Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера

Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Григорьев

Дмитрий Николаевич

Торцевой калориметр детектора КМД-2 на основе кристаллов ортогерманата висмута

Специальность 01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико - математических наук

Научные руководители:

академик Л.М. Барков

кандидат физико - математических
наук В.П. Смахтин

НОВОСИБИРСК – 1999

Оглавление

1 Введение 4

2 Накопитель ВЭПП-2М и детектор КМД-2 11

2.1 Накопитель ВЭПП-2М 11

2.2 Детектор КМД-2 13

2.2.1 Дрейфовая камера 14

2.2.2 Z-камера 17

2.2.3 Цилиндрический калориметр 18

2.2.4 Пробежная система 20

2.2.5 Система сбора данных 21

2.2.6 Программа реконструкции событий 23

3 Торцевой калориметр 24

3.1 Общее описание торцевого калориметра 24

3.2 Кристаллы 29

3.2.1 Технология выращивания кристаллов BGO. 31

3.2.2 Радиационная стойкость. 35

3.2.3 Процедура проверки кристаллов. 36

3.3 Вакуумные фототриоды 42

3.3.1 Технология производства фототриодов. 42

3.3.2 Выбор величин потенциалов фотокатода и динода. 46

3.3.3 Подготовка фототриодов. 47

3.3.4 Процедура проверки фототриодов. 48

3.3.5 Влияние магнитного поля на параметры фототриодов. 51

3.4 Электроника торцевого калориметра 53

3.4.1 Зарядочувствительные предусилители. 54

3.4.2 Формирующие усилители. 63

3.4.3 Блок амплитудных дискриминаторов и сумматора. 71

3.4.4 Блок геометрии. 75

3.4.5 Блок финального решения. 77

3.4.6 Высоковольтное и низковольтное питание электроники калориметра. 80

3.5 Конструкция и сборка линейки кристаллов 83

3.6 Конструкция торцевого калориметра в целом 88

4 Калибровка торцевого калориметра **90**

4.1 Калибровка пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей . . 91

4.2 Калибровка интегрального коэффициента преобразования электронного тракта 96

4.3 Калибровка калориметра по космическим частицам 100

5 Обработка информации с торцевого калориметра **111**

5.1 Программа обработки информации с торцевого калориметра 111

5.1.1 Алгоритм обработки информации. 111

5.1.2 Эффективность алгоритма обработки информации. 116

5.1.3 Структура программы обработки информации. 118

5.1.4 Измерение координат электромагнитного ливня. 124

5.2 Энергетическое и координатное разрешение 128

5.2.1 Отбор событий. 130

5.2.2 Координатное разрешение. 130

5.2.3 Энергетическое разрешение. 135

5.3 Калибровка по записанным на магнитные ленты событиям прохождения космических мюонов через торцевой калориметр 138

6 Заключение **145**

Список литературы **147**

Глава 1
Введение

Криогенный Магнитный Детектор КМД-2 предназначен для работы на встречных электрон-позитронных пучках на накопителе ВЭПП-2М в диапазоне энергий $340 \div 1400$ МэВ в системе центра масс [1,2]. Основными физическими задачами детектора являются изучение физики легких векторных мезонов и измерение сечения e^+e^--аннигиляции в адроны, в том числе вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона. Последняя задача особенно важна в связи с проводящемся экспериментом по точному измерению аномального магнитного момента мюона E821 (БНЛ, США) [3].

Данная область энергий изучается на встречных пучках довольно давно. Первые работы были выполнены на накопителях АСО (Орсэ, Франция) [4–6] и ВЭПП-2 (Новосибирск) [7,8] в конце 1960-х годов. В дальнейшем исследования проводились с детекторами M3N [9] и DM1 [10] на накопителе АСО и с детекторами ОЛЯ [11,12], КМД [13,14] и НД [15] на накопителе ВЭПП-2М. Типичные параметры этих детекторов являются телесный угол регистрации частиц примерно $0.6 \times 4\pi$, гранулярность калориметра около 100, число регистрирующих слоев координатной системы меньше 10. В настоящее время на модернизированном накопителе ВЭПП-2М работают детекторы с телесным углом регистрации близким к 4π КМД-2 и Сферический Нейтральный Детектор СНД [16]. Калориметры этих детекторов содержат более 1500 кристаллов, а число регистрирующих слоев координатной системы около 20. Улучшение параметров детекторов в совокупности с увеличением светимости накопителя позволило выйти на новый уровень точности проводимых экспериментов.

Детектор КМД-2 является первым универсальным магнитным детектором с близким к 4π телесным углом регистрации частиц, работающим в диапазоне энергий $340 \div 1400$ МэВ. Он представляет собой магнитный спектрометр, окруженный электромагнитным калориметром. Электромагнитный калориметр состоит из цилиндрического калориметра на основе кристаллов CsI и торцевого калориметра на основе кристаллов BGO. Такая конструкция детектора обеспечивает как измерение импульсов и углов заряженных частиц, так регистрацию фотонов, измерение их энергий и углов с достаточно хорошей точностью. Эксперименты с детектором КМД-2 на накопителе ВЭПП-2М начались в 1992 году. Первые результаты приведены в [17–20]. Описанию накопителя и детектора посвящена Глава 2 данной работы.

Детектор КМД-2 в ориентирован на изучение процессов, содержащих в конечном состоянии как заряженные, так и нейтральные частицы. Чисто нейтральные процессы являются предметом изучения детектора СНД, который состоит из сферически симметричного калориметра на основе сцинтилляционных кристаллов NaI(Tl) с координатной системой внутри и не имеет магнитного поля.

Физическая программа детектора КМД-2 приведена в [1,21]. Перечислим кратко некоторые из изучаемых процессов.

- Аннигиляция $e^+e^- \to$адроны, например:
  - $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$;
  - $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$;
  - $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$;
  - $e^+e^- \to 5\pi, 6\pi$;
  - $e^+e^- \to K^+K^-$;
  - $e^+e^- \to K_sK_l$.
- Радиационные распады векторных мезонов, например:
  - $e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma$;
  - $e^+e^- \to \phi \to \eta\prime\gamma$;
  - $e^+e^- \to \omega \to \eta\gamma$.
- Конверсионные распады векторных мезонов, например:
  - $e^+e^- \to \phi \to \eta e^+e^-$;
  - $e^+e^- \to \phi \to \pi^0 e^+e^-$;
  - $e^+e^- \to \omega \to \eta e^+e^-$;
  - $e^+e^- \to \omega \to \pi^0 e^+e^-$.

Многие из перечисленных выше процессов характеризуются наличием двух и более гамма-квантов в конечном состоянии. Для регистрации таких процессов важно иметь телесный угол калориметра максимально близкий к 4π. Для примера приведем увеличение эффективности регистрации нескольких процессов при использовании полного калориметра (телесный угол $0.94{\times}4\pi$) и только цилиндрического калориметра (телесный угол $0.65{\times}4\pi$): $\phi \to \eta\prime\gamma$, $\eta\prime \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$ примерно в 2 раза [22], $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ более, чем в 3 раза [23].

Таким образом, использование торцевого калориметра позволяет существенно улучшить параметры детектора в целом. Данная работа посвящена торцевому калориметру детектора КМД-2.

Торцевой калориметр состоит из двух одинаковых торцов и покрывает полярные углы от 16^o до 49^o и от 131^o до 164^o. Полный телесный угол, покрываемый торцевым калориметром, $0.3 \times 4\pi$. Каждый торец является плотно упакованной матрицей кристаллов BGO. Кристаллы имеют форму прямоугольного параллелепипеда размером $25 \times 25 \times 150$ mm^3. Число кристаллов – 680, общий вес около 450 кг. Кристаллы просматриваются фотоприемниками через меньшую грань, дальнюю от места встречи. Торцевой калориметр находится в магнитном поле основного соленоида детектора. В качестве фотоприемников используются вакуумные фототриоды, работоспособные в магнитном поле до 2 Тл. Сигнал с фототриодов усиливается зарядочувствительными предусилителями. Предусилители расположены непосредственно на фототриодах внутри детектора. Остальная электроника расположена снаружи детектора и доступна для обслуживания во время работы накопителя.

Электромагнитные калориметры можно разделить на 2 класса: калориметры полного поглощения и калориметры типа “сэндвич”, состоящие из чередующихся слоев пассивного поглотителя и активного вещества.

Лучший на сегодняшний день калориметр типа “сэндвич” детектора KLOE [24], имеет энергетическое разрешение $\sigma_E/E = 4.7\ \%/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$.

Одним из основных типов калориметров полного поглощения являются калориметры на основе тяжелых сцинтилляционных кристаллов. Данный тип калориметра имеет лучшее разрешение в области низких энергий и наиболее оптимален для использования в качестве торцевого калориметра детектора КМД-2. Лучшие калориметры полного поглощения на основе черенковских радиаторов из свинцового стекла, например калориметр детектора OPAL, имеют энергетическое разрешение $\sigma_E/E = 5\ \%/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$ [25], близкое к энергетическому разрешению калориметров типа “сэндвич”. А использование калориметров полного поглощения на основе сжиженных благородных газов в торцевом калориметре детектора КМД-2 затруднено по конструктивным причинам.

Долгое время классической схемой калориметра на основе тяжелых сцинтилляционных кристаллов являлось использование кристаллов NaI(Tl) с регистрацией сцинтилляционного света при помощи фотоумножителей. Лучшим представителем этих калориметров является калориметр детектора Crystal Ball. Полученное на нем энергетическое разрешение $\sigma_E/E = 2.7\ \%/\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}$ [26] долгое время являлось эталонным для калориметров.

В дальнейшем появились новые типы сцинтилляторов. Одним из них является CsI, активированный натрием или таллием. Этот сцинтиллятор является дальнейшим развитием щелочно-галоидных сцинтилляторов и, соответственно, по свойствам близок к NaI(Tl). Он имеет большую плотность, меньшую радиационную длину и примерно такой же высокий световыход. Общими недостатками щелочно-галоидных сцинтилляторов являются гигроскопичность и большой уровень послесвечения. Кристаллы CsI используются в калориметрах детекторов CLEO [27], Crystal Barrel [28], WASA [29], BELLE [30], BaBar [31]. В Институте ядерной физики им.Г.И.Будкера кристаллы CsI используются в цилиндрическом калориметре детектора КМД-2 и торцевом калориметре детектора КЕДР [32].

Другим новым сцинтиллятором стали кристаллы ортогерманата висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO). Эти кристаллы имеют среди широко использующихся в физике высоких энергий сцинтилляторов максимальную плотность и минимальную радиационную длину. Кристаллы BGO являются, в отличии от NaI и CsI, собственными сцинтилляторами. Как следствие, они имеют ряд существенных преимуществ: низкий уровень послесвечения, самовосстановление сцинтилляционных свойств после облучения, отсутствие флуктуаций световыхода по объему кристалла, связанного с неоднородностью распределения активатора. Кроме того, кристаллы BGO негигроскопичны и имеют высокий показатель преломления. Их основным недостатком является в несколько раз меньший, чем у щелочно-галоидных сцинтилляторов, световыход. Основные характеристики кристаллов BGO в сравнении с характеристиками наиболее распространённых в физике высоких энергий сцинтилляторов приведены в таблице 1 [33].

Таблица 1: Свойства основных сцинтилляционных материалов, применяемых в физике высоких энергий.

Характеристики	BGO	CsI(Tl)	CsI(Na)	BaF_2	NaI(Tl)
Плотность, г/см^3	7,13	4,51		4,89	3,67
Радиационная длина, см	1,12	1,85		2,05	2,59
Ядерная длина, см	22,0	36,5		29,9	41,4
Мольеровский радиус, см	2,2	3,8		3,4	4,5
$(dE/dx)_{min}$, МэВ/см	9,2	5,6		6,6	4,8
Максимум спектра, нм	480	565	420	310/220	410
Время высвечивания, нс	300	1000	600	620/0,7	230
Световыход,фотонов/МэВ	10000	40000	30000	6500/2000	40000
Показатель преломления	2,15	1,78		1,48	1,83
Гигроскопичность	нет	слабая		нет	сильная

Кристаллы BGO известны как сцинтилляторы с начала 1970-ых годов [34]. Впервые кристаллы BGO были использованы в физике высоких энергий в начале 1980-х годов в эксперименте E68 (КЕК, Япония) [35] и при модернизации детектора CUSB (Корнэлл, США) [36]. Самым масштабным использованием кристаллов BGO является электромагнитный калориметр детектора L3 (CERN, Швейцария), состоящий из примерно 11000 кристаллов BGO общим весом более 11 тонн [37]. При работе с этим калориметром было получено лучшее в настоящее время энергетическое разрешение для реальных детекторов $\sigma_E/E = 1.6\,\%/\sqrt{E[\text{ГэВ}]} + 0.35\ \%$ [38]. Кроме того, был еще ряд проектов в нашей стране и зарубежом [39–42], которые не были реализованы по различным причинам. В настоящее время, торцевой калориметр детектора КМД-2 является единственной в России действующей крупной установкой, построенной на основе кристаллов BGO.

