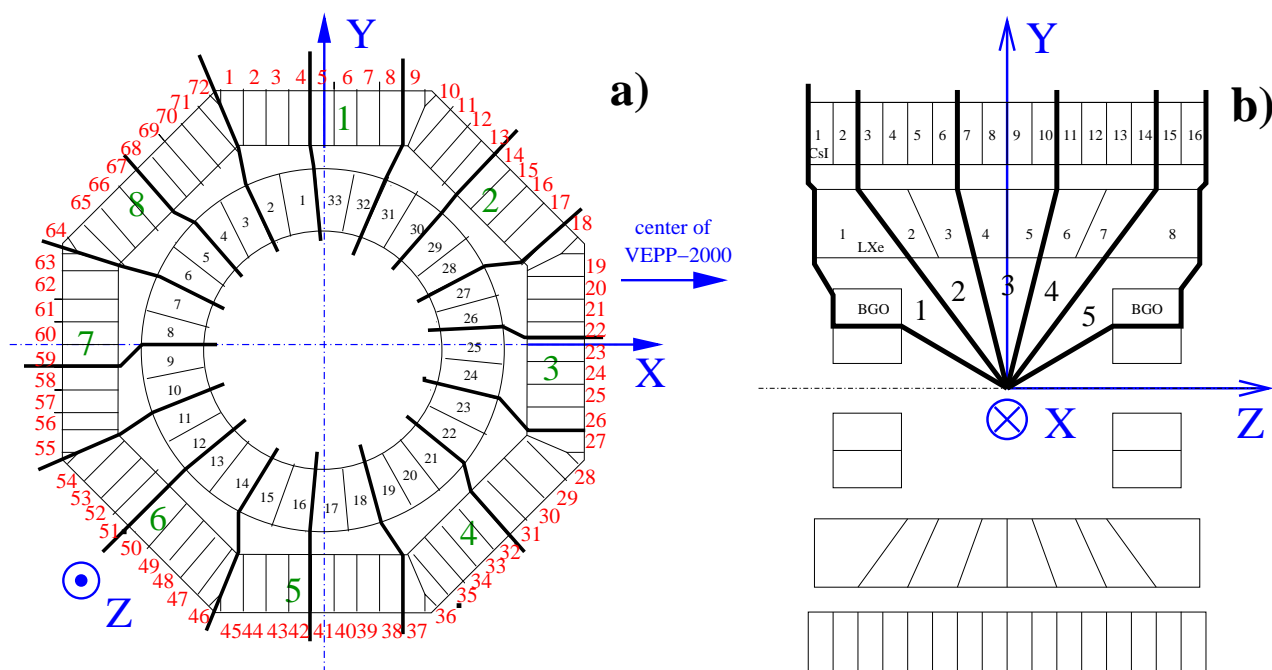


Рис. 4.11. Схема разбиения калориметра на 80 триггерных супербашен: (а) 16 секторов в  $R - \varphi$ -плоскости, (б) 5 секторов в  $R - Z$ -плоскости

Управляющая часть платы состоит из ОЗУ и регистров, в которых содержатся данные, определяющие режимы работы различных узлов, а также данные, передаваемые в процессе работы между УФО-32 и другими блоками системы сбора данных (ССД) детектора. Все эти данные расположены во внутреннем адресуемом пространстве УФО-32, и доступ к любому слову данных осуществляется по его адресу. Такая организация управляющей части позволяет обеспечить выполнение всех функций платы по командам передаваемым как по линку, так и по КАМАК магистрали.

Вид платы УФО-32 показан на Рис. 4.12. На задней панели платы располагается USB-разъём для информационного обмена с платой через линк.

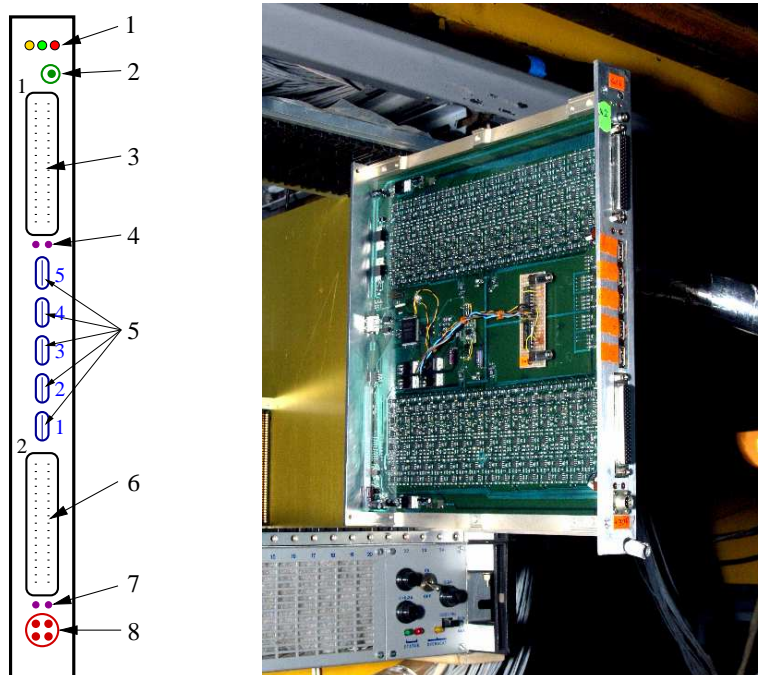


Рис. 4.12. Слева показана схема передней панели платы УФО-32: 1 - сигнальные светодиоды, 2 - LEMO-разъём для подачи калибровочного сигнала, 3 - разъём (DNF-62F) для подключения сигнального кабеля с 1-ого модуля (каналы 1 ÷ 16), 4 - контакты для измерения суммарного темнового тока в цепи подачи напряжения смещения для фотодиодов 1-ого модуля, 5 - пять USB-разъёмов для вывода 5-ти аналоговых сигналов для системы запуска детектора, 6 - разъём (DNF-62F) для подключения сигнального кабеля со 2-ого модуля (каналы 17 ÷ 32), 7 - контакты для измерения суммарного темнового тока в цепи подачи напряжения смещения для фотодиодов 2-ого модуля, 8 - разъём для подачи напряжения смещения фотодиодов. Справа показан вид платы УФО-32.

Перечислим основные характеристики измерительных каналов платы:

- Число каналов АЦП – 4096
- Величина пьедестала –  $\sim 20$  каналов АЦП  
уровень электронных шумов платы (RMS пьедестала) –  $\sim 0.5$  кан.
- Чувствительность ко входному сигналу (указана чувствительность к напряжению одной компоненты парафазного сигнала на входе платы):

- У 14 плат для счётчиков на основе CsI(Na) – 62 мкВ/канал (290 ф.э./канал)
- У 25 плат для счётчиков на основе CsI(Tl) – 83 мкВ/канал (390 ф.э./канал)

Единая цена деления канала АЦП платы Ц=0.2 МэВ/канал. Приведение разных каналов калориметра к единой цене деления осуществляется с помощью аттенюаторов с цифровым управлением, ослабление которых варьируется в пределах  $0 \div 12$  дБ.

- Интегральная нелинейность измерительного канала – не хуже 1% в области амплитуд  $>100$  каналов АЦП и  $5 \div 7\%$  в области малых амплитуд  $<100$  кан.
- Характеристики измерительного канала ЗЧПУ - УФО-32:
  - Уровень электронных шумов (на вход ЗЧПУ подключен фотодиод в рабочем режиме с напряжением смещения  $U_{\text{BIAS}} = 60$  В) – около 3 каналов АЦП платы при нулевом ослаблении сигнала на входе УФО-32.
  - Уровень электронных шумов без фотодиода – около 1 канала АЦП платы при нулевом ослаблении сигнала на входе УФО-32.
  - Коррелированные шумы в расчёте на один измерительный канал составляют 10% от уровня его некоррелированных электронных шумов.

Основные характеристики триггерных каналов платы:

- Максимальная амплитуда выходного аналогового сигнала – 1 В
- Длительность фронта – не более 640 нс
- Уровень электронных шумов [96]:
  - Каналы 1 и 5:  $\sigma_{\text{trig}} \simeq 3000$  эл ( $2.5 \div 3.0$  МэВ)
  - Каналы  $2 \div 4$ :  $\sigma_{\text{trig}} \simeq 5000 \div 7000$  эл ( $4 \div 6$  МэВ)

### 4.1.3. Испытания прототипа модуля калориметра.

Как показано на Рис. 4.13 модуль калориметра собирается из 16-ти кристаллов с минимальными зазорами между ними ( $<0.5$  мм). Они крепятся

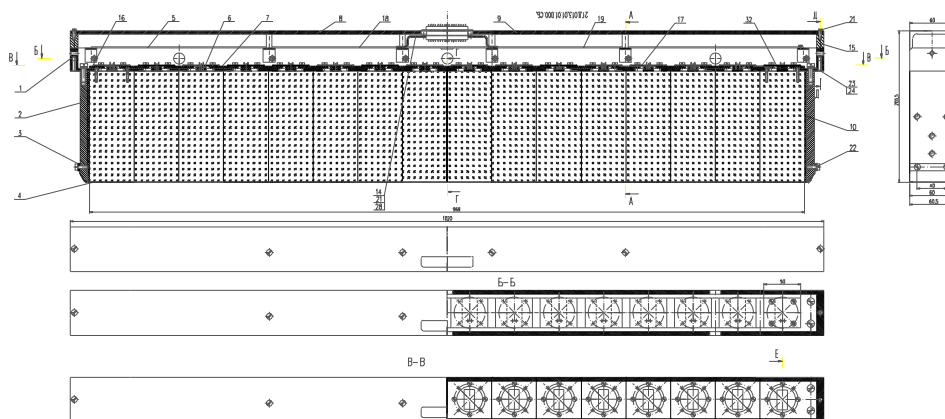


Рис. 4.13. Схема модуля.

к общему стальному корпусу при помощи саморезов. Стальной корпус служит для размещения зарядочувствительных предусилителей, магистралей для подачи на каждый счётчик напряжения питания ЗЧПУ, напряжения смещения фотодиодов и калибровочного сигнала. В корпусе также установлен выходной разъём, через который в модуль подаются все необходимые напряжения от внешних источников и к которому по жгутам из витых пар собираются выходные сигналы со всех счётчиков модуля. С внешней стороны корпус закрыт алюминиевой крышкой, состоящей из двух половин, так, что снаружи оказывается доступным только выходной разъём.

Перед массовым производством модулей калориметра был собран и испытан прототип модуля [92]. В нём было смонтировано 4 счётчика: 2 – на основе кристаллов CsI(Tl) и 2 – на основе кристаллов CsI(Na). По величине наиболее вероятного энерговыделения в кристалле от космических частиц определялся световыход каждого счётчика, а по ширине пика амплитудного распределения сигнала, при подаче на вход ЗЧПУ калибровочного импульса – уровень электронных шумов.