Требования работоспособности в сильном магнитном поле и компактности торцевого калориметра не позволяют использовать традиционные фотоумножители и потребовали применения новых типов фотоприемников.

Вместе с появлением новых сцинтилляторов был достигнут большой прогресс в технологиях производства фотоприемников и электроники. Прогресс в первой области привел к созданию двух типов компактных, стабильных и работоспособных в сильных магнитных полях фотоприемников: вакуумных фототриодов и полупроводниковых фотодиодов. Однако, оба этих фотоприемника обладают в сравнении с традиционным фотоумножителем общим недостатком. Это низкий коэффициент усиления. Он составляет примерно 10 у фототриодов и равен 1 у фотодиодов. Для сравнения, коэффициент усиления фотоумножителя составляет порядка 10^6. Если при использовании фотоумножителей параметры электронного тракта не играют существенной роли, то использование фототриодов и фотодиодов стало возможным только в результате появления компактных, недорогих и, главное, малошумящих зарядочувствительных предусилителей. Параметры электронного тракта стали играть заметную роль в разрешении современных калориметров.

В качестве фотоприемников для торцевого калориметра были выбраны вакуумные фототриоды. Их малый коэффициент усиления в совокупности с относительно малым световыходом выбранных в качестве сцинтилляционного материала кристаллов ортогерманата висмута BGO привел к сильным ограничениям на допустимый уровень шумов электронного тракта.

Глава 3 посвящена описанию торцевого калориметра. В ней описаны кристаллы, фототриоды и электронный тракт калориметра, методики их тестирования и достигнутые параметры, а также рассмотрена конструкция калориметра.

Современный калориметр является сложным устройством, состоящим из большого числа каналов. Для обеспечения работоспособности калориметра и качества получаемой информации необходимо во время всего сеанса набора статистики оперативно контролировать параметры всех компонент калориметра и их стабильность. Неточность определения параметров каналов или их неконтролируемое изменение приведет к ухудшению разрешения калориметра.

Для оперативного измерения параметров калориметра служит система калибровки. Она состоит из набора программ, которые считывают и обрабатывают информацию с различных модулей калориметра в режиме реального времени. Система калибровки служит для настройки и проверки различных блоков и электронного тракта калориметра в целом, выявления возможных неисправных каналов и диагностики причин выхода их из строя для последующего ремонта. На нее возложена функция контроля за стабильностью параметров калориметра. Другим классом задач системы калибровки калориметра является определение соответствия между энерговыделением в кристалле и откликом регистрирующей аппаратуры, то есть собственно калибровка калориметра. А также нахождение других параметров, необходимых для обработки записанной на магнитные ленты информации. Описанию системы калибровки торцевого калориметра посвящена Глава 4.

Записанная на магнитные ленты информация с калориметра состоит из адресов сработавших кристаллов и кодов амплитуды сигнала с них, выданном регистрирующей аппаратурой. Для обработки эксперимётальных данных эту информацию необходимо преобразовать в физические характеристики события (число частиц в калориметре, их энергия, углы и другие параметры).

Для решения этой задачи используется программа обработки информации с калориметра. Она являются частью общей программы реконструкции событий в детекторе. Информация о событии обрабатывается с использованием результатов калибровок калориметра. Основным требованием к программам обработки информации является обеспечение высокой эффективности регистрации частиц и точности измерения их параметров. Алгоритм обработки информации должен быть оптимизирован с учетом особенностей самого калориметра и проводимых на детекторе экспериментов. На этапе обработки записанной на ленты информации производится более точная калибровка калориметра по всей набранной статистике с целью улучшения разрешения. Глава 5 посвящена обработке информации с торцевого калориметра и получению энергетического и координатных разрешений.

Основные результаты работы приведены в Заключении.

Глава 2
Накопитель ВЭПП-2М и детектор КМД-2

2.1 Накопитель ВЭПП-2М

Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М со встречными e^+e^- пучками приведена на рис. 1. Комплекс состоит из инжектора, синхротрона, бустера и собственно самого накопителя [43,44].

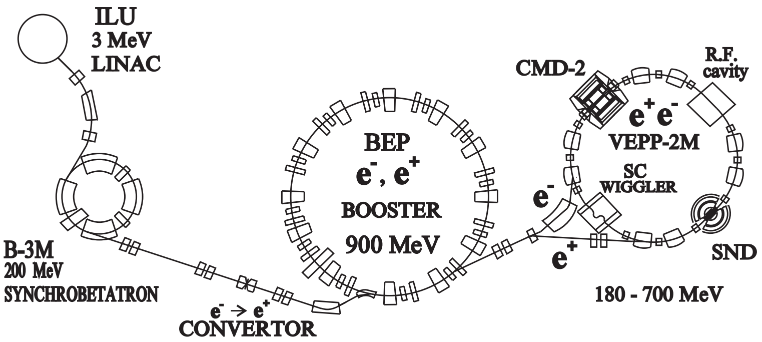


Рис. 1: Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

Инжектором комплекса служит импульсный линейный ускоритель электронов ИЛУ с максимальной энергией частиц 3 МэВ. Пучок электронов перепускается из ИЛУ в синхротрон Б-3М, в котором происходит ускорение электронов до энергии 250 МэВ при работе комплекса в режиме накопления позитронов и 120 МэВ в режиме накопления электронов. В режиме накопления электронов пучок из Б-3М перепускается в бустерный накопитель БЭП [45]. В режиме накопления позитронов в канал между Б-3М и БЭП вводится вольфрамовый конвертор толщиной в 1 радиационную длину. Образующиеся в конверторе позитроны с энергией 120 МэВ собираются фокусирующей системой и накапливаются в БЭП. Цикл работы инжектора составляет 1 с. Скорость накопления позитронов $\sim$1 мА/мин. После накопления тока 10-20 мА пучок ускоряется до энергии эксперимента, охлаждается и перепускается в накопительное кольцо ВЭПП-2М системой однооборотного ввода-вывода. Затем цикл накопления повторяется. Инжекция готового охлажденного пучка на энергии эксперимента позволяет поддерживать в накопителе примерно постоянные токи и добиваться величины средней светимости близкой к ее пиковому значению.

Накопитель ВЭПП-2М представляет собой кольцо с восемью поворотными магнитами и четырьмя прямолинейными промежутками. Длина прямолинейных промежутков (~200 см). Однако часть их занята фокусирующими магнитами накопителя и доступная для размещения детекторов длина составляет 1080 мм. Два промежутка являются техническими. В одном из них находится резонатор, работающий на частоте 200 МГц, в диаметрально противоположном — сверхпроводящий Вигглер-магнит (“змейка”) [45] с максимальным полем 7.5 Тл, служащий для увеличения радиального фазового объёма пучка. Увеличение фазового объёма пучка позволяет в несколько раз увеличить токи электронов и позитронов и, соответственно, увеличить светимость. В двух других прямолинейных промежутках установлены детекторы КМД-2 и СНД. Параметры накопителя приведены в таблице 2.

Таблица 2: Характеристики накопителя ВЭПП-2М.

Энергия пучков, МэВ	$160\div700$
Длина орбиты , см	1788
Радиус кривизны в поворотных магнитах , см	122,2
Максимальное поле в поворотных магнитах, кГс	18
Энергетический разброс в пучке (~500 МэВ), кэВ	300
Размеры пучков в месте встречи, мм	
вертикальный	~0,01
радиальный	~0,3
продольный	~25

Рабочие параметры накопителя зависят от энергии пучков. При энергии частиц 500 МэВ токи в ВЭПП-2М составляли 30–40 мА, светимость 3×10^{30} см$^{-2}$с$^{-1}$. Время жизни пучков при таких токах и светимости составляло ~2000 с и определялось в основном эффектом Тушека. Таким образом, из накопителя выбывает порядка 10^7 частиц в секунду.

2.2 Детектор КМД-2

Детектор КМД-2 [1,2] – это универсальный детектор, позволяющий регистрировать и измерять с высокой точностью параметры как заряженных частиц, так и фотонов. Схема детектора представлена на рис. 2.

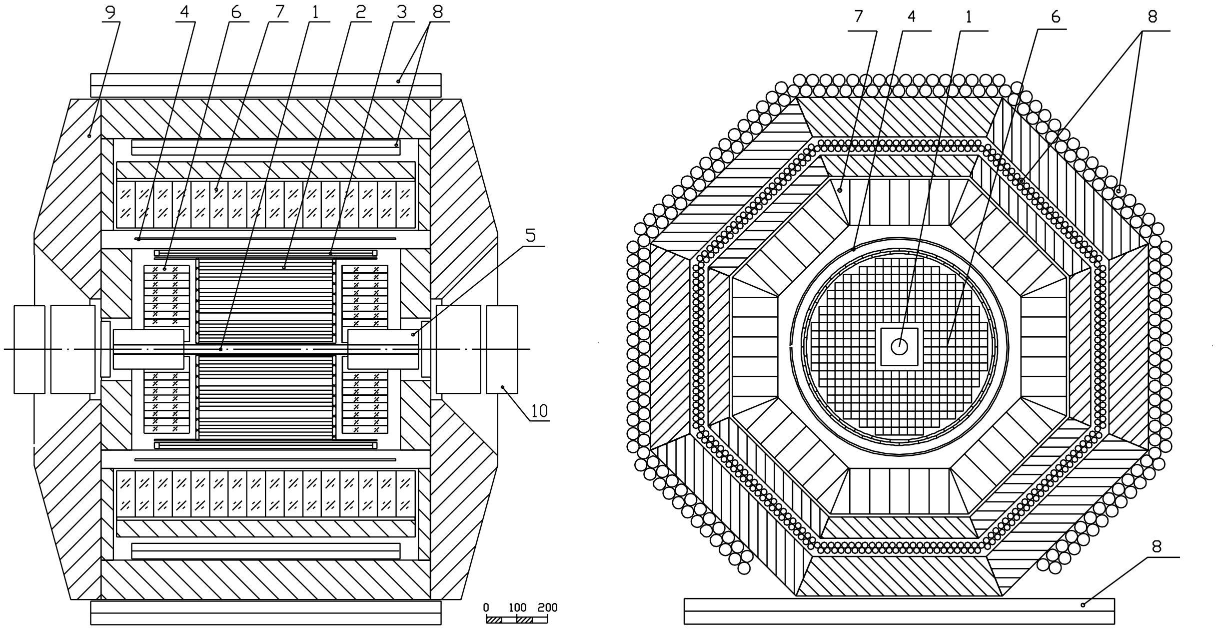


Рис. 2: Детектор КМД-2 в $R-\phi$ и Z проекциях. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе BGO; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — пробежная система; 9 — ярмо магнита; 10 — квадрупольные линзы.

Координатная система детектора [46], состоящая из дрейфовой (2) и Z-камер (3) измеряет координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц. Импульс измеряется по кривизне траектории в магнитном поле, создаваемым основным соленоидом (4). Магнитное поле направлено вдоль оси пучков и в различных экспериментах составляло 1–1.2 Тл [47]. Полная толщина основного соленоида составляет 0.4 радиационные длины. Для компенсации интеграла продольного поля в детекторе имеются два компенсирующих соленоида (5), которые создают магнитное поле, противоположное по направлению полю основного соленоида и большее в 2.5 раза по величине. Все соленоиды сверхпроводящие. Для обеспечения однородности магнитного поля магнитный поток замыкается по ярму (9), изготовленному из стали АРМКО. Зазор между полюсами 900 мм. В совокупности координатная и магнитная системы детектора создают магнитный спектрометр.

Снаружи магнитный спектрометр окружен торцевым (6) [48] и цилиндрическим (7) [49] электромагнитными калориметрами, изготовленными из сцинтилляционных кристаллов BGO и CsI соответственно. Калориметры обеспечивают измерение энергии и угла фотонов, а также позволяют разделять электроны и адроны по соотношению энерговыделения в калориметре и измеренному в дрейфовой камере импульсу. Пробежная система (8) расположена за цилиндрическим калориметром и служит для разделения мюонов и адронов.

Вакуумная камера (1) в прямолинейном промежутке имеет внутренний диаметр 34 мм. Для уменьшения многократного рассеяния и ионизационных потерь её центральная часть длиной 20 см изготовлена из бериллия толщиной 0.77 мм (2.1×10^{-3} радиационной длины).