Световыход составил: 2200 и 2500 ф.э./МэВ для счётчиков на основе CsI(Na) (№3 и №4 на Рис. 4.14); 4000 и 4200 ф.э./МэВ для счётчиков на основе CsI(Tl) (№1 и №2 на Рис. 4.14). На Рис. 4.14 также показаны элек-

тронные шумы счётчиков. Из него видно, что для всех счётчиков уровень

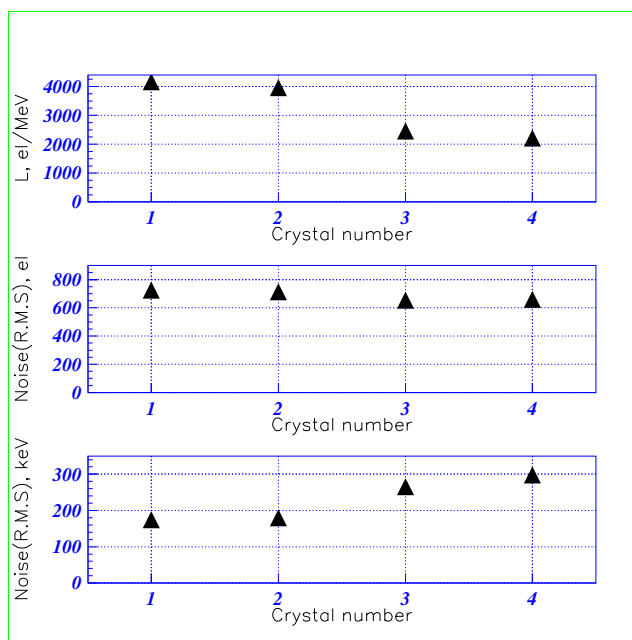


Рис. 4.14. Уровень сигнала и шумы четырёх счётчиков прототипа модуля.

шумов составил около 700 эл. Однако из-за того, что у счётчиков на основе CsI(Tl) уровень сигнала больше, их электронные шумы, измеренные в кэВ-ах, оказываются меньше, чем у счётчиков на основе CsI(Na). В результате этих исследований были изучены основные характеристики модуля, которые согласуются с его проектными параметрами. Также была выработана процедура сборки модуля калориметра.

## 4.2. Изготовление калориметра

На первом этапе работ все линейки старого калориметра КМД-2 были разобраны, все кристаллы распакованы. Затем была проведена необходимая доработка кристаллов и измерение их параметров, подробно описанные в Разд. 4.2.2. В процессе подготовки к установке кристаллов в модули проводились измерения их размеров, световыхода и неоднородности коэффициента светосбора с помощью установок, описанных в следующем разделе.

## 4.2.1. Основные характеристики кристаллов

### Измерение размеров кристаллов

Измерение размеров кристалла проводилось на установке, показанной на Рис. 4.15 [91]. Кристалл (4) устанавливался на подвижную платформу

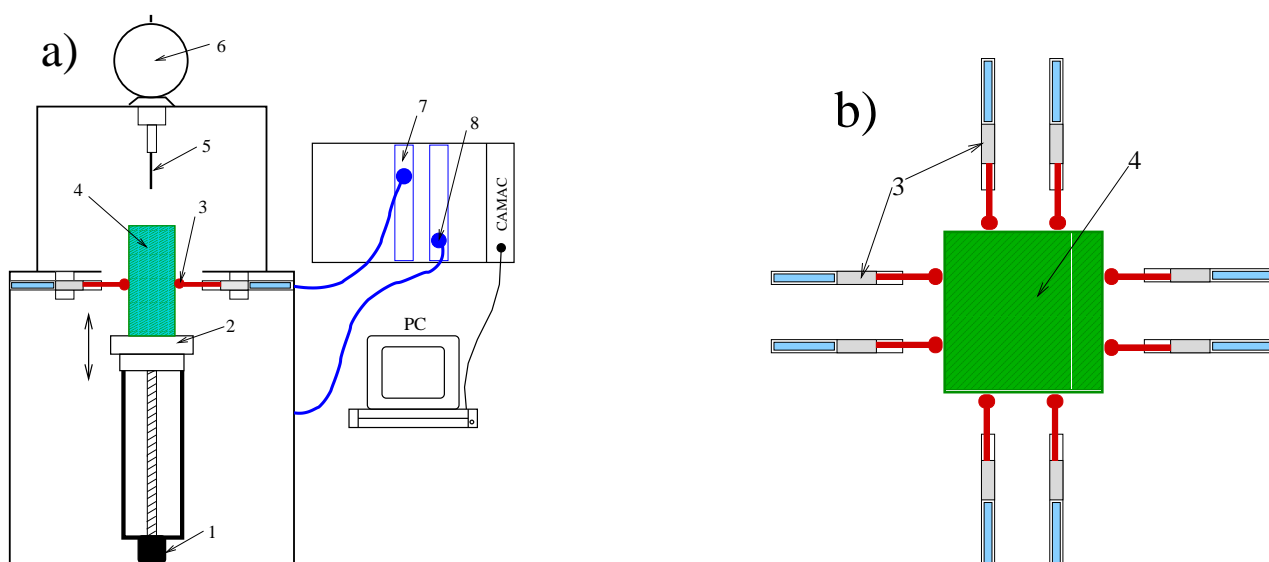


Рис. 4.15. Установка для измерения размеров кристаллов. а) Общая схема, вид сбоку; б) Вид сверху. 1 – шаговый двигатель; 2 – подвижная платформа; 3 – датчик смещения, работающий на сжатом воздухе; 4 – кристалл; 5, 6 – активная часть и шкала датчика вертикального смещения; 7 – электронный блок управления датчиками смещения; 8 – электронный блок управления шаговым двигателем.

(2). Цикл измерений поперечных размеров кристалла проводился автоматически по команде с компьютера. Измерения размеров проводились с помощью датчиков смещения (3) для нескольких положений кристалла по высоте ( $\ell = 1.5, 4.5, 7.5, 10.5$  и  $13.5$  см), как показано на Рис. 4.16. Вертикальное перемещение платформы с кристаллом производилось с помощью шагового двигателя (1). Для каждого положения кристалла по высоте измеренные данные аппроксимировались плоским параллелограммом и определялись его параметры:  $a, b, h, h'$  и  $\varphi$ . В результате рассчитываются поперечные размеры кристалла: ширина  $= (a + b + A + B)/4$ , толщина  $= (h + h' + H + H')/4$ ,



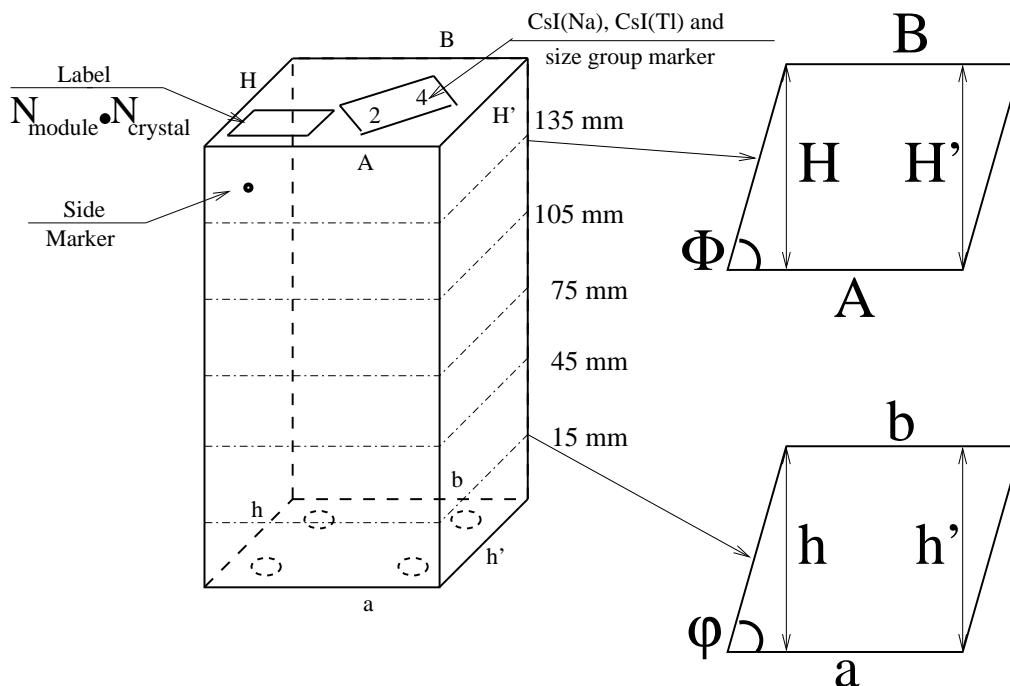


Рис. 4.16. Схема измерения поперечных размеров кристалла. Приведена также схема маркировки кристалла.

где:  $a, b, h$  и  $h'$  – параметры параллелограмма при  $\ell = 1.5$  см;  $A, B, H$  и  $H'$  – при  $\ell = 13.5$  см. Измерение длины кристалла проводилось вручную с помощью датчика вертикального смещения (5), шкала (6) которого была предварительно откалибрована с использованием эталона.

### Измерение световыхода и неоднородности коэффициента светосбора кристаллов

Измерение световыхода ( $\bar{L}$ ) и неоднородности коэффициента светосбора ( $\eta$ ) проводилось на установке, показанной на Рис. 4.17 [91]. Кристалл устанавливается на входное окно ФЭУ в светонепроницаемой камере. Коллимированный источник  $\gamma$ -квантов ( $E_\gamma = 662$  КэВ)  $\text{Cs}^{137}$  передвигается вдоль оси кристалла в вертикальном направлении и облучает кристалл в 9-ти точках по высоте (1.5, 3.0, 4.5, 6.0, 7.5, 9.0, 10.5, 12.0 и 13.5 см), при этом набирается амплитудный спектр сигналов с ФЭУ. Характерный спектр сигнала показан на Рис. 4.18. В области пика полного поглощения распределение аппроксимируется функцией Гаусса, при этом определяются оптимальные значения

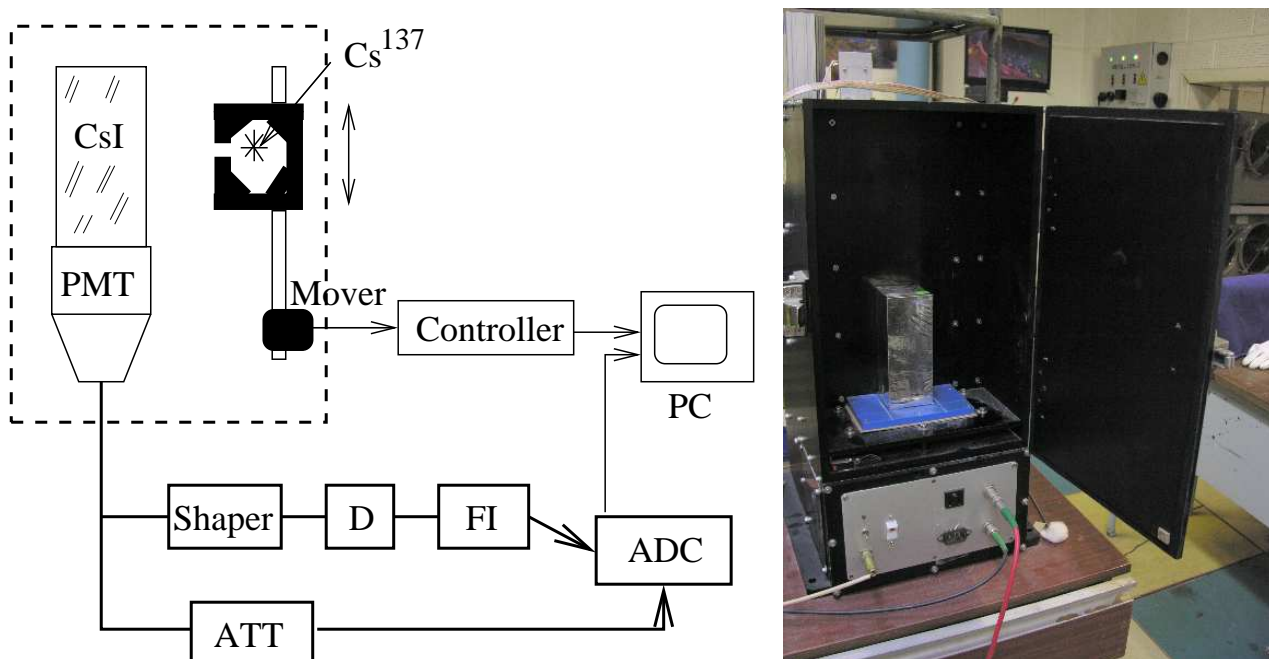


Рис. 4.17. Слева показана схема установки для измерения световыхода и неоднородности коэффициента светосбора кристаллов. Справа приведена фотография светонепроницаемой камеры с установленным там кристаллом.

ширины фотопика ( $\sigma$ ) и положения его максимума ( $A$ ). В каждой точке по высоте световыход определялся как  $L_i = A_i/A_0$  ( $i = 1 \div 9$ ), где  $A_i$  – положение максимума фотопика при облучении кристалла в  $i$ -той точке по высоте,  $A_0$  – положение максимума фотопика для эталонного кристалла CsI(Tl) с известным световыходом. Кристалл характеризуется величиной среднего световыхода  $\bar{L} = \frac{1}{9} \sum_{i=1}^9 L_i$  и неоднородностью коэффициента светосбора  $\eta = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{\bar{L}}$ . Измеренные таким образом значения  $\bar{L}$  и  $\eta$  записываются в базу данных.

#### 4.2.2. Процедура изготовления счётчиков

Процедура изготовления счётчиков включала следующие операции:

- 1) Удаление старого лакового покрытия и осмотр кристаллов. Кристаллы, имеющие существенные механические повреждения отбраковывались.
- 2) Полировка поверхности кристаллов.

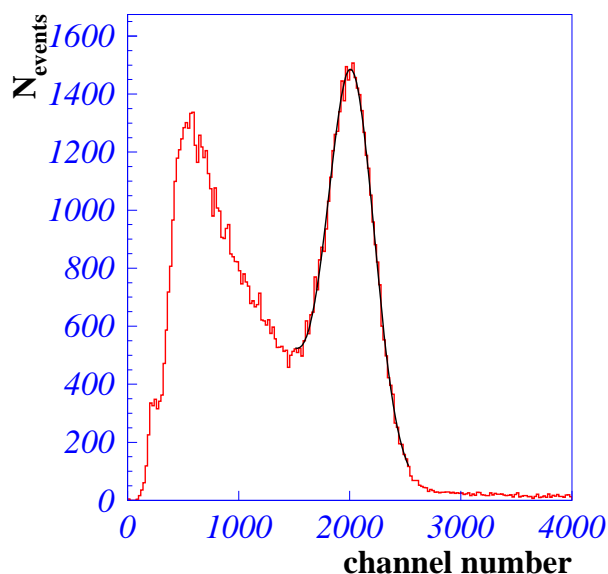


Рис. 4.18. Спектр сигнала с ФЭУ при облучении кристалла CsI(Tl)  $\gamma$ -квантами от источника Cs<sup>137</sup>.

- 3) Измерение размеров и сцинтилляционных характеристик кристаллов.
- 4) При необходимости, повторение обработки кристалла и повторное измерение его параметров.
- 5) Оборачивание кристалла диффузным отражателем - пористым тефлоном толщиной 200 мкм, упаковка в контейнер из 20-ти микронного алюминизированного лавсана и измерение его параметров.
- 6) Маркировка кристаллов с указанием их типа и группы по поперечным размерам, как показано на Рис. 4.16.

Если оба поперечных размера на этапе 3) меньше чем 59.4 мм, то кристалл отбраковывается. Если же один или оба размера превышают 60.4 мм, то поверхность кристалла подвергается дополнительной доработке так, чтобы как ширина, так и толщина кристалла находились в диапазоне от 59.4 мм до 60.4 мм.

Величина сигнала с кристаллов, активированных натрием в области спектральной чувствительности ФЭУ приблизительно в два раза выше чем с кристаллов активированных таллием. Поэтому по результатам измерений сцинтилляционных характеристик проводилась дополнительная проверка

типа кристаллов ( $\text{CsI}(\text{Na})$  или  $\text{CsI}(\text{Tl})$ ).

Для достижения хорошего световыхода и неоднородности в некоторых случаях операции 3) и 4) повторялись несколько раз. Кристаллы со световыходом ниже 0.1 и неоднородностью выше 11% отбраковывались. Из-за особенностей геометрии скошенных кристаллов боковых линеек условие на неоднородность коэффициента светосбора для них было слабее, отбраковывались кристаллы с неоднородностью выше 15%.

После упаковки на этапе 5) поперечные размеры кристаллов колебались в пределах от 59.8 мм до 60.8 мм. Поэтому кристаллы разбивались на 5 групп по размерам с шагом 0.2 мм. Для контроля проводилось ещё одно измерение сцинтилляционных характеристик кристаллов.

На Рис. 4.19 (а) и (b) показаны распределения кристаллов по поперечным размерам и длине. На Рис. 4.20 показано распределение по световыходу и

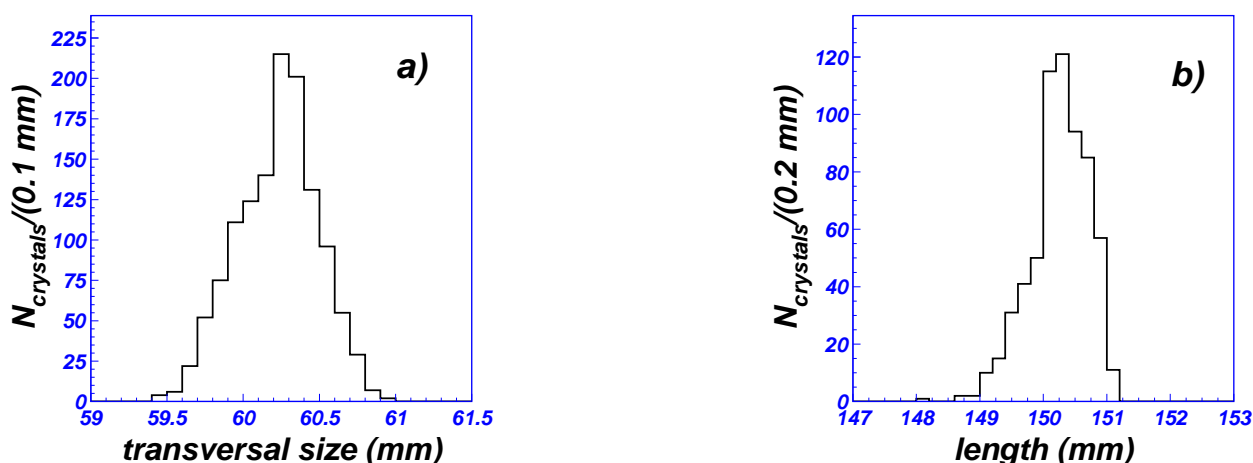


Рис. 4.19. Распределение кристаллов: (а) по поперечным размерам, (b) по длине.

неоднородности коэффициента светосбора для прямоугольных кристаллов  $\text{CsI}(\text{Na})$  и  $\text{CsI}(\text{Tl})$ .

Следует отметить, что в счётчиках калориметра световой сигнал регистрируется полупроводниковыми PIN фотодиодами, спектральная чувствительность которых для сцинтилляционного света кристаллов  $\text{CsI}(\text{Tl})$  приблизительно в 1.5 раза больше чем для  $\text{CsI}(\text{Na})$ . Если также учесть, что ве-

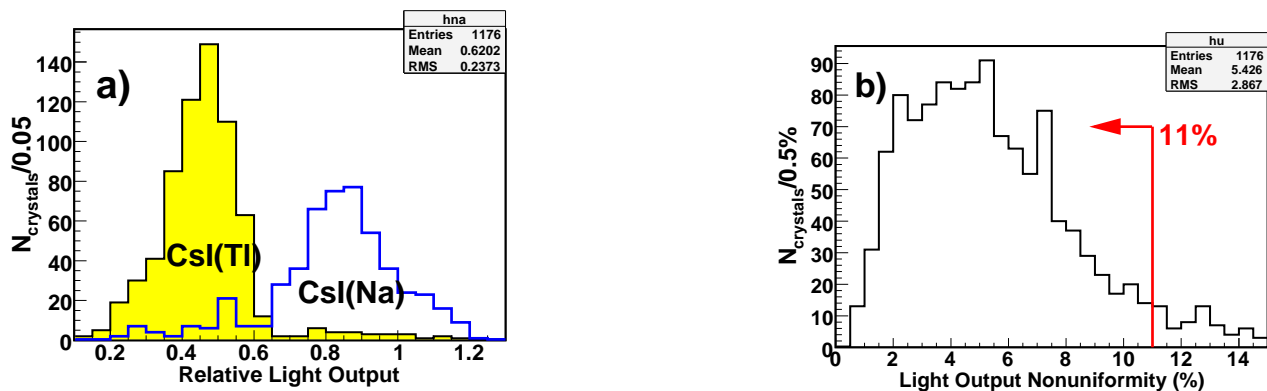


Рис. 4.20. (а) Распределение кристаллов по световыходу. (б) Распределение кристаллов по неоднородности коэффициента светосбора.

личина световыхода в фотонах/МэВ для CsI(Tl) больше чем для CsI(Na) (см. Табл. 4.1), то величина сигнала со счётчиков на основе кристаллов CsI(Tl) будет выше чем со счётчиков из CsI(Na) приблизительно в 2 раза.

### 4.2.3. Сборка модулей

Каждая линейка состоит из 16 кристаллов одного типа легирования, относящихся к одной группе по поперечному размеру (т.е. разброс ширины кристаллов в модуле не превышает 0.2 мм). Для механической сборки модуля был изготовлен специальный стапель, чертеж которого показан на Рис. 4.21.

Был принят следующий порядок сборки. На стапеле закреплялся стальной корпус с установленными на нём боковинами. Далее одна из них снимается и вплотную к оставшейся боковине и к корпусу укладываются кристаллы. Затем со стороны противоположной корпусу накладывается алюминиевая лента (толщиной 1 мм), концы которой закреплены на боковинах. После этого закрепляется вторая боковина, обеспечивая натяжение алюминиевой ленты. Кристаллы стягиваются и фиксируются на стапеле в продольном и поперечном направлениях с помощью фиксирующих винтов, как показано на Рис. 4.21. Каждый кристалл крепится к корпусу с помощью двух саморезов размером  $2.8 \times 13$  мм. На завершающей стадии модуль помещается в контейнер из одностороннего алюминизированного лавсана (с проводящей