2.2.1 Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [50] длиной 440 мм и диаметром 600 мм, расположенной соосно с вакуумной камерой.

Дрейфовая камера продувается газовой смесью, состоящей из 80% аргона и 20% изобутана. Пролетающая через камеру заряженная частица ионизует вдоль своего трека газ, и образовавшиеся в результате ионизации электроны дрейфуют в электрическом поле, созданном полевыми и сигнальными проволочками и регистрируются сигнальными проволочками.

Камера состоит из трех слоев, разбитых на ячейки. 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. Таким образом, в общей сложности дрейфовая камера имеет 512 сигнальных проволочек. Сигнальные проволочки диаметром 18 мкм изготовлены из покрытого золотом вольфрама. Полевые и потенциальные проволочки диаметром от 150 до 300 мкм выполнены из титана, покрытого медью.

Сигнальные проволочки в ячейке расположены вдоль оси пучка в радиальной плоскости со смещением на 300 мкм в левую и правую стороны через одну для устранения неопределённости в измерении координаты трека по времени дрейфа (с какой стороны от проволочки прошла частица). Только две первые проволочки в ячейках первого слоя не смещены. Полевые проволочки расположены на границах ячеек. На них подается напряжение, рассчитанное таким образом, чтобы электрическое поле в ячейке было как можно ближе к однородному. Вектор напряжённости электрического поля перпендикулярен плоскости сигнальных проволочек. При постоянном продольном магнитном поле, в котором находится камера, дрейф электронов в области однородного электрического поля происходит с постоянной скоростью под углом Лоренца к направлению электрического поля. Угол Лоренца для условий дрейфовой камеры детектора КМД-2 имеет величину, $\alpha_L \approx 26^\circ$. Между соседними сигнальными проволочками на одном радиусе с ними расположены потенциальные проволочки, которые служат для регулировки коэффициента газового усиления на сигнальных проволочках. Расположение проволочек в секторе дрейфовой камеры показано на рис. 3.

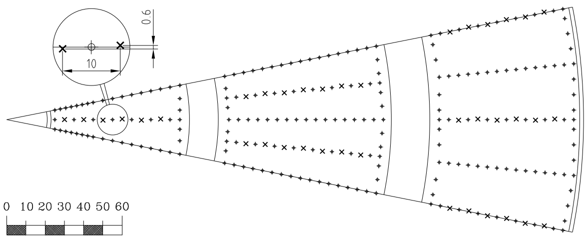


Рис. 3: Расположение проволочек в ячейках дрейфовой камеры. Кружками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек.

Сигнал с каждой проволочки снимается с обоих её концов и после усиления токовым предусилителем поступает на плату T2A [51], позволяющую измерять время прихода и амплитуды сигналов.

Зная расположение проволочек и распределение полей в камере, можно восстановить координаты трека пролетевшей через камеру заряженной частицы. Координаты в плоскости, перпендикулярной проволочкам, (x, y) определяются по номеру сработавшей проволочки и времени дрейфа. Координата z (вдоль проволочки или, соответственно, вдоль направления пучков) определяется методом деления заряда. Кроме того, измерение амплитуды сигнала используется для идентификации частиц по величине ионизационных потерь dE/dx. Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости $R-\varphi$ составляет 250 мкм, а вдоль проволочки 4 мм. Зависимость импульсного разрешения дрейфовой камеры от импульса показана на рис. 4 [52], а разрешение по полярному и азимутальному углу трека составляет $\sigma_\theta = 0.02$ и $\sigma_\phi = 0.007$ радиан соответственно.

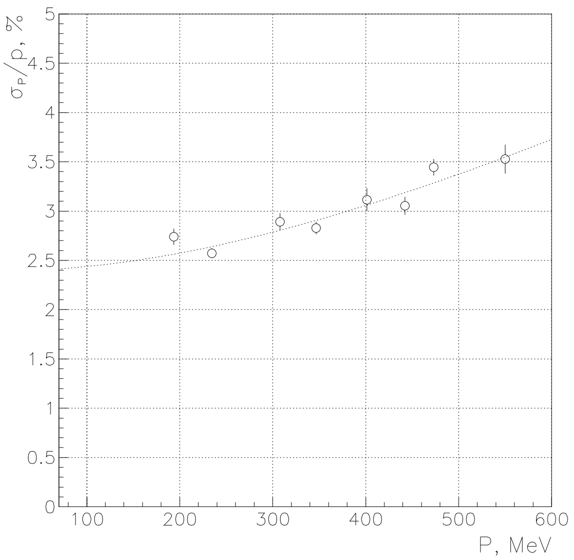


Рис. 4: Импульсное разрешение дрейфовой камеры.

Торцевые стенки дрейфовой камеры изготовлены из стеклотекстолита толщиной 10 мм. В них сделаны отверстия под пины, в которых зажаты проволочки. Кроме того, на торцевых стенках выполнена разводка высокого напряжения и размещены калибровочные и сигнальные кабели. Вся разводка закрыта снаружи накладками. Полная длина камеры 492 мм. Кабели дрейфовой камеры выводятся по внутренней образующей Z-камеры. В результате, для размещения торцевого калориметра доступен с каждой стороны объем диаметром 586 мм и длиной 204 мм.

2.2.2 Z-камера

За дрейфовой камерой располагается двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [53] со съёмом информации с катодов и с анодов.

Z-камера используется не только как координатный детектор, но также используется для формирования первичного заряженного триггера. С её помощью осуществляется временная привязка события к моменту столкновения пучков, необходимая для восстановления информации в дрейфовой камере. Период оборота пучков в ВЭПП-2М составляет 60 нс, что определяет требования на временной разброс сигналов с Z-камеры. Для решения этой задачи в Z-камере используется быстрая газовая смесь $CF_4 - iC_4H_{10}$ в соотношении 4:1 и маленькое расстояние между чувствительными проволочками. Для увеличения эффективности регистрации камера выполнена в виде двух независимых слоев.

Конструктивно Z-камера состоит из самоподдерживающихся катодов и анодных проволочек, натянутых между посадочными кольцами. Катодные поверхности представляют собой три цилиндра длиной 800 мм и диаметрами 611,5, 629,5 и 647,7 мм, изготовленные из фольгированного стеклотекстолита толщиной 0,5 мм. Три цилиндра образуют два слоя Z-камеры. Средний(центральный) цилиндр является общим для двух слоев и имеет обе сплошные фольгированные поверхности. У внутреннего и внешнего цилиндров фольгированные поверхности, обращённые к центральному катоду, разделены на кольцевые полоски шириной 6 мм с зазором между ними - 0,5 мм. Каждое кольцо разделено на угловые сегменты по следующей схеме: 16 ближайших к центру колец — на 4 равные части, по 10 колец с каждого края камеры оставлены сплошными, остальные кольца разделены пополам. Всего в каждом слое 256 катодных полосок с независимым съёмом сигналов. Анодные проволочки натянуты между катодами вдоль образующих цилиндров с диаметрами 620,7 и 638,7 мм. Каждый слой содержит по 704 чувствительные проволочки.

Для уменьшения числа каналов электроники проволочки объединены в сектора по 22 проволочки в каждом. Всего в слое имеется 32 сектора. Внешний слой сдвинут относительно внутреннего на половину ширины сектора для увеличения эффективности. Таким образом, сегментация Z-камеры в азимутальном направлении соответствует сегментации дрейфовой камеры, то есть 32 сектора в одном слое.

Сигналы с катодных полосок поступают на зарядочувствительные предусилители и формирующие усилители, а усиленные сигналы оцифровываются платами А32 [54]. Сигналы с анодных секторов усиливаются токовыми предусилителями и подаются на платы Т2А. Сигналы срабатывания дискриминаторов в платах Т2А поступают в блок формирования опорных точек триггера [55].

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

2.2.3 Цилиндрический калориметр

Цилиндрический калориметр [49] расположен между сверхпроводящей катушкой и внутренним годоскопом пробежной системы. Калориметр состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) размером $6 \times 6 \times 15$ см^3. Толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет около $8\,X_0$.

Свет с каждого кристалла регистрируется фотоумножителем ФЭУ-60 с рабочим диаметром фотокатода 14 мм и высотой 70 мм через стеклянный световод. При полученном для этой конструкции коэффициенте светосбора около 2%, вклад в энергетическое разрешение статистики фотоэлектронов пренебрежимо мал в области энергий выше 20 МэВ.

Цилиндрический калориметр состоит из восьми октантов. Каждый октант содержит семь линейных модулей(линеек), закреплённых на дюралевой плите. Схема октанта показана на рис. 5. В октант входят 5 стандартных линеек и 2 линейки счётчиков специальной формы для того, чтобы обеспечить сопряжение октантов без зазоров.

Линейки представляют собой 16 счётчиков CsI , закрепленных на стальной полосе толщиной 10 мм с помощью 4-х шурупов, как показано на рис. 6. Эти полосы служат также для экранирования ФЭУ от рассеянных магнитных полей. Фотоумножители установлены в отверстиях дюралевой плиты октанта. Для дополнительного экранирования от рассеянных магнитных полей каждый ФЭУ расположен внутри цилиндрического пермаллоевого экрана с толщиной стенки 3 мм.

Как показывает моделирование, в CsI выделяется в среднем около 80 % энер-

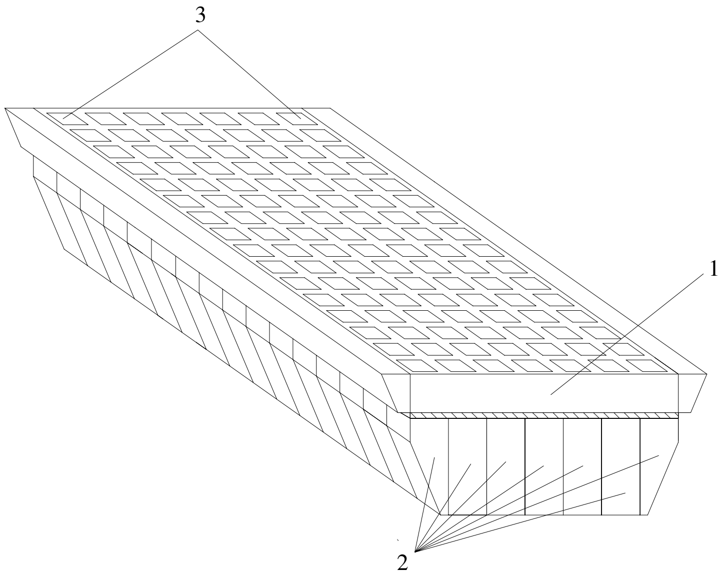


Рис. 5: Октант цилиндрического калориметра КМД-2. 1 — алюминиевая плита; 2 — кристаллы; 3 — делители напряжений ФЭУ.

гии падающего фотона, а энергетическое и пространственное разрешение определяется флуктуациями утечек ливня и составляют соответственно $\sigma_E/E = 8 - 12$ % и $\sigma_x = 8 - 12$ мм в интересующем нас диапазоне энергий.

Сигналы с ФЭУ поступают на усилители-формирователи ($\tau = 2$ мкс) [56], а затем по витой паре передаются на платы амплитудно-цифровых преобразователей А32 [54]. Усилители-формирователи расположены на платах промежуточной электроники Ф32 по 32 канала (2 линейки) на плату. На этих платах также организован

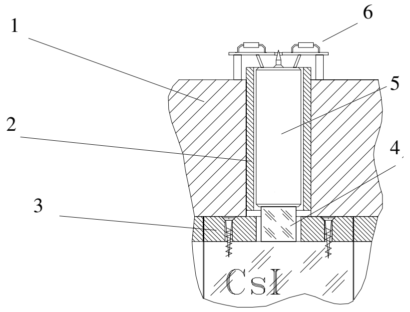


Рис. 6: Схема крепления счётчика в октанте. 1 — алюминиевая плита; 2 — магнитный экран; 3 — стальная пластина; 4 — стеклянный световод; 5 — фотоумножитель ФЭУ-60; 6 — делитель напряжения.

вывод линейной суммы сигналов с линеек и логических сигналов, соответствующих превышению энерговыделения в линейках заданного порога. Эти сигналы используются в схеме запуска. Усиление каждого канала Ф32 может регулироваться вручную в пределах $\pm$ 10 дб. Логический сигнал с каждого модуля калориметра, сформированный на плате Ф32, поступает в тракт измерения времени, состоящий из экспандера времени и время-цифрового преобразователя, расположенных соответственно на платах Э16 и ТП [51] по 16 каналов на плату. Временное разрешение такого тракта составляет около 3 нс при энерговыделении в линейке 100 МэВ. Все платы выполнены в разработанном в ИЯФ стандарте КЛЮКВА [57].

2.2.4 Пробежная система

Пробежная система [1] служит для разделения пионов и мюонов. Она состоит из двух частей: внутренней и внешней (рис. 2). Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых представляет собой блок стримерных трубок. Внутренние блоки расположены сразу за цилиндрическим калориметром, при этом толщина вещества перед ними 0,58 ядерных длин. Внешние блоки устанавливаются за ярмом магнита, толщиной 13 см железа, что составляет 0.76 ядерных длин. Телесный угол, закрываемый пробежной системой, составляет около 50 % от полного телесного угла.

Каждая трубка блока стримерных труб 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 проволочка из золочёного молибдена. Координата вдоль трубки измеряется по разности времён прихода сигналов на концы проволочки. Поперечная координата определяется по номеру сработавшей трубки.

Трубы в блоках внутренней и внешней части пробежной системы расположены в два слоя с шагом в слое 22,5 и 43,8 мм соответственно. Слои сдвинуты относительно друг друга на полшага. Расстояние между слоями внутренней части — 18 мм, внешней — 34,8 мм.

В каждом блоке внутренней части 48 труб. Для уменьшения числа каналов электроники трубы блока соединены по 12 последовательно, образуя четыре канала на блок. Длина труб 895 мм, за исключением верхнего блока, который сделан на 100 мм короче для размещения криостата.

Пять верхних блоков внешней системы имеют по 32 трубы, объединённые в четыре канала. Три нижних блока по 24 трубы, объединённых по шесть штук. Длины труб блоков составляют 1150 мм для всех, за исключением самого нижнего. Нижний блок расположен перпендикулярно оси пучков и имеет длину труб 1400 мм.

Всего в пробежной системе 64 независимых канала электроники. Каждый канал вырабатывает логический сигнал с длительностью пропорциональной координате вдоль связки труб. Длительность измеряется платой ТП [51]. Координатная точность пробежной системы составляет 30 мм вдоль трубки.

2.2.5 Система сбора данных

Информация, зарегистрированная в системах детектора, должна быть считана в память ЭВМ и записана на магнитные ленты. Эту функцию выполняет система сбора данных детектора [58,59]. Схема системы сбора данных(ССД) показана на рис. 7.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [57]. В случае положительного решения триггера, данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [60] крейта КАМАК по алгоритму, записанному в процессоре ввода-вывода ПВ [60]. Электроника крейта КЛЮКВА позволяет на аппаратном уровне считывать только ненулевые данные из информационных плат, что уменьшает время на считывание события. Для этого в ПВ заносятся не реальные пьедесталы, а величины, равные пьедестал плюс константа. Величины этих констант сохраняются и в последствии учитываются при восстановлении события.

Данные из крейта КАМАК передаются в PC486 через быстрый интерфейс ППИ-К. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К0607А [61]. В PC486 данные буфферизуются и пересылаются в компьютер VSCMD (VAX Station 4000) по сети ETHETNET. VSCMD является центральным компьютером системы сбора данных и системы управления заходами. В нем данные анализируются (события анализируются тре-

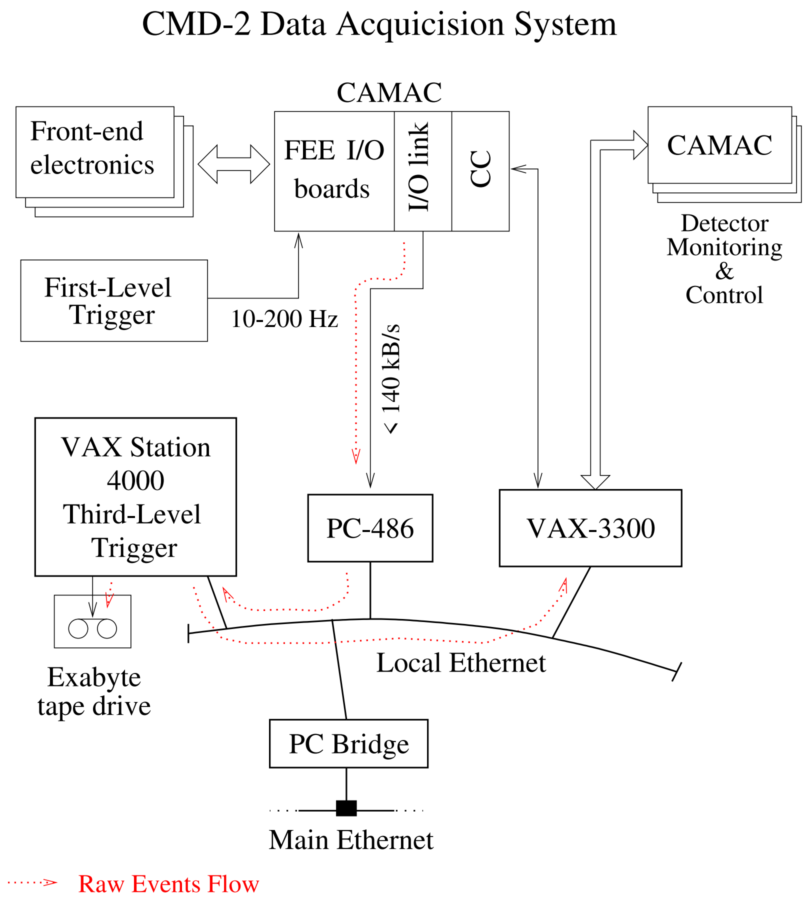


Рис. 7: Система сбора данных детектора КМД-2.

тичным триггером и создаются гистограммы для оперативного контроля за состоянием различных систем детектора) и записываются на магнитную ленту или диск. Часть данных помещается в специальный буфер для анализа их в калибровочных программах. Скорость записи данных составляет примерно 80 кбайт/с.

VXCMD является центральным компьютером системы контроля детектора, к нему подсоединены все крейты КАМАК. Он осуществляет первоначальную загрузку системы сбора данных, триггера детектора и других систем детектора. Другой важной задачей VXCMD (VAX 3300) является контроль за общим состоянием детектора. Он измеряет и анализирует величины магнитного поля, вакуум, температуры, напряжения источников питания и многое другое.

2.2.6 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 другие параметры).

В процессе работы события записываются на магнитную ленту в виде записей переменной длины в формате ZEBRA [62]. Каждому событию соответствует одна 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.

На первом этапе реконструкции события в координатой системе находятся треки частиц и определяются их импульсы и углы. Алгоритм преобразования информации с координатной системы описан в [63]. В калориметре формируются кластеры и находится их энергия и координаты. Алгоритм восстановления информации в цилиндрическом калориметре описан в [64], а алгоритм обработки информации с торцевого калориметра будет подробно обсужден далее.

На следующем этапе происходит восстановление события в целом (глобальная реконструкция). Каждому найденному в дрейфовой камере треку ставятся в соответствие кластер в калориметре и срабатывания Z-камеры и пробежной системы, если таковые имеются. Кластеры в калориметре, не присоединенные ни к одному из треков, считаются гамма-квантами. Процедура глобальной реконструкции события описана в [65]. На этом же этапе производится объединение кластеров на стыке торцевого и цилиндрического калориметров.

Восстановленная информация записывается в виде банков структуры ZEBRA на вторичные магнитные ленты. Также на них записывается первичная информация для детального анализа интересных событий. Для отбраковки событий пучкового фона и прохождения космических частиц на раннем этапе обработки на вторичные ленты записываются только прошедшие предварительный отбор события. Непрошедшие отбор события записываются на другие ленты и используются при определении эффективности регистрации процессов.

Глава 3
Торцевой калориметр

3.1 Общее описание торцевого калориметра

Торцевой калориметр состоит из 680 сцинтилляционных кристаллов ортогерманата висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) и покрывает полярные углы от 16^o до 49^o и от 131^o до 164^o. Полный телесный угол, покрываемый торцевым калориметром, $0.3 \times 4\pi$. Калориметр состоит двух одинаковых торцов. Каждый торец является плотно упакованной матрицей кристаллов. Кристаллы имеют форму прямоугольного параллелепипеда размером $25 \times 25 \times 150$ мм^3. Общий вес кристаллов около 450 кг. Сцинтилляционный свет регистрируется вакуумными фототриодами с внешнего торца. Сигнал с фототриодов усиливается зарядочувствительными предусилителями. Основные параметры торцевого калориметра приведены в таблице 3.

Основные требования к торцевому калориметру определяются общей конструкцией детектора КМД-2. Как было описано в предыдущей главе, для торцевого калориметра отведено место с двух сторон детектора. Доступный объем ограничен вдоль оси пучков расстоянием между дрейфовой камерой и железом ярма магнита 204 мм, что определяет максимально возможную длину кристаллов около 150 мм. Внешний доступный диаметр 587 мм определяется огибающей выводов кабелей дрейфовой и Z-камер. Внутренний размер торцевого калориметра ограничивается поперечным размером 125×125 мм^2 компенсирующих соленоидов, которые расположены соосно с осью пучков внутри торцевого калориметра. Доступное в поперечном направлении пространство должно быть заполнено кристаллами максимально полно. Торцевой калориметр находится внутри основного соленоида детектора и, следовательно, должен работать в продольном магнитном поле 1 Тл. Исходя из вышеизложенных условий были выбраны основные элементы и конструкция торцевого калориметра.

Малое доступное пространство вдоль оси пучков обусловило выбор сцинтилляционных кристаллов BGO в качестве сцинтилляционного материала торцевого калориметра. Кристаллы BGO имеют среди широко использующихся в физике вы-

Таблица 3: Основные параметры торцевого калориметра.

Параметр	Значение
полярные углы	16^o–49^o and 131^o–164^o
телесный угол	$0.3\times4\pi$
Сцинтилляционный материал	**кристаллы BGO**
число кристаллов	680
размер кристаллов	$25\times25\times150$ мм^3
толщина калориметра	13.5 X_0
полный вес кристаллов	450 кг
Фотоприемники	**вакуумные фототриоды**
диаметр фототриода	22 мм
диаметр фотокатода	18 мм
длина цилиндрической части	$<$ 26.5 мм
полная длина	$<$ 45 мм
шаг сетки	0.25 mm
квантовая эффективность	$\sim$ 10%
токовое усиление	$\sim$ 10
Предусилители	**зарядочувствительные**
электронный шум	300 электронов (1 МэВ)
пассивное вещество перед калориметром	0.1 X_0
пассивное вещество между кристаллами	0.2%г/г
средний зазор между кристаллами	$<$0.3 мм

соких энергий сцинтилляторов максимальную плотность и минимальную радиационную длину и являются оптимальным выбором сцинтиллятора при ограниченном доступном пространстве [66]. При выбранной длине кристаллов 150 мм (50 мм отведено под фотоприемник и электронику, 4 мм – под выводы кабелей) эффективная толщина торцевого калориметра для частиц, влетающих вдоль оси пучков, составит в случае использования кристаллов BGO 13.5 X_0, при использовании кристаллов CsI 8.3 X_0, а NaI – 5.7 X_0. Таким образом, применение других сцинтилляторов привело бы к ухудшению энергетического разрешения и снижению эффективности регистрации гамма-квантов. Основные характеристики кристаллов BGO в сравнении с характеристиками наиболее распространённых в физике высоких энергий сцинтилляторов приведены в таблице 1 [33].

При разработке детектора КМД-2 рассматривался также вариант использования в торцевом калориметре 128 кристаллов CsI размером $60 \times 60 \times 150$ мм^3, однотипных с цилиндрическим калориметром [1]. Кроме меньшей радиационной длины этот вариант обладал еще рядом существенных недостатков. Недостаточная гранулярность торцевого калориметра не обеспечивала адекватных цилиндрическому калориметру углового разрешения и разделения гамма-квантов. Около 40% кристаллов находилось на краях калориметра, что привело бы к осложнению процедур калибровки и обработки информации. На стыке торцевого и цилиндрического калориметров возникали бы большие зазоры. С учетом всех этих фактов было принято решение создавать торцевой калориметр на основе кристаллов BGO.

Поперечный размер кристаллов 25×25 мм^2 был выбран как компромисс между координатным разрешением и числом фотоприемников и каналов электроники. Выбранный размер близок к мольеровскому радиусу, составляющему для BGO 22 мм. При данном размере кристаллов вклады в координатное разрешение флуктуаций пространственного развития электромагнитного ливня и гранулярности калориметра примерно одинаковы. Дальнейшее уменьшение размера кристаллов приведет к сильному увеличению числа каналов при незначительном улучшении координатного разрешения [67]. Конкретный размер кристаллов был выбран для обеспечения максимального заполнения доступного пространства.

Все грани кристаллов калориметра были полированы. Светосбор осуществлялся на основе полного внутреннего отражения.