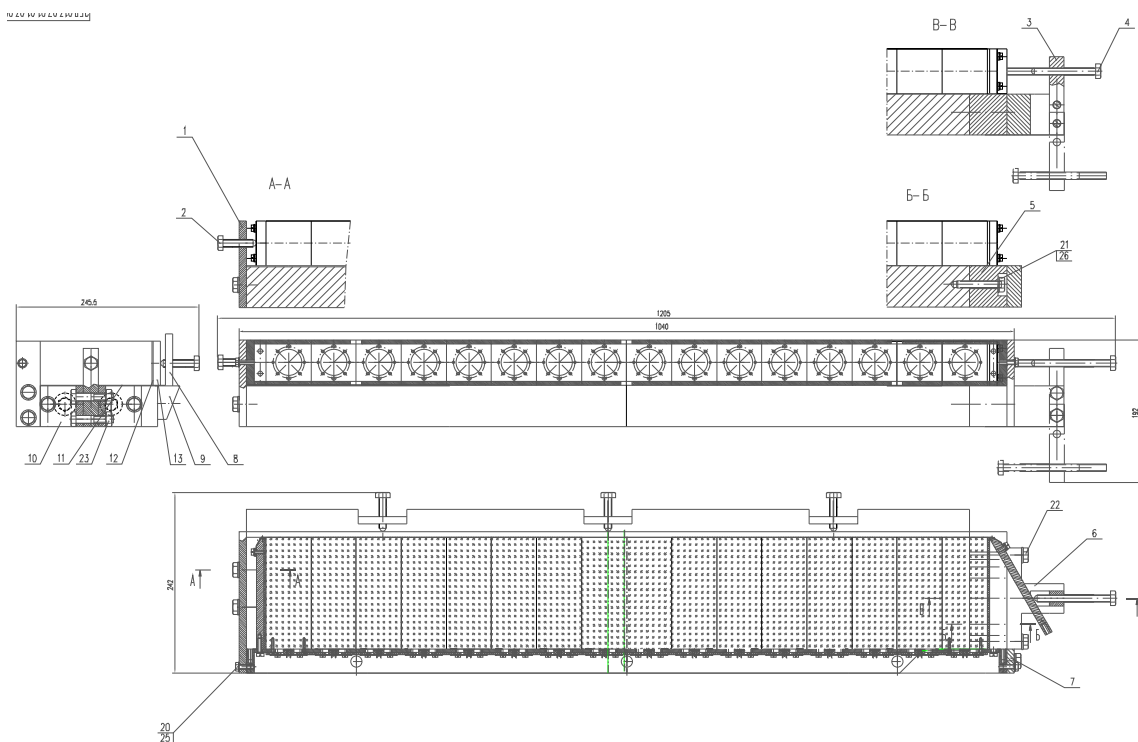


Рис. 4.21. Механическая сборка модуля на ступе. 1, 7 - пластина крепления; 2, 3 - болт фиксирующий; 8 - пластина фиксирующая; 9 - стол для укладки кристаллов; 20, 21 - болт крепёжный.

поверхностью вовнутрь) толщиной 150 мкм для обеспечения электрической изоляции от других модулей, а также для экранирования электроники модуля.

После механической сборки на торец каждого кристалла устанавливается фотодиод с использованием оптической смазки ОКЕН 6262А (с показателем преломления  $n = 1.42$  для света с длиной волны  $\lambda = 450$  нм). Затем для увеличения коэффициента светосбора и светоизоляции кристалла торец закрывается накладкой из тефлона, как показано на Рис. 4.22. Далее на каждый счётчик устанавливается зарядочувствительный предусилитель как показано на Рис. 4.23. Напряжение питания предусилителя (+10 В), напряжение смещения фотодиода (+60 В) и калибровочный сигнал подаются на каждый предусилитель по магистрали, изготовленной из фольгированного стеклотекстолита и показанной на Рис. 4.24. Она крепится к корпусу с помощью шести скоб. Витые пары, служащие для съема сигналов с предусилителей, собираются на разъём, установленный в центре модуля, показан-



Рис. 4.22. Установка фотодиодов.



Рис. 4.23. Установка ЗЧПУ.

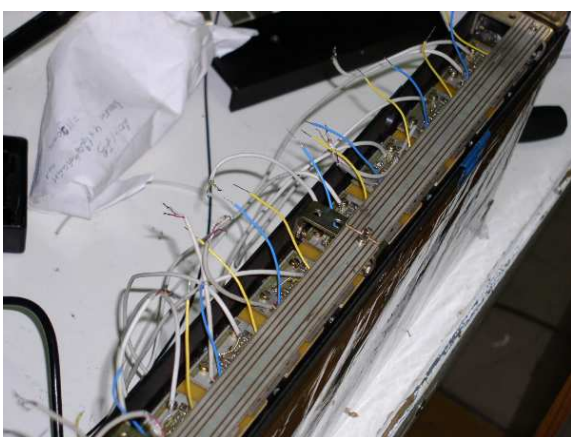


Рис. 4.24. Установка магистралей.



Рис. 4.25. Разъём модуля.

ный на Рис. 4.25. Через этот же разъём к модулю подводятся напряжения питания предусилителей (+10 В), смещения фотодиодов (+60 В), а также калибровочный сигнал. Смонтированный модуль показан на Рис. 4.26. В завершение монтажа модуль закрывается алюминиевой крышкой, состоящей из двух половинок.

#### 4.2.4. Измерение характеристик собранных модулей

Для проверки собранных модулей проводился контроль их основных параметров: уровня шумов электронного тракта и световыхода каждого счётчика. Для этого был создан простой стенд и разработана процедура измерения этих характеристик. На Рис. 4.27 приведена схема стенда для измерения

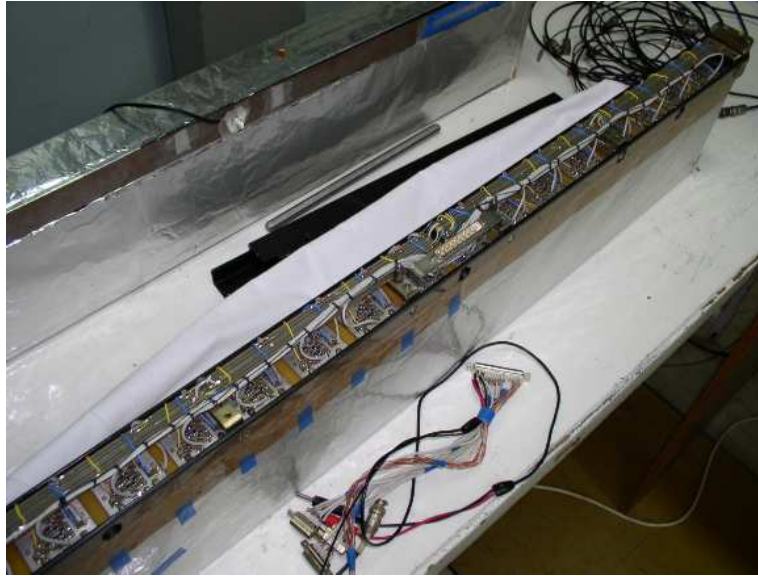


Рис. 4.26. Модуль после электрического монтажа.

шумов электронного тракта счётчика. Прямоугольный отрицательный сиг-

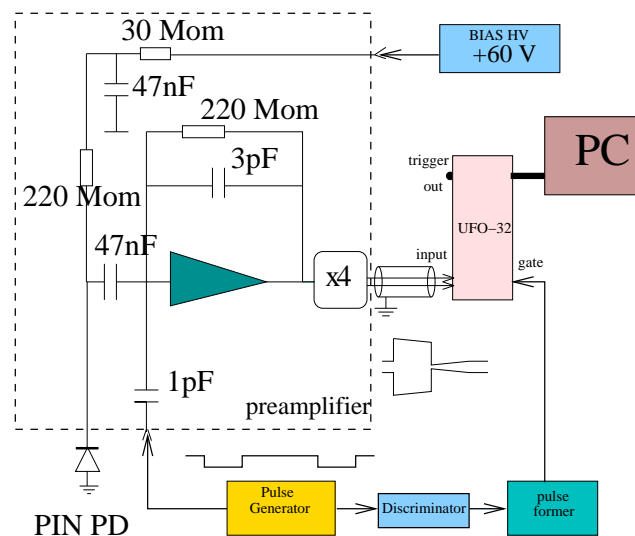


Рис. 4.27. Стенд для измерения шумов электронного тракта счётчика.

нал длительностью 50 мкс с генератора Г5-75 подается на калибровочный вход ЗЧПУ (калибровочная емкость – 1 пФ). Выходной парафазный сигнал с предусилителя поступает на вход платы усилителей-формирователей-оцифровщиков УФО-32, где сигнал фильтруется, оцифровывается и помещается в оперативную память платы. Сигнал управления поступает на вход "Старт" УФО-32 также с генератора после предварительного формирования.

Оцифрованная амплитуда сигнала считывается из УФО-32 с помощью



компьютера, где заполняется гистограмма амплитудного распределения сигнала. Положение пика полученного распределения определяется величиной сигналов, а его ширина – шумами в измерительном тракте. Спектр хорошо описывается гауссовой функцией, среднеквадратичное отклонение (RMS) которой характеризует уровень шумов:  $\sigma = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (A_i - \bar{A})^2$ , где  $\bar{A} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A_i$ .

Для определения цены деления канала платы УФО-32 в единицах заряда электрона (приведённого ко входу ЗЧПУ) проводилась процедура калибровки счётчика. Для этого фотодиод в измерительном тракте облучался  $\gamma$ -квантами изотопа  $^{241}\text{Am}$ . При этом в измеряемом энергетическом спектре выделяется пик, связанный с поглощением  $\gamma$ -кванта энергии  $E_\gamma = 59.5$  кэВ в кремнии. Число электрон-дырочных пар, образованных фотоном,  $N_{el}$ , определяется его энергией и средней энергией, затрачиваемой на образование пары в кремнии,  $\epsilon = 3.62$  эВ,  $N_{el} = 59500/3.62 = 16436$  эл. По положению фотопика от  $^{241}\text{Am}$  в каналах платы определяется цена деления канала платы Ц(УФО-32)=240 эл./канал.

Измерение световыхода счётчиков (в ф.э./МэВ) проводилось при помощи сигналов, возникающих при прохождении через счетчик космических частиц. Благодаря тому, что космическое излучение на поверхности Земли состоит, в основном, из минимально-ионизирующих мюонов, среднее энерговыделение в счетчике может быть достаточно просто вычислено. На Рис. 4.28 приведена схема запуска оцифровки сигнала при измерении световыхода счётчика. Выходной сигнал с предусилителя поступает на вход платы УФО-32. Для формирования управляющего импульса использовался быстрый аналоговый сигнал с триггерного выхода платы. Канал запуска включал амплитудный дискриминатор с эквивалентным порогом около 5 МэВ и формирователь.

Типичный спектр энерговыделения от космических частиц показан на Рис. 4.29 (а). События в области пика обусловлены прохождением космической частицы через кристалл с пересечением двух параллельных граней размерами  $6 \times 15$  см<sup>2</sup>. Этот спектр аппроксимировался функцией, приведённой в Приложении А, в результате определялась величина наиболее вероят-

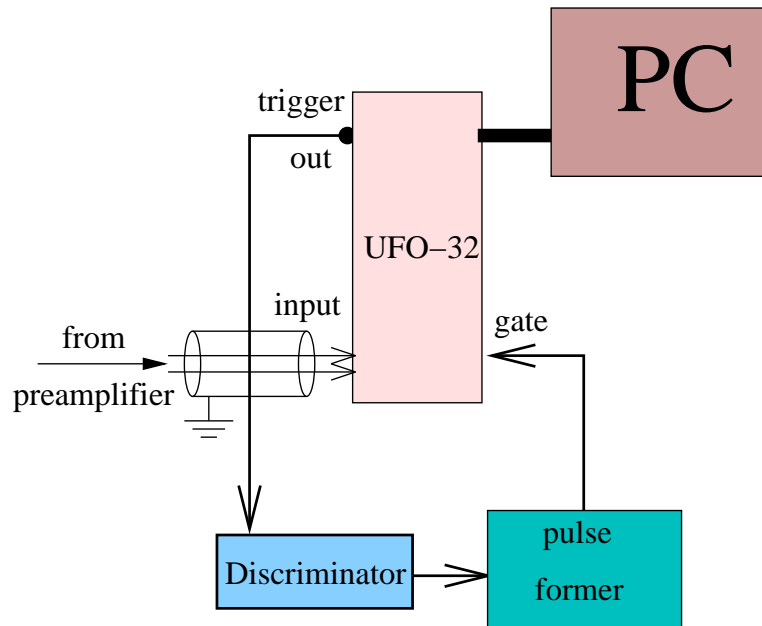


Рис. 4.28. Схема запуска оцифровки сигнала при измерении световыхода счётчика.