Наличие в объеме торцевого калориметра сильного магнитного поля не позволяет использовать традиционные фотоумножители. В качестве фотоприемников были выбраны вакуумные фототриоды [68], работоспособные в магнитном поле до 2 Тл. Диаметр фототриодов 22 мм хорошо согласуется с размером кристаллов. Длина цилиндрической части фототриода 26.5 мм, полная длина - 45 мм.

Вакуумный фототриод – это фотоумножитель с одним динодом. Они были специально разработаны для использования в сильных магнитных полях [69]. Дополнительным преимуществами фототриодов в сравнении с фотоумножителями являются меньшие размеры, высокая стабильность коэффициента усиления и его слабая чувствительность к величине высокого напряжения. Из этих соображений, в калориметре детектора СНД несмотря на отсутствие магнитного поля используются фототриоды, а не фотоумножители [16].

Фототриоды устанавливаются так, что ось прибора параллельна оси пучков и направлена вдоль магнитного поля. Расчет магнитных полей в объеме торцевого калориметра на основе результатов измерений карты магнитного поля в объеме дрейфовой камеры показал, что наклон силовых линий не превышает 2^o. Чувствительность фототриодов к поперечному магнитному полю в этом случае несущественна, так как наклон силовых линий начинает играть заметную роль при углах больших 10^o [68].

Кроме варианта с использованием вакуумных фототриодов при проектировании калориметра была рассмотрена возможность использования полупроводниковых фотодиодов. Проведенные с обоими фотоприемниками измерения дали близкие результаты. Вакуумные фототриоды были выбраны как более дешевый вариант. В частности, это позволило использовать одинаковые фотоприемники в торцевом калориметре детектора КМД-2 и первых двух слоях детектора СНД.

Недостатком фототриодов является малый коэффициент усиления порядка 10 вместо типичного для фотоумножителей $10^{5\div7}$. Это потребовало использования малошумящей электроники для обеспечения допустимого уровня шумов. Сигнал с фототриодов поступает на вход зарядочувствительных предусилителей с полевыми транзисторами на входе. Такое решение обеспечивает максимальное отношение сигнал/шум [70,71] и является традиционным для калориметров, использующих фотоприемники с низким коэффициентом усиления [72]. Комбинация вакуумный фототриод-зарядочувствительный предусилитель описана в работе [73]. Для уменьшения шумов предусилители расположены внутри калориметра непосредственно на фототриодах.

Вклад шумов электроники в энергетическое разрешение калориметра особенно важен при регистрации низкоэнергетичных гамма-квантов [74,75], какие и должен регистрировать калориметр детектора КМД-2. В экспериментах на детекторе КМД-2 энергия гамма-квантов ограничена максимальной энергией электрон-позитронных пучков в накопителе ВЭПП-2М 700 МэВ. Более того, гамма-кванты в изучаемых процессах имеют существенно меньшую энергию. Например, при распаде $\phi \to \eta\prime\gamma$ рождается гамма-квант с энергией 60 МэВ. Поэтому при разработке, изготовлении и эксплуатации торцевого калориметра большое внимание уделялось минимизации шумов электроники. Вклад шумов в энергетическое разрешение можно представить в виде энергетического эквивалента шумов, выраженного по следующей формуле:

$$\sigma_{en} = \sigma_n/(\eta \cdot QE \cdot G) = \sigma_n/Q_{in}, \tag{3.1}$$

где:

σ_{en} – энергетический эквивалент шумов в МэВ,

σ_n – приведенный ко входу шумовой заряд электроники в электронах,

η – световыход сцинтиллятора в фотонах на 1 МэВ выделенной в кристалле энергии,

QE – квантовая эффективность фотоприемника,

G – коэффициент усиления фотоприемника,

Q_{in}– заряд в электронах на входе предусилителя при энерговыделении в кристалле 1 МэВ.

Опыт работы нескольких детекторов, в экспериментах на которых также важна регистрация гамма-квантов с энергией порядка 100 МэВ и используются фотоприемники с низким коэффициентом усиления [27,37], показывает, что 1 МэВ является типичной величиной энергетического эквивалента шумов. Увеличение величины шумов приводит в заметным ухудшениям энергетического и временного разрешений и росту порога регистрации. При разработке торцевого калориметра детектора КМД-2 была поставлена задача получить величину энергетического эквивалента шумов меньше 1 МэВ. Для этого требовалось, чтобы приведенный ко входу шумовой заряд электроники был меньше 300 электронов. Одновременно параметры кристаллов и фототриодов оптимизировались с целью достижения заряда на входе предусилителя больше 300 электронов при энерговыделении в кристалле 1 МэВ. Поставленная задача была успешно решена, средний энергетический эквивалент шумов в торцевом калориметре составил 0.9 МэВ.

Парафазный выходной сигнал зарядочувствительных предусилителей поступает по витой паре в экране на вход формирующего усилителя. Сформированные и усиленные сигналы поступают в триггер и на вход амплитудно-цифровых преобразователей. Для измерения выделенной в кристаллах энергии сигналы формируются с постоянной 3 мкс, а для триггерных целей – 0.3 мкс. Времена формирования были оптимизированы с целью минимизации вкладов шумов в энергетическое и временное разрешения соответственно. Вся электроника, кроме предусилителей, расположена снаружи детектора и доступна во время работы накопителя.

С целью упрощения процедуры сборки торцевого калориметра и его механической конструкции, кристаллы комбинируются в линейки. Каждая линейка комплектуется фотоприемниками и предусилителями. Калориметр собирается из линеек трех типов, по 6, 8 и 10 кристаллов в каждой. Полное число линеек 80.

3.2 Кристаллы

Как было сказано выше, кристаллы BGO торцевого калориметра имеют форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $25 \times 25 \times 150$ мм^3 [76]. Все грани кристаллов полированны. Кристаллы выращивались на основе модифицированного метода Чохральского с низкими температурными градиентами, разработанным в Институте неорганической химии СО РАН. Основная масса кристаллов была выращена на Красноярском заводе цветных металлов и Опытном заводе СО РАН, а небольшая партия кристаллов – в Институте неорганической химии СО РАН. После изготовления кристаллов производились измерения их геометрических размеров и сцинтилляционных параметров. Мнемоническая схема процесса производства и тестирования кристаллов изображена на рис. 8.

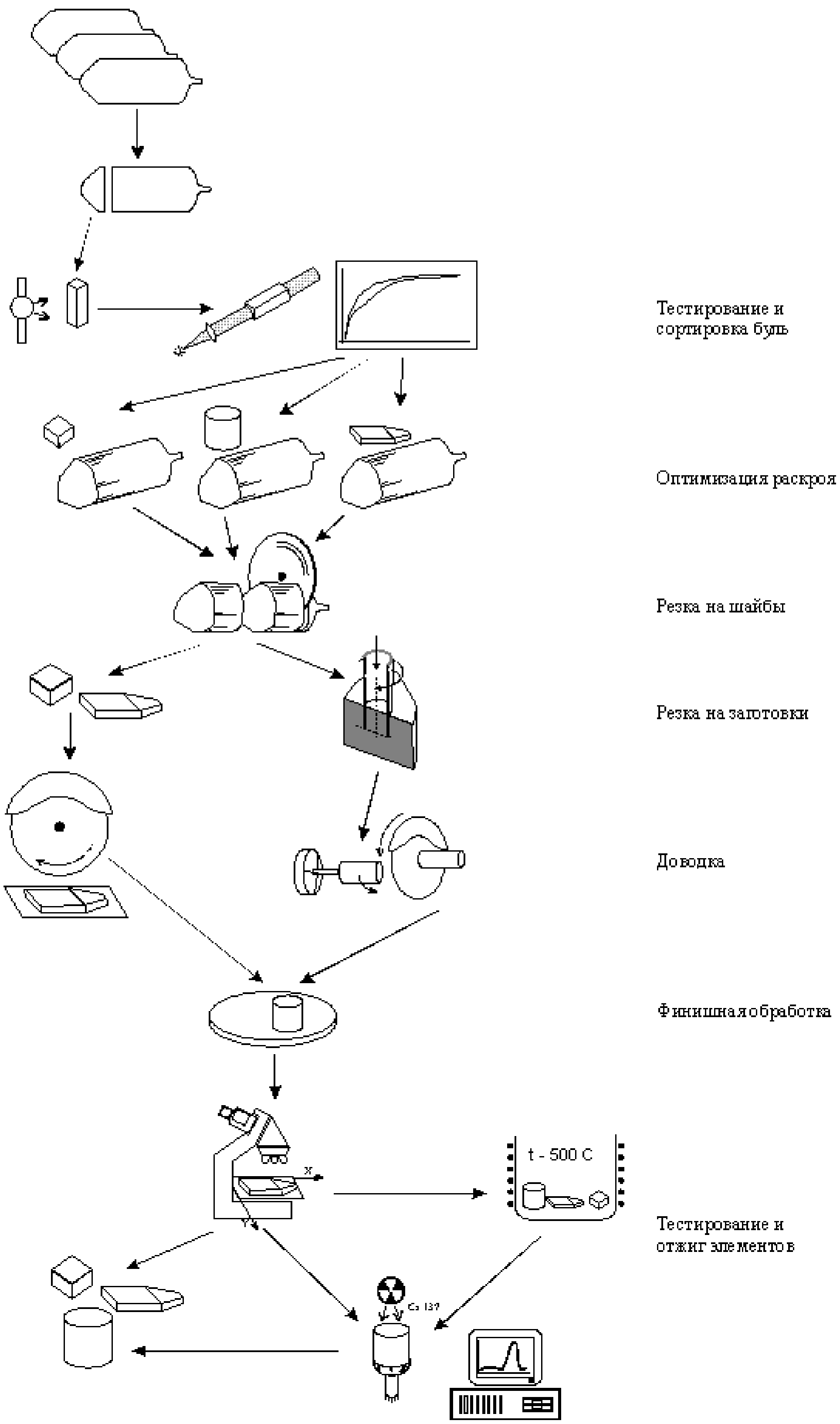


Рис. 8: Мнемоническая схема процесса производства и тестирования кристаллов BGO.

3.2.1 Технология выращивания кристаллов BGO.

Кристаллы BGO начали выращиваться зарубежом в 1970-ых годов. Основными методами их выращивания были традиционный метод Чохральского и метод направленной кристаллизации [77–80]. Кристаллы BGO для электромагнитного калориметра детектора L3, который является наиболее масштабной установкой на основе кристаллов BGO, были выращены в Шанхайском институте керамики (Китай) в конце 1980-ых годов. Кристаллы выращивались по методу Бриджмана - одной из модификаций метода направленной кристаллизации.

В бывшем СССР работы по выращиванию ортогерманата висмута были впервые начаты в начале 1980-ых годов в ИОНХ АН СССР (Москва) и на Красноярском заводе цветных металлов (КЗЦМ). Большой вклад в исследование сцинтилляционных свойств BGO внес коллектив кафедры экспериментальной физики Уральского политехнического института (УПИ). Результаты многолетних исследований этих организаций по ортогерманату висмута были обобщены в монографии [81]. С середины 1970-ых годов в Институте автоматики и электрометрии СО РАН и Институте физики СО РАН (Красноярск) проводились исследовательские работы по изучению энергетической структуры центров, оптических, электрофизических и люминесцентных свойств этих соединений. Результаты многолетних исследований новосибирских авторов были опубликованы в монографии [82]. Однако, кристаллы, полученные в то время традиционным методом Чохральского, имели неудовлетворительную однородность световыхода, что ограничивало возможность их применения для электромагнитных калориметров.

В середине 1980-ых годов Институт ядерной физики СО РАН начал активно взаимодействовать с различными организациями с целью создания технологии и налаживания производства кристаллов BGO, качество которых удовлетворяло бы предъявляемым требованиям. Эти усилия привели к появлению программы совместных работ между СО РАН и ВПО “Союзникель” по теме “Совершенствование и внедрение автоматизированной технологии выращивания крупногабаритных кристаллов германата висмута со структурой эвлитина” от 12 ноября 1987 года. Основными исполнителями работ являлись Институт ядерной физики СО РАН, Институт неорганической химии СО РАН и Красноярский завод цветных металлов.

Кроме того, для решения отдельных задач привлекались Институт химии твердого тела и переработки минерального сырья СО РАН, СКТБ монокристаллов СО РАН, Институт физики СО РАН и ряд других организаций.

В роли разработчиков технологии выращивания кристаллов BGO выступил Институт неорганической химии СО РАН. Его сотрудники предложили использовать для выращивания кристаллов BGO модифицированный метод Чохральского с низкими температурными градиентами. Этот метод был разработан в Институте неорганической химии СО РАН в конце 1970-ых годов для выращивания смешанных оксидных кристаллов, имеющих общую формулу $M^{+}R^{3+}[Mo(W)O_4]_2$, где M=Li, Na, K, Rb, Cs, Cu и другие, а R=Ln, Sc, Y, Gd, Cr, In и другие [83].

В конце 1980-ых на основе модифицированного метода Чохральского с низкими температурными градиентами в Институте неорганической химии СО РАН была разработана технология выращивания кристаллов BGO [76]. Отработанная технология была внедрена на двух заводах: Красноярском заводе цветных металлов и Опытном заводе СО РАН. На каждый завод были поставлены по 5 ростовых установок НХ620. Все кристаллы BGO для торцевого калориметра детектора КМД-2 были выращены по данной технологии. Производство было закончено в 1992 году. Небольшая партия кристаллов была произведена в Институте неорганической химии СО РАН в 1994 году по усовершенствованной технологии для замены части первых кристаллов, которые имели худшие параметры.

Схематический вид установки по выращиванию кристаллов по модифицированному методу Чохральского с низкими температурными градиентами приведен на рис. 9. Платиновый тигель находится внутри трехзонной печи с резистивным нагревом и хорошей термоизоляцией, в том числе сверху и снизу. Тигель закрыт платиновой крышкой. Крышка имеет сверху длинную трубку, через которую внутрь тигля проходит шток с кристаллодержателем. Этот шток служит для вращения и вытягивания кристалла из расплава. Платиновая крышка имеет две функции: 1) она служит экраном для теплового излучения, что существенно снижает температурные градиенты; 2) трубка на ней играет роль диффузионного затвора, что значительно подавляет испарение расплава и изменение пропорций между оксидами в нем. Несмотря на то, что абсолютная потеря массы за счет испарения незначительна, такое простое устройство позволяет существенно улучшить качество кристал-

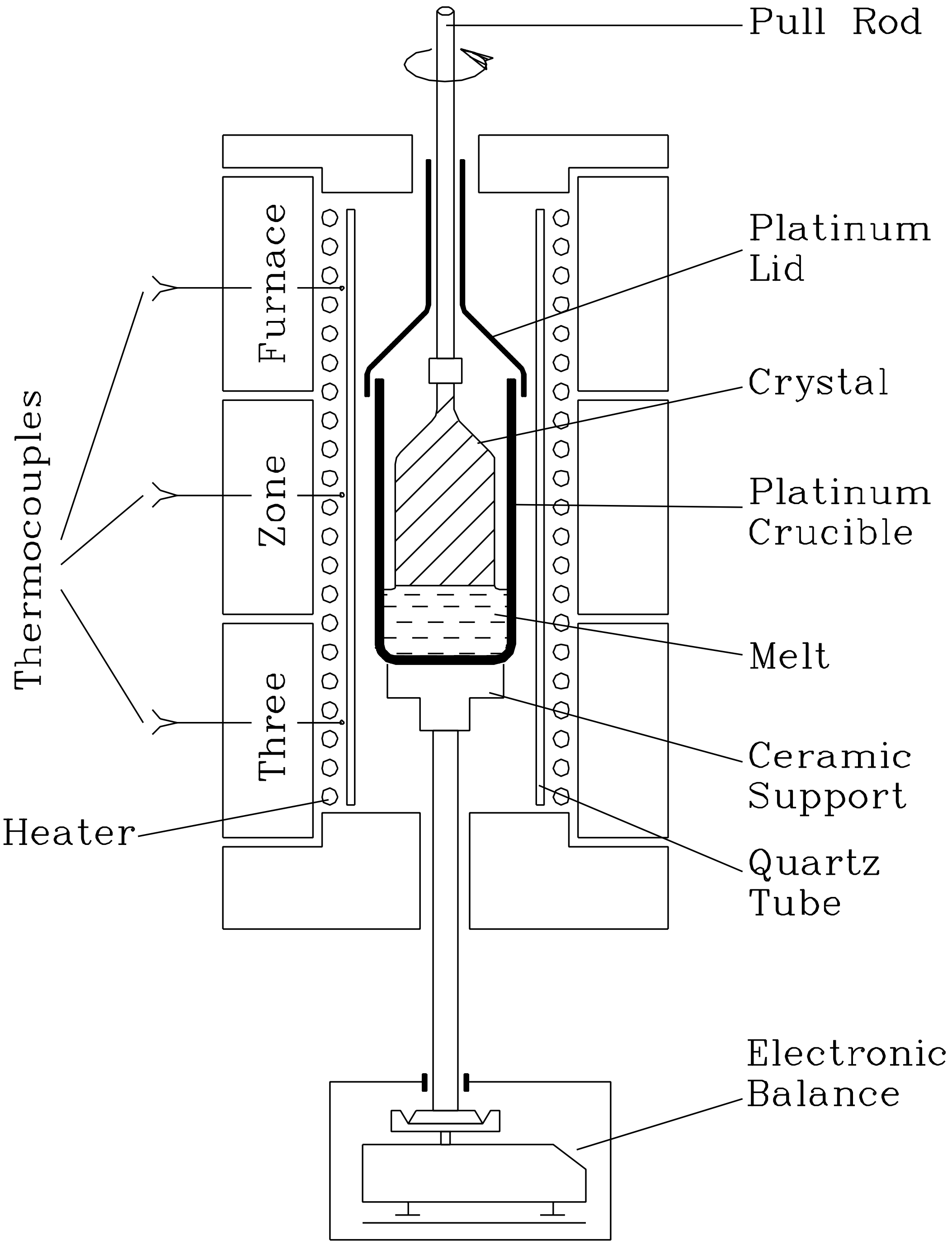


Рис. 9: Блок-схема установки по выращиванию кристаллов по модифицированному методу Чохральского с низкими температурными градиентами HX620.

лов.

Кристалл находится внутри тигля в течении всего времени выращивания. Визуальный контроль за происходящими в тигле процессами в данном методе невозможен. Поэтому на всех этапах, включая затравливание кристалла, в модифицированном методе Чохральского с низкими температурными градиентами используется весовой контроль, то есть измеряется масса расплава и скорость ее изменения. Нагреватели и система температурного контроля позволяют держать осевой и радиальный температурные градиенты в пределах 0.05-1.0^{o}C/см. В условиях таких низких температурных градиентов кристалл растет в условиях, близких к естественным, что подтверждается формой выращенного кристалла, которая имеет соответствующую структуре данного кристалла огранку, в отличие от традиционного метода Чохральского, где кристалл имеет круглую форму. Квазиестественные условия роста позволяют получать более высококачественные и однородные кристаллы. Также существенными преимуществами используемых низких температурных градиентов являются: 1) температурные флуктуации в растворе, которые обычно вызывают неоднородности в кристалле, практически не развиваются; 2) тепловые напряжения в кристалле достаточно малы, что позволяет избежать генерации дефектов.

Другой важной особенностью модифицированного метода Чохральского с низкими температурными градиентами является возможность достигать высокого отношения диаметра кристалла к диаметру тигля $\oslash_{\text{кристалл}}/\oslash_{\text{тигель}} = 0.8$ по сравнению с типичным для традиционного метода Чохральского $\oslash_{\text{кристалл}}/\oslash_{\text{тигель}} = 0.3$. Это позволяет выращивать кристаллы до 150 мм в диаметре и 400 мм в длину при относительно малом весе платинового тигля. С точки зрения соотношения размеров кристалла и тигля, данный метод близок к методу Бриджмана. Действительно, в методе Бриджмана размеры кристалла и тигля совпадают и область кристаллизации закрыта. В модифицированном методе Чохральского с низкими температурными градиентами размеры кристалла и тигля близки, а область кристаллизации квазизакрыта из-за наличия диффузионного затвора. С другой стороны, данный метод как и традиционный метод Чохральского позволяет вращать кристалл и перемешивать расплав. Таким образом, модифицированный метод Чохральского с низкими температурными градиентами сочетает в себе преимущества обоих методов, Бриджмана и традиционного Чохральского.

3.2.2 Радиационная стойкость.

Так как кристаллы торцевого калориметра должны находиться в непосредственной близости от пучков, большое внимание было уделено радиационной стойкости кристаллов BGO. В 1985-1986 годах было проведено сравнительное изучение радиационной стойкости кристаллов BGO, NaI(Tl) и CsI(Tl) при дозах до 2 крад [84]. Облучение производилось гамма-квантами от источника ^{60}Co и тормозного излучения электронного пучка промышленного ускорителя типа ЭЛВ-6. Радиационная стойкость кристаллов BGO оказалась несколько меньшей. Однако облучался один из самых первых выращенных кристаллов BGO, который имел ярко желтый цвет. Так как радиационная стойкость определяется количеством примесей в кристалле, то совершенствование технологии должно было привести к улучшению радиационной стойкости кристаллов. Что и произошло в дальнейшем.

Торцевой калориметр детектора КМД-2 был первым калориметром, который планировалось установить в непосредственной близости от пучков накопителя ВЭПП-2М. Поэтому фоновые условия были плохо известны. В 1987 году перед остановкой накопителя на модернизацию были измерены фоновые условия в месте будущего расположения калориметра. Измерения производились с кристаллом реального размера. Спектры фоновой загрузки нормировались на измеренный спектр тормозного излучения из прямолинейного промежутка. Целью измерений были определение скорости счета для выработки требований на быстродействие электронного тракта и оценка ожидаемых доз радиации. Результаты измерений показали, что радиационная стойкость даже первых кристаллов достаточна для их использования в торцевом калориметре.

Восемь кристаллов BGO, изготовленных для торцевого калориметра, использовались с 1991 года в мониторах светимости накопителя ВЭПП-2М [85]. Данные мониторы регистрируют гамма-кванты тормозного излучения под малыми углами. Изменения световыхода кристаллов в течении года облучения не превысили 10%. При этом полученная ими доза превосходит во много раз ожидаемую дозу для ближних к пучку кристаллов за все время проведения экспериментов на детекторе

КМД-2 (загрузка всего калориметра составляет примерно 10 кГц, а загрузка мониторов при таких же порогах лежит в области сотен килогерц). Поэтому был сделан вывод, что радиационная стойкость кристаллов BGO достаточна для их использования в торцевом калориметре детектора КМД-2. Действительно, при проведении периодических калибровок детектора мы не обнаружили указаний на радиационные повреждения кристаллов.

Необходимо заметить, что уже после изготовления кристаллов для торцевого калориметра в Институте неорганической химии СО РАН была на основе изучения механизма возникновения радиационных повреждений создана технология выращивания кристаллов, которые являются радиационно стойкими к дозам порядка десятков мегарад. Кристаллы в мониторах светимости были заменены на выращенные по новой технологии радиационно стойкие кристаллы. После замены не было замечено вариации световыхода на уровне 1%. При этом приведенная цифра 1% определяется точностью контроля за стабильностью коэффициента усиления электроники мониторов в течении года. В 1997-1998 годах в Институте неорганической химии СО РАН были изготовлены кристаллы для калориметра под очень малыми углами для детектора BELLE. Проведенные испытания продемонстрировали их стойкость к дозам 10-20 Мрад [86].

3.2.3 Процедура проверки кристаллов.

Все кристаллы BGO были тестированы после изготовления. На первом этапе приемки измерялись геометрические размеры кристаллов на предмет их соответствия допускам ($0 \div -0.5$ мм на продольный размер и $0 \div -0.05$ мм на поперечные размеры [87]). Допуски были заданы исходя из физических требований и являлись широкими для оптического производства, на котором происходила обработка кристаллов, поэтому за исключением нескольких сбоев кристаллы BGO удовлетворяли геометрическим требованиям.

Следующем этапом приемки кристаллов было измерение их сцинтилляционных параметров. Контролировались два параметра: величина световыхода и его неоднородность вдоль кристалла. Для определения качества кристаллов с точки зрения их использования в торцевом калориметре эти два параметра являются наиболее важными. Величина световыхода в прямую входит в величину энергетического эквивалента шумов. Кроме того она входит в энергетическое разрешение калориметра из-за статистических флуктуаций числа фотоэлектронов. Неоднородность световыхода кристаллов ухудшает энергетическое разрешение калориметра по причине флуктуации продольного развития электромагнитного ливня.

Мы определяли световыход кристаллов как количество сцинтилляционных фотонов, попавших на фотокатод. Он является произведением сцинтилляционной эффективности (количество сцинтилляционных фотонов на 1 МэВ выделенной в кристалле энергии) и коэффициента светосбора (доли сцинтилляционных фотонов, попавших на фотокатод).