ного энерговыделения в счётчике ( $A$ ), измеренная в каналах платы УФО-32. Как показало моделирование, величина наиболее вероятного энерговыделения в кристалле при прохождении космической частицы через кристалл составляет  $E_{\text{peak}} = 34 \text{ МэВ}$ , что даёт световыход счётчика  $\alpha = A \cdot \text{Ц}(\text{УФО-32}) / E_{\text{peak}} = A \cdot 7.1 \text{ [эл./МэВ]}$ .

На Рис. 4.29 (b) показано распределение всех 1152 счётчиков калориметра по величине световыхода, а на Рис. 4.30 – по уровню электронных шумов.

Как было отмечено ранее, а также видно из Рис. 4.29 (b), счётчики на основе кристаллов CsI(Na) имеют значительно меньшую величину сигнала (в среднем почти в два раза меньше) по сравнению со счётчиками на основе CsI(Tl). Следует также отметить большой разброс по величине световыхода для счётчиков одного типа. По результатам этих измерений был выбран диапазон ослаблений входных сигналов платы УФО-32.

Как видно из Рис. 4.30 (b), средний уровень шумов составляет 200 кэВ, а максимальное значение не превышает 500 кэВ для всех кристаллов, и таким образом, шумы электроники не дают существенного вклада в энергетическое разрешение калориметра. Следует отметить, что счётчики на основе

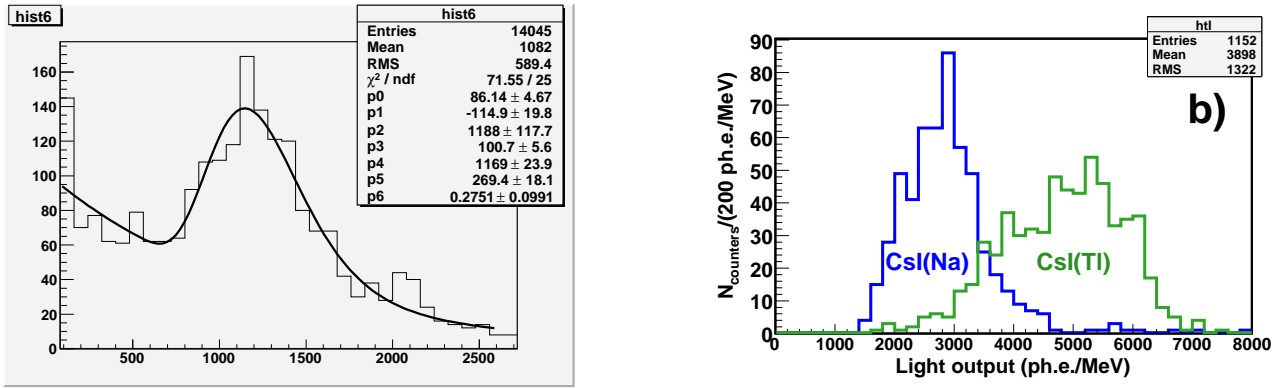


Рис. 4.29. (а) Спектр энерговыделения в кристалле при прохождении космической частицы, аппроксимированный функцией, приведённой в Приложении А. (б) Распределение счетчиков калориметра по величине световыхода (в ф.э./МэВ).

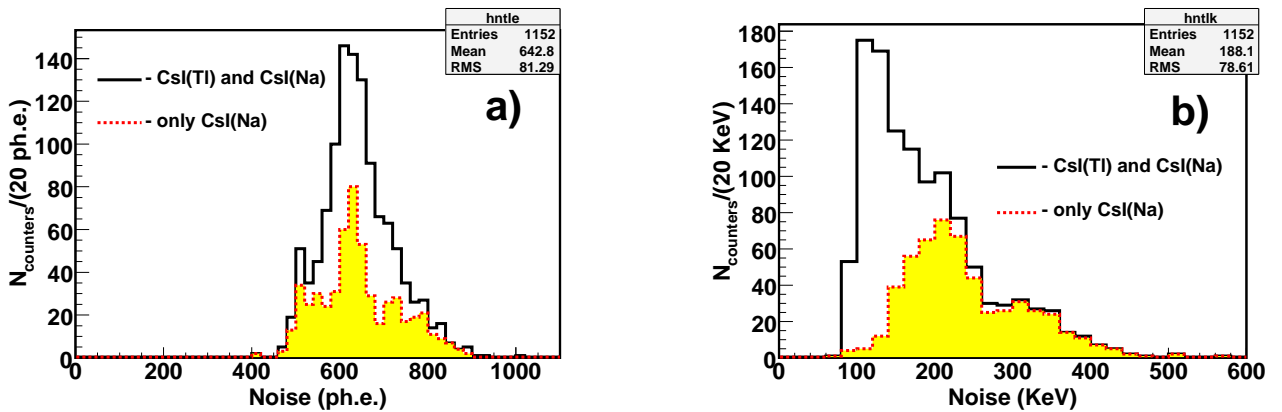


Рис. 4.30. Распределение счетчиков калориметра по уровню электронных шумов: (а) шумы в фотоэлектронах, (б) шумы в килоэлектронвольтах.

кристаллов CsI(Na) и CsI(Tl) не отличаются по уровню шумов, измеренному в единицах заряда электрона.

#### 4.2.5. Сборка и проверка октантов

Чертеж октанта, состоящего из девяти модулей, представлен на Рис. 4.31. Процедура сборки октанта включала следующие этапы:

- Готовые модули (7 стандартных и 2 специальных) размещались на спе-

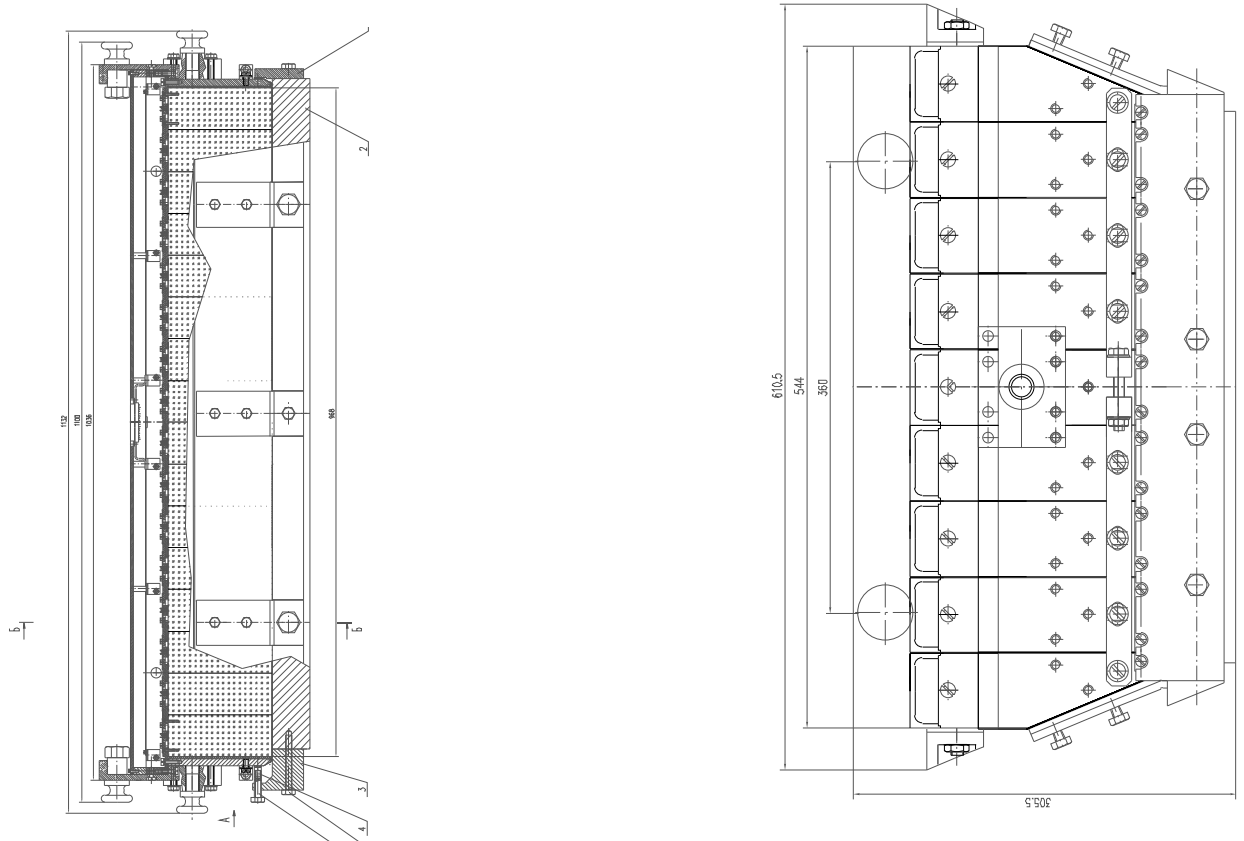


Рис. 4.31. Схема октанта: слева – вид сбоку, справа – вид с торца.

циальном стапеле и стягивались в поперечном направлении струбционной на время сборки.

- В верхней части модули стягивались в поперечном направлении при помощи шпилек, проходящих через корпуса всех модулей.
- С обоих торцов модули крепились к массивным стальным боковинам, которые служат базой для выравнивания модулей, связывают их в единую жесткую конструкцию, а также несут элементы для транспортировки октантов и крепления их в детекторе.
- На обоих торцах октанта модули дополнительно стягиваются при помощи накладок, крепящихся к стальным боковинам модулей.
- Для уменьшения влияния наводок модули в октанте должны быть электрически изолированы друг от друга, поэтому сборка октанта про-

водится с сохранением электрической изоляции каждого модуля. Для этого на детали, контактирующие с модулями, устанавливаются специальные изолирующие элементы. После механической сборки октанта проводится проверка изоляции всех его модулей.

- Монтируются элементы системы продува модулей, а также система датчиков измерения температуры и влажности.

Полностью собранный октант показан на Рис. 4.32. Перед установкой ок-



Рис. 4.32. Слева показан стандартный октант, готовый к установке на детектор. Справа – специальный октант, крышки всех модулей сняты.

танта в детектор проводится проверка работоспособности всех его каналов с калибровочным сигналом. Для этого используется простое коммутирующее устройство, позволяющее последовательно проверять 16 счётчиков каждого модуля. Для проверки всего октанта устройство поочерёдно подключается к каждому модулю.

#### 4.2.6. Сборка калориметра

При сборке калориметра октанты устанавливаются на детектор в определённой последовательности: сначала устанавливаются нижний (№5) и верхний (№1) горизонтальные октанты (см. Рис. 4.33), затем нижние наклонные октанты (№4 и 6), далее ставятся вертикальные октанты (№3 и 7) и завершает сборку установка верхних наклонных (специальных) октантов (№2 и

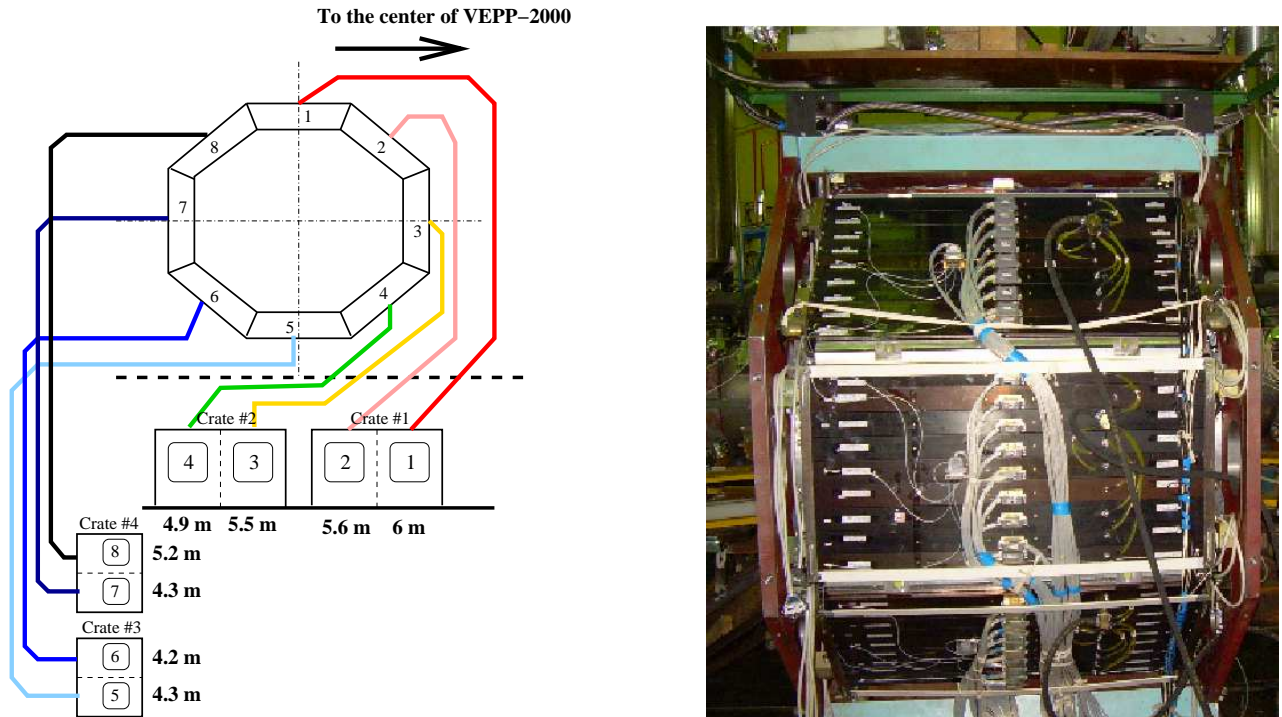


Рис. 4.33. Слева показана схема проводки кабелей между октантами и крейтами электроники калориметра. Справа – установленный на детектор калориметр.

8). После установки каждого октанта делается его выставка согласно чертежа, а затем присоединяются сигнальные кабели. Сборка калориметра завершается укладкой всех кабелей, которые далее опускаются под детектор и направляются к крейтам с электроникой, как показано на Рис. 4.33.

### 4.3. Первые результаты

В мае 2008 года калориметр был установлен в детектор. К этому времени были произведены и настроены 5 плат УФО-32, которых достаточно для работы с каналами одного октанта. Поэтому чтение данных с калориметра осуществлялось поочерёдно для каждого из восьми октантов. С помощью системы сбора данных КМД-3 проводилось чтение данных в случае подачи на вход ЗЧПУ калориметра калибровочного сигнала, а также при прохождении через калориметр космических частиц.

С калибровочным сигналом была изучена временная стабильность работы каналов одного из октантов. На Рис. 4.34 (а) показана временная зависимость положения пика амплитудного распределения сигнала на одном из каналов. Она аппроксимировалась прямой, при этом среднеквадратичный разброс точек относительно прямой,  $\Delta A$ , считается мерой нестабильности канала. Отношение среднеквадратичного разброса амплитуд к средней амплитуде  $\frac{\Delta A}{A} \cdot 100\%$ , находится в пределах  $0.8 \div 1.5\%$  для различных каналов. Существенного дрейфа (наклона прямой) обнаружено не было.

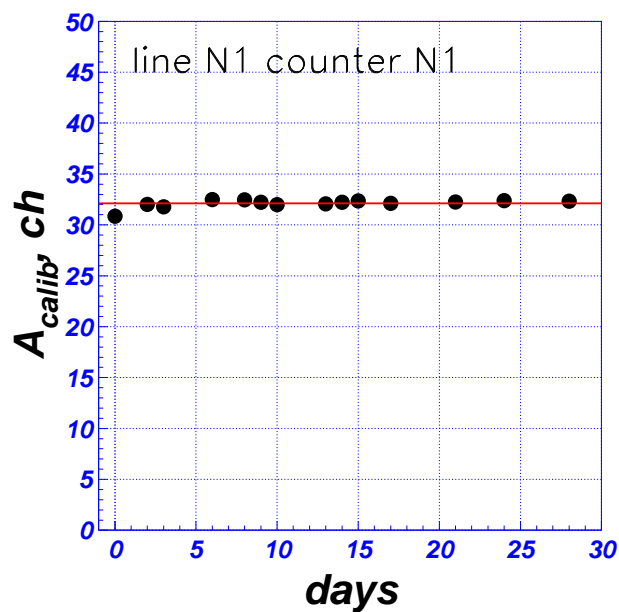


Рис. 4.34. Временная зависимость положения пика амплитудного распределения сигнала на одном из каналов.

На Рис. 4.35 (а) показана временная зависимость уровня электронных шумов одного из каналов, а на Рис. 4.35 (b) – распределение каналов калориметра по величине их электронных шумов (в каналах платы УФО-32). Из Рис. 4.34, 4.35 видно, что нестабильность работы электроники калориметра не хуже 1%, а уровень шумов не меняется со временем.

Были также измерены когерентные шумы платы УФО-32. Для этого с калибровочным сигналом записывался спектр суммарной по всем 32-м каналам амплитуды, а также спектры амплитуд с каждого канала платы по отдельности. Спектры хорошо описываются гауссовыми функциями. Среднеквадратичное отклонение (RMS) для спектра суммарной амплитуды  $\sigma_{\text{sum}}$  характе-

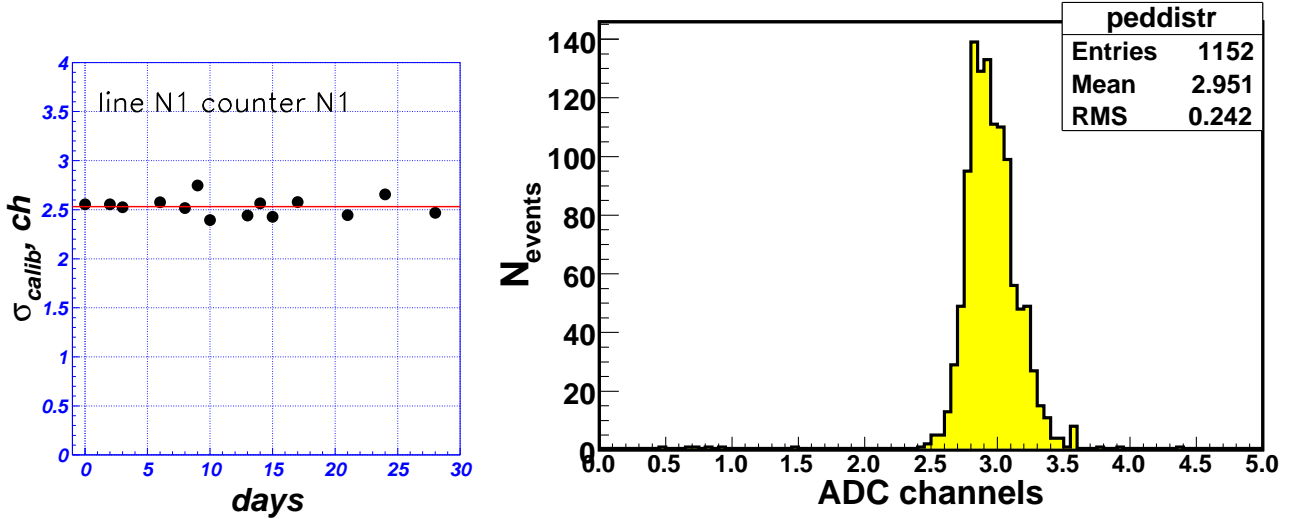


Рис. 4.35. (а) Временная зависимость уровня электронных шумов одного из каналов; (б) Распределение каналов калориметра по величине их электронных шумов.

ризует уровень суммарных шумов, причём помимо вкладов некогерентных шумов каждого канала  $\sigma_{incoh}$ , оно содержит вклад от когерентных шумов платы:  $\sigma_{sum} = \sqrt{N\sigma_{incoh}^2 + N^2\sigma_{coh}^2}$ , где:  $N = 32$ ,  $\sigma_{coh}$ -уровень когерентных шумов в расчёте на один канал. При этом среднеквадратичное отклонение для спектра амплитуд отдельного канала платы  $\sigma_{single} = \sqrt{\sigma_{incoh}^2 + \sigma_{coh}^2}$ . В результате можно определить средний уровень когерентных шумов в расчёте на один канал платы:

$$\sigma_{coh} = \sqrt{\frac{\sigma_{sum}^2 - N\sigma_{single}^2}{N(N-1)}} \quad (4.1)$$

Когерентные шумы составили около 10% от величины некогерентного шума канала  $\sigma_{coh} \simeq 0.1 \cdot \sigma_{incoh}$ , т.е. при среднем уровне электронных шумов канала около 700 эл. когерентные шумы составляют 70 эл. (что в энергетическом эквиваленте соответствует 18 КэВ для счётчиков на основе кристаллов CsI(Tl) и 25 КэВ – для CsI(Na)). При измеренном уровне когерентных шумов, их влияние на энергетическое разрешение калориметра будет незначительным. С некоторыми октантами были проведены заходы по записи сигналов от космических частиц.



В целом в “космических” заходах была продемонстрирована способность измерять выделившуюся в калориметре энергию, а также возможность запуска оцифровки и чтения событий с помощью “быстрых” сигналов суммарного энерговыделения, которые формируются в платах УФО-32.

В течение 10-ти месяцев после установки калориметра на детектор проводилась регулярная проверка работоспособности каналов калориметра с калибровочным сигналом.

# Заключение

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. С лучшей в мире точностью измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в пике  $\phi$ -мезонного резонанса:

$$\sigma_{\phi \rightarrow 3\pi}^{\text{peak}} = (637 \pm 23(\text{стат.}) \pm 16(\text{сист.})) \text{ нб},$$

$$\mathcal{B}_{ee}\mathcal{B}_{3\pi} = (4.51 \pm 0.16(\text{стат.}) \pm 0.11(\text{сист.})) \times 10^{-5}.$$

2. Проведён анализ распределения событий распада  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  на диаграмме Далица. Измерены абсолютная величина ( $a$ ) и фаза ( $\varphi$ ) амплитуды прямого рождения адронной системы  $\pi^+\pi^-\pi^0$ :

$$a = 0.101 \pm 0.044(\text{стат.}) \pm 0.017(\text{сист.}),$$

$$\varphi = -2.91 \pm 0.14(\text{стат.}) \pm 0.07(\text{сист.}).$$

3. Установлены верхние пределы на относительные вероятности распадов  $\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi\pi\eta$ :

$$\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\gamma\gamma) < 1.2 \times 10^{-4} \text{ (CL = 90\%)},$$

$$\mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi\pi\eta) < 6.1 \times 10^{-5} \text{ (CL = 90\%)}.$$

4. Разработан и изготовлен электромагнитный калориметр на основе сцинтилляционных кристаллов CsI для детектора КМД-3.
5. Калориметр установлен в детектор, продемонстрирована его работоспособность.