Светосбор осуществлялся на основе полного внутреннего отражения. Кристаллы BGO имеют большой показатель преломления n=2.15 для собственного сцинтилляционного света. Соответственно углы полного внутреннего отражения составляют 28^o на границе с воздухом и 44^o на границе со средой с показателем преломления n=1.5, который является типичным для входных стекол фотоприемников и оптических клеев. Как видно из углов полного внутреннего отражения, сцинтилляционный свет, перешедший через боковую грань из одного кристалла в другой, не может выйти через перпендикулярную грань в фотоприемник даже при наличии оптического контакта кристалла со входным стеклом фотоприемника. Поэтому нет необходимости в оптической изоляции кристаллов друг от друга и дополнительном отражателе на боковых гранях. Аналогичный вывод получен в работе [88]. Однако реальные кристаллы имеют фаски и оптические дефекты, на которых может происходить рассеяние света и часть его может попасть в фотоприемник.

Для проверки необходимости световой изоляции кристаллов были взяты 2 кристалла типичного качества и их боковые грани были склеены по всей поверхности при помощи оптической смазки, таким образом, оптический контакт между ними был максимальный. Каждый кристалл просматривался своим фотоумножителем, сигналы с которых оцифровывались. Один из кристаллов использовался как запускающий. Он облучался гамма-квантами с энергией 661.6 кэВ от источника ^{137}Cs. Отбирались события в которых гамма-квант провзаимодействовал в запускающем кристалле через процесс фотоэффекта, то есть вся энергия выделилась в запускающем кристалле и сигнал со второго ”тестового” кристалла должен быть равен нулю.

Спектр сигналов с ”тестового” кристалла состоял из импульсов малой амплитуды и был близок с шумовому спектру. Оценка сверху на долю перерассеянного на фотоприемник света 3%. Принимая во внимание незначительную площадь оптического контакта кристаллов в реальной конструкции калориметра, можно не производить световой изоляции кристаллов друг от друга. Аналогично, по причине не перекрытия углов выхода света в перпендикулярные грани, оборачивание кристалла в различные материалы приводило к незначительному изменению коэффициента светосбора. Поэтому было принято решение не производить дополнительного оборачивания кристаллов.

Все измерения сцинтилляционных параметров проводились с помощью фотоумножителя XP2102 производства корпорации PHILLIPS с диаметром чувствительной зоны фотокатода 44 мм [89]. При помощи специальной диафрагмы кристаллы помещались однозначно в одно и тоже место на фотокатоде для обеспечения воспроизводимости измерений. С этой же целью и для предотвращения попадания на фотокатод вышедшего через боковую грань кристалла сцинтилляционного света боковая поверхность кристаллов заворачивалась в черную бумагу. Кристаллы помещались на фотоумножитель меньшей гранью 25×25 мм^2. Оптический контакт между кристаллом и входным окном фотоумножителя осуществлялся при помощи оптической смазки.

Для проведения измерений использовался источник ^{137}Cs с энергией гамма-квантов 661.6 кэВ. Между источником и кристаллом помещалась алюминиевая пластинка толщиной 1 мм для поглощения возникающих при β-распаде электронов. Источник гамма-квантов находился сбоку от кристалла. Коллиматор не использовался, так как из-за большой плотности BGO и высокого атомного номера входящего в его состав висмута глубина проникновения гамма-квантов данной энергии в кристалл составляет несколько сантиметров. Это, с одной стороны дает почти изотропную засветку поперек кристалла, а с другой стороны область засветки много меньше длины кристалла и позволяет измерять неоднородность световыхода. Измерения производились при трех положениях источника гамма-квантов: у ближнего и дальнего концов кристалла и в середине. Контрольные измерения световыхода у партии кристаллов в трех и семи точках вдоль кристалла, с коллиматором и без коллиматора, дали одинаковые в пределах точности измерений величины неоднородности световыхода [90]. Поэтому для упрощения процедуры измерения производились в трех точках без использования коллиматора.

Световыход кристаллов определялся относительно тестового кристалла. То есть полученный световыход кристалла в каналах АЦП нормировался на световыход тестового кристалла, измеренный также в каналах АЦП. Эта процедура производилась для устранения зависимости от коэффициентов усиления фотоумножителя и электроники измерительного стенда, температуры кристаллов и ряда других факторов. Так как все эти факторы одинаковы для тестового и изметряемого кристалла, то при нормировке они сокращаются. В качестве тестового использовался кристалл BGO диаметром 25 мм и высотой 25 мм. Один торец тестового кристалла был полирован, все остальные поверхности были матированы. Тестовый кристалл был запрессован в тефлоновый стаканчик, который служил диффузным отражателем. Световыход тестового кристалла измерялся перед началом работы, в конце и периодически в процессе проведения измерений. Повторяемость результатов составила 1%.

Световыходом кристалла назывался средний вдоль кристалла световыход. Неоднородностью световыхода вдоль кристалла называлось отношение разности световыхода в начале и конце кристалла к среднему световыходу. Результат приводился в процентах. Таким образом световыход рассчитывался по формуле: $\eta = (A1 + A2 + A3)/(3 \times A_R)$, а неоднородность световыхода вдоль кристалла рассчитывалась по формуле: $\delta = 300 \times (A1 - A3)/(A1 + A2 + A3)$,

где:

η – световыход кристалла в относительных единицах,

δ – неоднородность световыхода вдоль кристалла в процентах,

A_R – световыход тестового кристалла в каналах АЦП,

$A1, A2, A3$ – измеренный световыход проверяемого кристалла в каналах АЦП при положении источника гамма-квантов у ближнего к фотоумножителю конца кристалла, в середине кристалла и у дальнего от фотоумножителя конца кристалла соответственно.

Как видно из формул мы использовали линейное приближение при вычислении параметров кристаллов. В общем случае зависимость световыхода от положения источника вдоль кристалла является экспоненциальной функцией, что и мы видели у первых выращенных в процессе отработки технологии кристаллов, которые были еще плохого качества. У хороших кристаллов, которые могут использоваться в калориметре, эта зависимость хорошо аппроксимируется прямой в соответствии с разложением экспоненты в ряд $e^{-x} = 1 - x$ при $x \ll 1$. Линейная аппроксимация неоднородности световыхода также была использована авторами работы [91].

Кристаллы устанавливались на фотоумножитель сначала одной, потом другой гранью. Для каждого положения кристалла производились измерения и вычислялись световыход и и его неоднородность. Правильным считалось положение кристалла, при котором неоднородность световыхода меньше. Этот конец маркировался, а полученные результаты использовались при последующих анализах.

На рис. 10 приведена зависимость световыхода кристаллов от его неоднородности. Из рисунка видна четкая корреляция: большой неоднородности световыхода соответствует малая его величина и наоборот меньшей неоднородности световыхода соответствует его большая величина. Это значит, что неоднородность световыхода определяется поглощением сцинтилляционного света в кристалле и его рассеянием на включениях внутри кристалла. Малая неоднородность световыхода демонстрирует высокую однородность кристалла и его прозрачность для сцинтилляционного света.

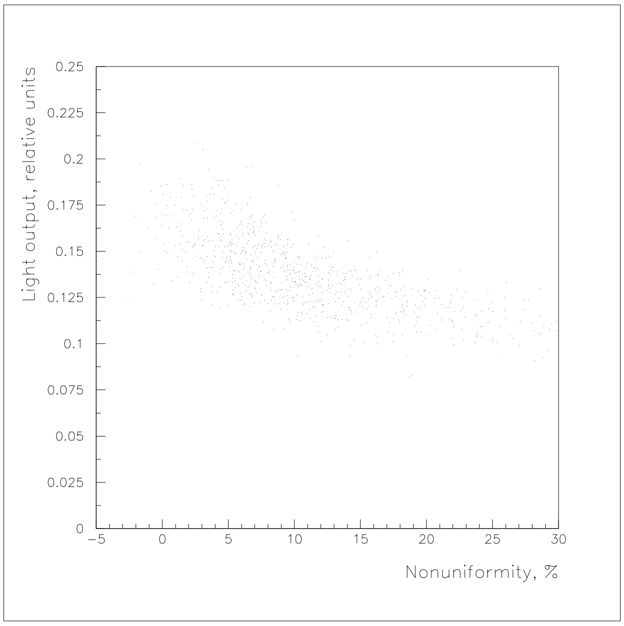


Рис. 10: Зависимость световыхода кристаллов от его неоднородности.

В процессе изготовления кристаллов технология выращивания непрерывно совершенствовалась. Поэтому кристаллы с худшими параметрами в основном из первых произведенных партий кристаллов. На рис. 11 приведены результаты измерения световыхода кристаллов и его неоднородности для всех кристаллов и последней партии из 83 кристаллов, которая была изготовлена в Институте неорганической химии СО РАН после очередного усовершенствования технологии. Видно, что она существенно лучше. К сожалению, высокая стоимость кристаллов не позволила заменить часть первых кристаллов на кристаллы более высокого качества, выращенные по усовершенствованной технологии.

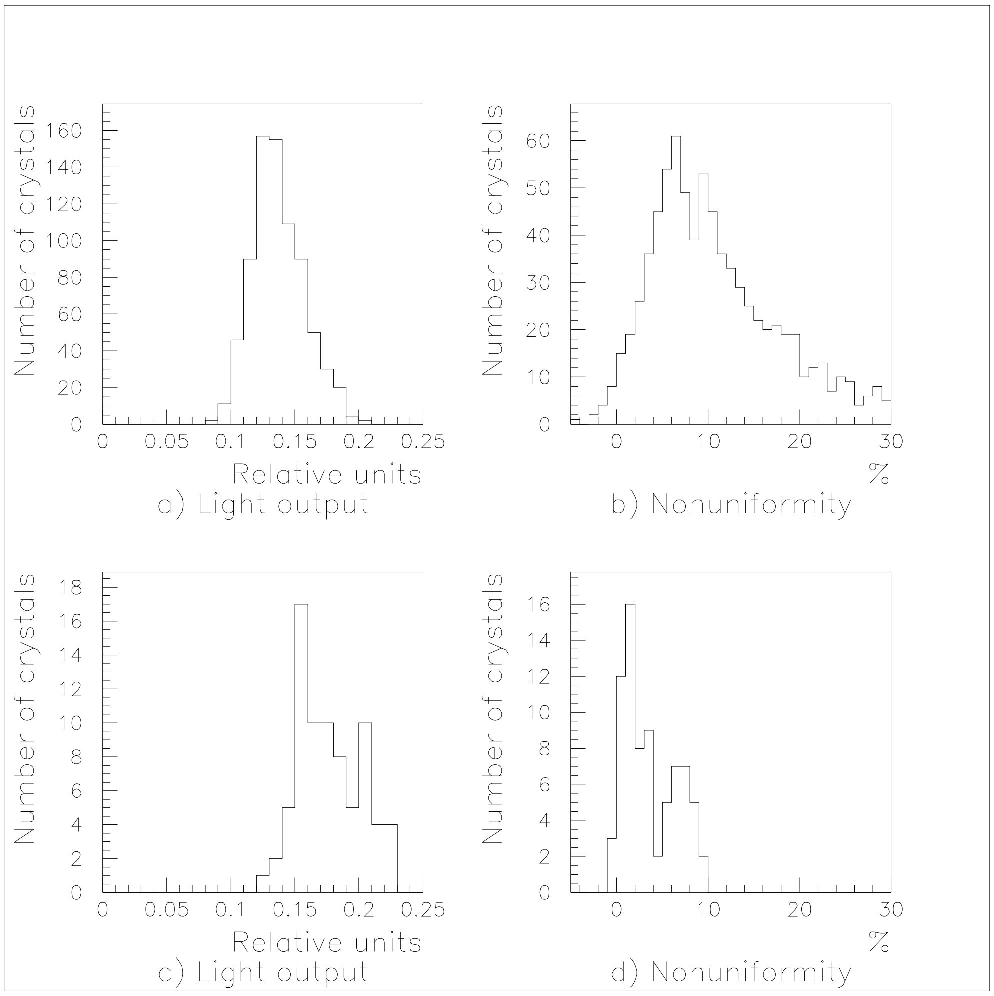


Рис. 11: Результаты измерения сцинтилляционных параметров кристаллов. a) – световыход, все кристаллы; b) – неоднородность световыхода, все кристаллы; c) – световыход, последняя партия кристаллов; d) – неоднородность световыхода, последняя партия кристаллов.

Результаты измерений кристаллов заносились в базу данных. Кристаллы, имеющие световыход меньше 0.1 или неоднородность световыхода хуже 20% отбраковывались. Как видно, в основном кристаллы браковались по неоднородности световыхода. В частности, это связанно с тем, что ее вклад в энергетическое разрешение сильнее.

3.3 Вакуумные фототриоды

Как было сказано выше, в торцевом калориметре детектора КМД-2 в качестве фотоприемников используются вакуумные фототриоды. Вакуумные фототриоды являются одним из возможных решений при использовании фотоприемников в магнитном поле [69,73]. Они нашли применение в ряде экспериментов в физике высоких энергий, например, торцевые калориметры детекторов КЕДР [32] в БИЯФ, Новосибирск, OPAL [25] и DELPHI [92] в CERN, Швейцария.