В заключение я хочу выразить благодарность моему научному руководителю Б. А. Шварцу за постоянное внимание и активное участие в этой работе, С. И. Эйдельману за полезные советы и обсуждения, а также А. Е. Бондарю за поддержку. Я признателен Л. В. Днепровскому, В. А. Игнатьеву, П. В. Кривенькому, А. С. Кузьмину, Д. А. Мильштейну, В. С. Охалкину, В. Е. Шебалину, которые участвовали в разработке, создании и эксплуатации калориметра, В. М. Аульченко, В. М. Титову, В. Д. Кутовенко, Ю. В. Юдину, А. Н. Козыреву, В. И. Свердлову, разработавшим и настроившим электронику, а также всем участникам коллаборации КМД-3.

# Приложения

## А. Описание функции логарифмического нормального распределения

Эта функция имеет вид:

$$L(x|A, x_0, \sigma, \eta) = A \frac{\eta}{\sqrt{2\pi\sigma\sigma_0}} e^{-\frac{\ln^2(1-\eta(x-x_0)/\sigma) - \frac{\sigma_0^2}{2}}{2\sigma_0^2}}, \quad (\text{A.1})$$

где:  $A$  – общий нормировочный множитель,  $x_0$  – положение пика,  $\sigma$  – ширина пика,  $\eta$  – асимметрия,  $\sigma_0 = \frac{2}{\xi} \ln\left(\frac{\xi\eta}{2} + \sqrt{1 + \left(\frac{\xi\eta}{2}\right)^2}\right)$ ,  $\xi = 2\sqrt{2\ln 2} \approx 2.355$ .

Для аппроксимации амплитудного спектра сигналов от космических частиц в CsI калориметре используется функция, состоящая из двух слагаемых, первое из которых описывает часть спектра, имеющую форму асимметричного пика ( $L$ ), а второе описывает форму спадающей подложки:

$$f(E) = L(E|A, E_p, \sigma, \eta) + B e^{\frac{-(E-E_p)}{\Delta E}}, \quad (\text{A.2})$$

где:  $B$  – нормировка подложки,  $\Delta E$  – длина спада подложки.

## Б. Учёт энергетического разброса частиц в пучке

Распределение электронов по энергии в пучке хорошо описывается функцией Гаусса с энергетическим разбросом  $\sigma_E$ , величина которого определяется квантовыми флуктуациями испускания фотонов синхротронного излучения. В эксперименте РНІ98 величина  $\sigma_E = (300 \pm 15)$  КэВ.

Если сечение  $\sigma(W)$  – быстро меняющаяся функция, то наличие энергетического разброса в пучке приводит к искажению зависимости сечения изучаемого процесса от энергии:

$$\sigma_{\text{vis}}(W) = \int \sigma(W') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta W} e^{-\frac{(W'-W)^2}{2\Delta W^2}} dW', \quad W = 2E_{\text{beam}} = \sqrt{s}, \quad \Delta W = \sqrt{2}\sigma_E, \quad (\text{Б.1})$$

где  $\sigma_{\text{vis}}(W)$  и  $\sigma(W)$  – наблюдаемое и истинное сечение процесса. Если энергетический разброс мал по сравнению с характерным масштабом изменения сечения, то  $\sigma(W)$  в подынтегральном выражении можно разложить в ряд Тейлора:

$$\sigma(W') = \sigma(W) + \sigma'(W)(W' - W) + \frac{1}{2}\sigma''(W)(W' - W)^2 + \dots \quad (\text{Б.2})$$

и переписать выражение (Б.1) в виде:

$$\sigma_{\text{vis}}(W) = \sigma(W) \left( 1 + \frac{\sigma''(W)\Delta W^2}{2\sigma(W)} \right) = \sigma(W)(1 + \delta_{\text{wid}}(W)), \quad (\text{Б.3})$$

где  $\delta_{\text{wid}}(W) = \frac{\sigma''(W)\Delta W^2}{2\sigma(W)}$  показана на Рис. Б.1. Из рисунка видно, что поправ-

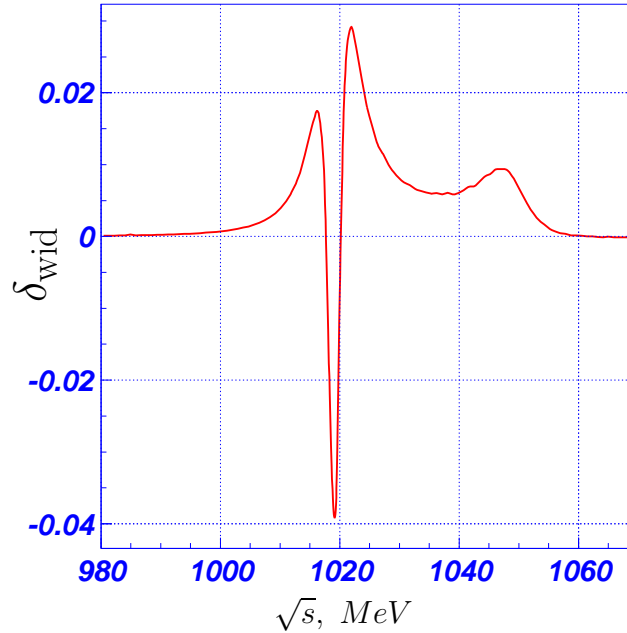


Рис. Б. 1. Зависимость  $\delta_{\text{wid}}$  от энергии в с.ц.м.

ка достигает наибольшего значения в области где  $\sigma''(W)$  максимальна, т.е. вблизи  $\phi$ -мезонного резонанса. Эта поправка для разных точек по энергии приведена также в Табл. 3.1.

# Литература

- [1] Г. А. Аксенов, В. М. Аульченко, Л. М. Барков и др., Проект детектора КМД-2. Препринт ИЯФ **85-118**, Новосибирск, 1985.
- [2] В. В. Анашин, И. Б. Вассерман, В. Г. Вещеревич и др., Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
- [3] R. R. Akhmetshin, G. A. Aksenov, E. V. Anashkin *et al.*, Measurement of  $\phi$  meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider, Preprint BINP **95-35**, Novosibirsk, 1995.  
R. R. Akhmetshin, G. A. Aksenov, E. V. Anashkin *et al.*, Measurement of  $\phi$  meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider, Phys. Lett. **B398** (1997) 423-431.
- [4] R. R. Akhmetshin, G. A. Aksenov, E. V. Anashkin *et al.*, Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M, Preprint BINP **99-11**, Novosibirsk 1999.
- [5] M. Gell-Mann, D. Sharp, W. G. Wagner, Decay rates of neutral mesons, Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 261.
- [6] S. G. Brown, G. B. West, Bjorken Limit and Pole Dominance, Phys. Rev. **174** (1968) 1777.
- [7] A. Ali, F. Hussain, Anomalous Ward Identities and  $\omega$ -meson Decays, Phys. Rev. **D3** (1971) 1206.
- [8] S. Rudaz, Anomalies, vector mesons and the  $\omega \rightarrow 3\pi$  contact term, Phys. Lett. **B145** (1984) 281.

- [9] K. Kawarabayashi, M. Suzuki Phys. Rev. Lett. Partially conserved axial vector current and the decays of vector mesons **16** (1966) 255.
- [10] Riyazuddin, Fayazuddin, Algebra of current components and decay widths of  $\rho$  and  $K^*$ -mesons, Phys. Rev. **147** (1966) 1071.
- [11] M. V. Terent'ev, Process  $\pi^+\pi^0\pi^-$  in Coulomb field and anomalous divergence of neutral axial vector current, Phys. Lett. **38B** (1972) 419.
- [12] Ö. Kaymakçalan, S. Rajeev, J. Schechter, Nonabelian anomaly and vector meson decays, Phys. Rev. **D30** (1984) 594.
- [13] Y. Brihaye, N. K. Pak, P. Rossi, Vector mesons within the effective Lagrangian approach, Nucl. Phys. **B254** (1985) 71.
- [14] T. Fujiwara, T. Kugo, H. Terao *et al.*, Nonabelian anomaly and vector mesons as dynamical gauge bosons of hidden local symmetries, Progress of Theoretical Physics **73** (1985) 926.
- [15] E. A. Kuraev, Z. K. Silagadze, Once more about the  $\omega \rightarrow 3\pi$  contact term, Ядерная физика **т.58 вып.9** (1995) 1687.
- [16] N. N. Achasov, A. A. Kozhevnikov, Signature of the triangle singularity in the reaction  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , Phys. Rev. **D49** (1994) 5773.
- [17] P. Ko, J. Lee and H. S. Song, Chiral perturbation theory vs. vector meson dominance in the decays  $\phi \rightarrow \rho\gamma\gamma$  and  $\phi \rightarrow \omega\gamma\gamma$ , Phys. Lett. B **366** (1996) 287.
- [18] E. E. Jenkins, A. V. Manohar and M. B. Wise, Chiral Perturbation Theory for Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2272.
- [19] В. А. Карнаков, Нарушающие G-чётность распады  $\phi \rightarrow \pi\pi$ ,  $\phi \rightarrow \eta\pi\pi$  и  $\phi \rightarrow \pi\omega$ , Ядерная Физика **т.42** (1985) 634.
- [20] J. E. Augustin, J. C. Bizot, J. Buon *et al.*, Study of the  $\phi$ -meson production with the Orsay electron-positron colliding beams, Phys. Lett. B **28** (1968) 517.

- [21] J. C. Bizot, J. Buon, Y. Chatelus *et al.*, Study of the  $\phi$ -meson by  $e^+e^-$  annihilation into charged K-mesons and tests of Vector Dominance Model, Phys. Lett. B **32** (1970) 416.
- [22] G. Cosme, B. Jen-Marie, S. Julian *et al.*,  $\pi^+\pi^-\pi^0$  and  $\pi\pi\gamma$  production by  $e^+e^-$  annihilation in the  $\phi$  energy range with the Orsay storage ring, Phys. Lett. B **48** (1974) 155.
- [23] G. Parrou, G. Cosme, A. Courau *et al.*, Evidence for an interference effect between  $\omega$  and  $\phi$  resonances in  $\pi^+\pi^-\pi^0$  production with the Orsay colliding-beam ring, Phys. Lett. B **63** (1976) 357.
- [24] A. Cordier, B. Delcourt, P. Eschstruth *et al.*, Cross-section of the reaction  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  for center-of-mass energies from 750-MeV to 1100-MeV, Nucl. Phys. B **172** (1980) 13.
- [25] V. E. Balakin, G. I. Budker, E. V. Pakhtusova *et al.*, Investigation of the  $\phi$ -meson resonance by electron-positron colliding beams, Phys. Lett. B **34** (1971) 328.
- [26] А. Д. Букин, Л. М. Курдадзе, С. И. Середняков *и др.*,  $\phi$ -мезон: прецизионные измерения массы, наблюдение  $\omega - \phi$ -интерференции, Ядерная Физика **т.27** (1978) 516.
- [27] Л. М. Курдадзе, М. Ю. Лельчук *и др.*, Изучение  $\omega$   $\phi$ -резонансов и  $\omega - \phi$ -интерференции, Препринт ИЯФ **84-07**, Новосибирск, 1984.
- [28] S. I. Dolinsky, V. P. Druzhinin, M. S. Dubrovin *et al.*, Summary of experiments with the Neutral Detector at  $e^+e^-$  storage ring VEPP-2M, Phys. Rep. **202** (1991) 99.
- [29] G. Parrou, G. Cosme, A. Courau *et al.*, Evidence for  $\rho\pi$  dominance in  $\phi \rightarrow 3\pi$  decay, Phys. Lett. B **63** (1976) 362.
- [30] R. R. Akhmetshin *et al.*, Study of dynamics of  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  decay with CMD-2 detector, Phys. Lett. B **434** (1998) 426.



- [31] R. R. Akhmetshin *et al.*, Measurement of omega meson parameters in  $\pi^+\pi^-\pi^0$  decay mode with CMD-2, Phys. Lett. B **476** (2000) 33.
- [32] R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, ..., D. A. Epifanov *et al.*, Reanalysis of Hadronic Cross Section Measurements at CMD-2, Phys. Lett. B **578** (2004) 285.
- [33] M. N. Achasov *et al.*, Measurements of the parameters of the  $\phi(1020)$  resonance through studies of the processes  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_S K_L$  and  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , Phys. Rev. D **63** (2001) 072002.
- [34] M. N. Achasov *et al.*, Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  in the energy region  $\sqrt{s}$  from 0.98 to 1.38 GeV, Phys. Rev. D **66** (2002) 032001.
- [35] M. N. Achasov *et al.*, Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  in the energy region  $\sqrt{s}$  below 0.98 GeV, Phys. Rev. D **68** (2003) 052006.
- [36] B. Aubert *et al.*, Study of  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  process using initial state radiation with BaBar, Phys. Rev. D **70** (2004) 072004.
- [37] R. R. Akhmetshin, V. M. Aulchenko, ..., D. A. Epifanov *et al.*, Study of  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  with CMD-2 detector, Phys. Lett. B **642** (2006) 203.  
R. R. Akhmetshin, V. M. Aulchenko, ..., D. A. Epifanov *et al.*, Study of  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  with CMD-2 detector, Preprint Budker INP 2006-028, Novosibirsk, 2006.
- [38] M. N. Achasov *et al.*, Study of the  $\pi\pi$  mass spectra in the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  at  $\sqrt{s} \simeq 1020$  MeV, Phys. Rev. D **65** (2002) 032002.
- [39] A. Aloisio *et al.*, Study of the decay  $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  with the KLOE detector, Phys. Lett. B **561** (2003) 55 [Erratum-ibid. B **609** (2005) 449].
- [40] D. A. Epifanov, New Study Of  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  Decay With Cmd-2 Detector, Prepared for DAFNE 2004: Workshop on Physics at Meson Factories, Rome, Frascati, Italy, 7-11 June 2004.

- [41] R. R. Akhmetshin *et al.*, Observation of the  $\phi$  to  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  Decay, Phys. Lett. B **491** (2000) 81.
- [42] В. М. Аульченко, Р. Р. Ахметшин, . . . , Д. А. Епифанов и др., Поиск распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  с детектором КМД-2, Письма в ЖЭТФ т.88, вып. 2 (2008) 93.
- [43] Yu. M. Shatunov *et al.*, Project of a new electron positron collider VEPP-2000, Proc. of EPAC-00, Vienna 2000, 439.
- [44] В. М. Аульченко, Р. Р. Ахметшин, . . . , Д. А. Епифанов и др., Проект детектора КМД-2М, Препринт ИЯФ 2001-45, Новосибирск, 2001.
- [45] G. V. Fedotovitch *et al.*, Cmd-3 Detector For Vepp-2000, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **162** (2006) 332.
- [46] M. N. Achasov *et al.*, Spherical neutral detector for VEPP-2M collider, Nucl. Instrum. Meth. A **449** (2000) 125.
- [47] Г. Н. Абрамов и др., Детектор СНД: модернизация систем для экспериментов на ВЭПП-2000 и некоторые предварительные результаты экспериментов на ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ 2007-020, Новосибирск, 2007.
- [48] L. M. Barkov, A. A. Grebenyuk, A. A. Ruban, P. Y. Stepanov and S. G. Zverev, The Readout And Timing Electronics Of The Liquid Xenon Calorimeter For The Cmd-2m Detector, Nucl. Instrum. Meth. A **379** (1996) 531.
- [49] A. A. Grebenyuk, Liquid noble gas calorimeters for KEDR and CMD-2M detectors, Nucl. Instrum. Meth. A **453** (2000) 199.
- [50] В. М. Аульченко, А. Е. Бондарь, . . . , Д. А. Епифанов и др., Электромагнитный калориметр на основе сцинтилляционных кристаллов CsI для детектора КМД-3, Препринт ИЯФ 2008-39, Новосибирск, 2008.
- [51] Рабочие материалы. Накопительное кольцо БЭП, Препринт ИЯФ 83-98, Новосибирск, 1983.

- [52] Ф. В. Игнатов, П. А. Лукин, А. С. Попов и др., Дрейфовая камера КМД-2, Препринт ИЯФ 99-64, Новосибирск, 1999.
- [53] E. V. Anashkin, V. M. Aulchenko, S. E. Baru *et al.*, A coordinate system of the CMD-2 detector, Nucl. Instrum. Meth. A **283** (1989) 752.
- [54] В. М. Аульченко, Б. О. Байбусинов и В. М. Титов, Информационные платы Т, ТП, Т2А системы сбора данных КЛЮКВА, Препринт ИЯФ 88-22, Новосибирск, 1988.
- [55] D. V. Chernyak, D. A. Gorbachev, F. V. Ignatov *et al.*, The Performance of the Drift Chamber for the CMD-2 detector, Proceedings of The Instrumentation Conference in Vienna, Austria, 1998.
- [56] Э. В. Анашкин, А. А. Гребенюк, И. Г. Снопков и др., Z-камера детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-84, Новосибирск, 1999.
- [57] E. V. Anashkin, V. M. Aulchenko, I. G. Snopkov *et al.*, Z chamber and the trigger of the CMD-2 detector, Nucl. Instrum. Meth. A **323** (1992) 178.
- [58] В. М. Аульченко, Б. О. Байбусинов, А. Е. Бондарь и др., Цилиндрический калориметр детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 93-1, Новосибирск, 1993.
- [59] V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, A. E. Bondar *et al.*, CMD-2 barrel calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 53.
- [60] А. С. Кузьмин, Изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  в области энергий  $\phi$  мезона с детектором КМД-2, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1998.
- [61] Р. Р. Ахметшин, А. В. Брагин, Д. Н. Григорьев и др., Торцевой калориметр детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 2000-25, Новосибирск, 2000.

- [62] R. R. Akhmetshin, D. N. Grigorev, V. F. Kazanin *et al.*, The BGO endcap calorimeter with phototriod readout for the CMD-2 detector, Nucl. Instrum. Meth. A **453** (2000) 249.
- [63] В. М. Аульченко, Г. С. Пискунов, Е. П. Солодов и В. М. Титов, Трековый процессор для КМД-2, Препринт ИЯФ 88-43, Новосибирск, 1988.
- [64] V. M. Aulchenko, S. E. Baru, G. A. Savinov *et al.*, Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experiments, Proceedings of the International Symposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, 371.
- [65] В. М. Аульченко, Б. О. Байбусинов, А. Е. Бондарь и др., Электроника калориметра КМД-2, Препринт ИЯФ 92-28, Новосибирск, 1992.
- [66] G. A. Aksenov, E. V. Anashkin, V. M. Aulchenko *et al.*, The CMD-2 Data Acquisition and Control System, Proceedings of The International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP-92), Annecy (France), 1992.
- [67] Г. А. Аксенов, А. В. Кислицин, Ю. И. Мерзляков и др., Универсальный арифметический процессор АП-32, Препринт ИЯФ 89-175, Новосибирск, 1989.
- [68] Блоки выполненные в стандарте КАМАК. Информационный материал. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.
- [69] R. Brun and J. Zoll, ZEBRA User Guide, CERN, 1990.
- [70] П. А. Лукин, Восстановление треков заряженных частиц в ДК КМД-2, Дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1996.
- [71] П. П. Кроковный, Сшивка фотонов BGO и CsI калориметров, Меморандум КМД-2, Новосибирск, 2000.
- [72] К. Ю. Михайлов, Калибровка энергии магнитного спектрометра детектора КМД-2, Дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1998.

- [73] И. Б. Логашенко, Измерение светимости для заходов РНІ-96, Меморандум КМД-2, Новосибирск, 1998.
- [74] R. Brun *et al.*, GEANT - detector description and simulation tool, Geneva, 1994.
- [75] Э. В. Анашкин и др., Моделирование детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-1, Новосибирск, 1999.
- [76] Э. А. Кураев, В. С. Фадин, О радиационных поправках к сечению однофотонной аннигиляции  $e^+e^-$ -пары большой энергии, Ядерная Физика, **т.43, вып. 3** (1985) 733.
- [77] S. Eidelman *et al.*, Review of particle physics, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [78] G. J. Gounaris and J. J. Sakurai, Finite width corrections to the vector meson dominance prediction for  $\rho \rightarrow e^+e^-$ , Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 244.
- [79] R. R. Akhmetshin *et al.*, Measurement of  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  cross section with CMD-2 around rho-meson, Phys. Lett. B **527** (2002) 161.
- [80] W.-M. Yao *et al.*, Review of particle physics, J. Phys. G **33** (2006) 1.
- [81] G. F. Feldman, R. D. Cousins, A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals, Phys. Rev. D **57** (1998) 3873.
- [82] R. R. Akhmetshin *et al.*, Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$  with CMD-2 detector, Phys. Lett. B **489** (2000) 125.
- [83] B. Aubert *et al.*, The  $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$ ,  $2(\pi^+\pi^-)\eta$ ,  $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$  and  $K^+K^-\pi^+\pi^-\eta$  Cross Sections Measured with Initial-State Radiation, Phys. Rev. D **76** (2007) 092005 [Erratum-ibid. D **77** (2008) 119902].
- [84] М. Е. Глобус, Б. В. Гринёв, Неорганические сцинтилляторы. Новые и традиционные материалы, Харьков, Акта, 2000, с. 139.
- [85] V. M. Aulchenko *et al.*, CMD-2 barrel calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 53.

- [86] Э. В. Анашкин, В. М. Аульченко, . . . , Д. А. Епифанов и др., Криогенный магнитный детектор КМД-2, Приборы и техника эксперимента **6** (2006) 63.
- [87] V. V. Anashin *et al.*, Status Of The Kedr Detector, Nucl. Instrum. Meth. A **478** (2002) 420.
- [88] C. Bargholtz *et al.*, The WASA Detector Facility at CELSIUS, Nucl. Instrum. Meth. A **594** (2008) 339.
- [89] A. Abashian *et al.*, The Belle detector, Nucl. Instr. Meth. A **479** (2002) 117.
- [90] C. Amsler *et al.*, Review of particle physics, Physics Letters B **667** (2008) 1.
- [91] M. T. Cheng *et al.*, Belle Technical Design Report, KEK-Report 95-1, April 1994.
- [92] П. В. Кривенький, Разработка и измерение характеристик элементов CsI-калориметра детектора КМД-3, Бакалаврская дипломная работа, НГУ (2003).
- [93] <http://www.ortec-online.com/electronics/preamp/142ih%20spec.htm>
- [94] <http://www.ortec-online.com/electronics/amp/570%20spec.htm>
- [95] САМАС – A Modular Instrumentation System for Data Handling, Revised Description and Specification, Report EUR 4100e, CEC, Luxembourg, 1972.
- [96] Д. А. Мильштейн, Процедура контроля характеристик CsI калориметра детектора КМД-3 и их измерение, Магистерская дипломная работа, НГУ (2008).