Необходимо отметить, что более традиционным решением является использование кремниевых фотодиодов. Они используются в детекторах CLEO [27] в Корнелле, США, BELLE [30] в КЕК, Япония, L3 [93] в CERN, Швейцария, и других. Основными причинами более широкого использования кремниевых фотодиодов являются их большая компактность и меньшая цена на мировом рынке, чем вакуумных фототриодов.

Используемые в торцевом калориметре фототриоды были разработаны и произведены в Институте Ядерной Физики СО РАН [68]. Диаметр фототриодов 22 мм хорошо соответствует размеру кристаллов BGO торцевого калориметра. Длина цилиндрической части фототриодов меньше 26.5 мм, полная длина около 45 мм. Эти размеры определяются технологией производства.

3.3.1 Технология производства фототриодов.

Конструкция фототриодов является широко распространенной для фотоприемников данного типа "фотоумножитель с полупрозрачным фотокатодом, одним динодом и сетчатым анодом". Конструкция фототриода приведена на рис. 12.

Рассмотрим принцип работы вакуумного фототриода. Фотон проходит через входное окно и попадает на фотокатод. Выбитый из фотокатода фотоэлектрон

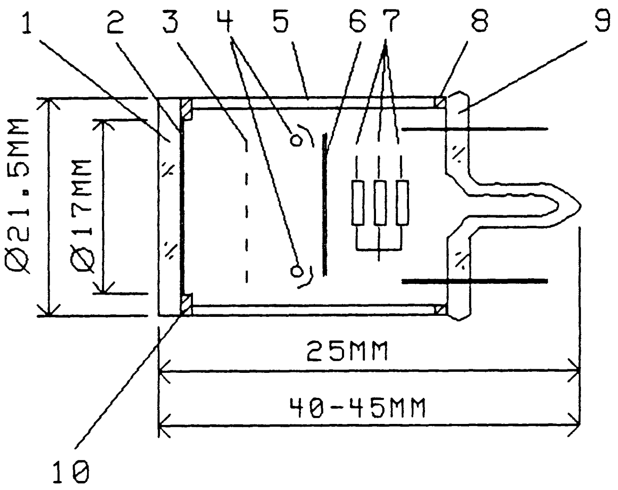


Рис. 12: Конструкция вакуумного фототриода.

1 – входное окно, 2 – фотокатод, 3 – сетчатый анод, 4 – испарители сурьмы, 5 – оболочка, 6 – динод, 7 – источники щелочных металлов, 8 – коваровое кольцо, 9 – ножка с контактными выводами и штенгелем для откачки, 10 – коваровое кольцо (контакт фотокатода).

ускоряется в продольном электрическом поле, проходит сквозь сетчатый анод и попадает на динод. Выбитые из динода вторичные электроны собираются на анод. В качестве анода использовалась сетка с шагом 0.25 мм, которая имела прозрачность около 80% и обеспечивала работоспособность фототриодов в продольных магнитных полях до 2 Тл. Приборы такого типа выпускаются рядом производителей, например HAMAMATSU [94] и PHILIPS [95].

В 1985 году в связи с принятием решения об использовании вакуумных фототриодов в детекторах КМД-2, СНД и КЕДР в Институте ядерной физики СО РАН начались работы по разработке технологии производства данного типа фотоприемников. Было принято решение фототриоды диаметром 50 мм для детектора КЕДР и третьего слоя калориметра детектора СНД производить на заводах МЭЛЗ (Москва) и ”Экран” (Новосибирск), а фототриоды диаметром 22 мм для первого и второго слоя калориметра детектора СНД и торцевого калориметра детектора КМД-2 производить на опытном участке в Институте Ядерной Физики СО РАН.

Для производства фототриодов была выбрана традиционная технология, включающая в себя откачку фотоприемника через трубку (штенгель) и формирования фотокатода на вакуумном посту.

Конструктивно фототриод состоит из трех основных частей: входного окна, колбы и ножки, на которой смонтированы все внутренние детали фототриода. Сварка частей фототриода осуществляется индукционным способом через коваровые кольца. Такой способ сварки обеспечивает меньший, по сравнению с традиционным огневым способом, нагрев источников щелочных металлов и, следовательно, более высокое качество фотокатода. Диаметр колбы 21.5 мм, после сварки диаметр фототриода увеличивается до 22 мм.

Собранный фототриод устанавливается на вакуумном посту, производится его обезгаживание и активировка фотокатода.

Для решения задач производства на базе стандартного вакуумного поста Р-110Б была создана автоматизированная установка по активированию фотокатодов с использованием микро-ЭВМ и блоков в стандарте КАМАК [96]. Установка позволяет активировать одновременно 4 прибора. Благодаря лучшей повторяемости автоматизированного процесса по сравнению с ручным, наличию более полной информации о ходе активировки и возможности оперативно изменять технологический процесс эта система позволяет более эффективно оптимизировать технологию, чем при ручной активировке. А одновременное активирование фотокатодов нескольких приборов увеличивает производительность установки. К моменту начала производства фототриодов в нашей стране существовали автоматизированные системы активировки фотокатодов, но все они не могли активировать одновременно больше одного прибора. Технология производства фототриодов и найденные решения по улучшению их параметров подробно изложены в работе [97].

В 1991 году было завершено производство фототриодов для калориметра детектора СНД и начато производство фототриодов для торцевого калориметра детектора КМД-2. Производство фототриодов для торцевого калориметра детектора КМД-2 было завершено в 1993 году. В дальнейшем ежегодно производились партии фототриодов для замены вышедших из строя фотоприемников в обоих калориметрах. Технология производства фототриодов непрерывно совершенствовалась. Поэтому была также произведена частичная замена работоспособных приборов из первых партий на более совершенные.

Перед началом производства фототриодов для торцевого калориметра детектора КМД-2 была произведена оптимизация технологии, учитывающая различия спектров высвечивания кристаллов BGO и NaI и требования работоспособности приборов в магнитном поле.

Для лучшего согласования спектральной чувствительности фотокатода со спектром высвечивания BGO был изменен режим активировки фотокатода.

При работе фототриодов в магнитном поле, выбитые из динода вторичные электроны движутся по винтовой линии вдоль силовых линий магнитного поля. Часть из них не попадает сразу на анод и совершают колебания в потенциальной яме около плоскости анода. При этом увеличивается вероятность ионизации атомов остаточного газа, что приводит к увеличению темнового тока фототриодов вплоть до возникновения разряда [98].

Для достижения работоспособности фототриодов в магнитном поле был изменен шаг сетки с 1000 мкм до 250 мкм. Испытания в магнитном поле приборов с различными типами сеток показали, что в фототриодах с шагом сетки 1000 мкм и 500 мкм возникает разряд. А использование сетки с шагом 100 мкм приводит к неоправданному в нашей ситуации уменьшению коэффициента усиления фототриода из-за того, что часть фотоэлектронов попадают на сетку, а не на динод и, соответственно, не размножаются. Прозрачности сеток с различным шагом приведены в таблице 4.

Таблица 4: Прозрачность сетки в зависимости от ее шага.

шаг сетки	прозрачность
1000 мкм	95%
500 мкм	90%
250 мкм	75%
100 мкм	45-50%

Дополнительно была усовершенствована технология сварки фототриодов с целью улучшения вакуума внутри приборов.

3.3.2 Выбор величин потенциалов фотокатода и динода.

Анод присоединен ко входу зарядочувствительного предусилителя без разделительной емкости и поэтому имеет потенциал, близкий к 0 В. Потенциал катода был выбран -800 В, а потенциал динода -200 В. Для выбора величин потенциалов фотокатода и динода была изучена зависимость коэффициента усиления нескольких фототриодов от приложенных напряжений. Измерения проводились на испытательном стенде в магнитном поле 1 Тл. Методика измерений и полученные результаты подробно изложены в [99]. В широком диапазоне приложенных напряжений соотношение потенциалов фотокатода и динода 4:1 является оптимальным (рис. 13). При данном соотношении потенциалов коэффициент усиления плавно растет с ростом потенциалов (рис. 14).

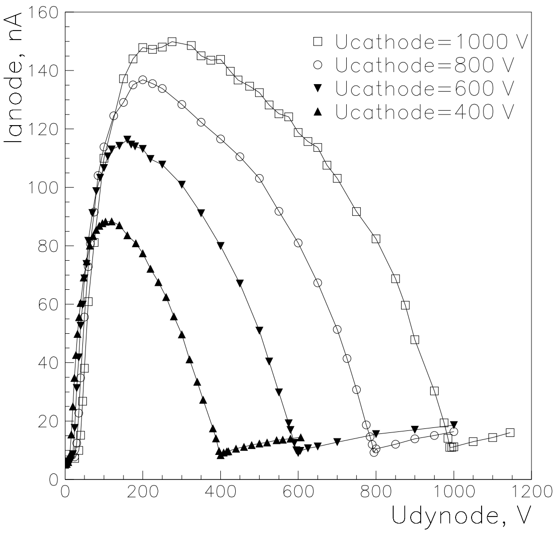


Рис. 13: Зависимость выходного сигнала фототриода номер 1.1829 от потенциалов фотокатода и динода.

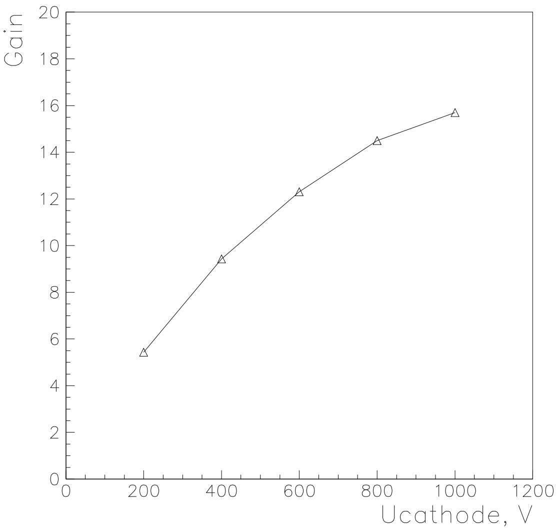
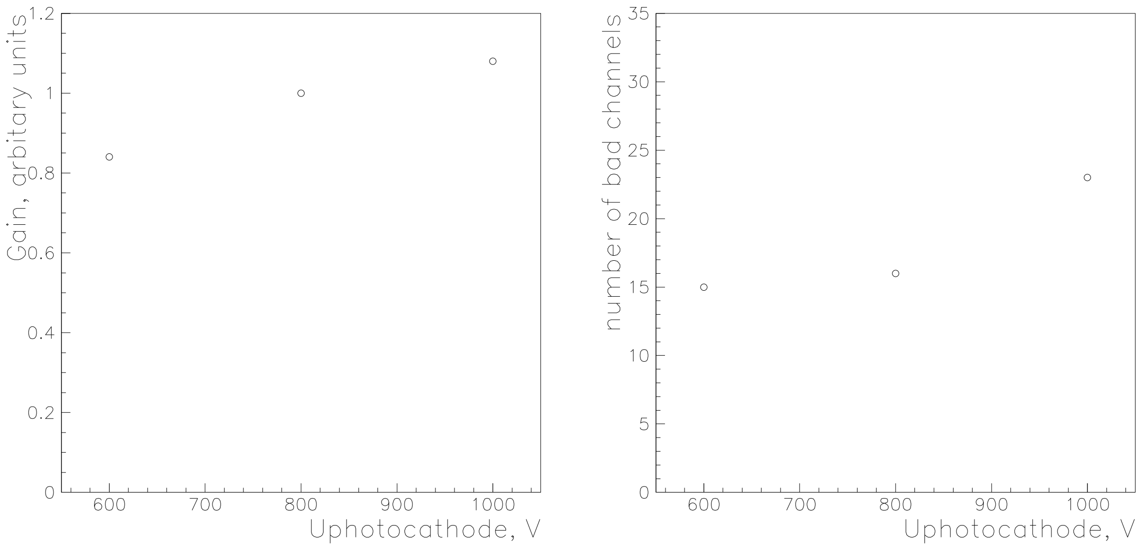


Рис. 14: Зависимость коэффициента усиления фототриода номер 1.1829 от потенциала фотокатода при соотношении потенциалов фотокатода и динода 4:1.

На рис. 15 приведена полученная по результатам калибровки торцевого калориметра по космическим частицам зависимость среднего по калориметру коэффициента усиления фототриодов от величины потенциала фотокатода при фиксированном соотношении потенциалов фотокатода и динода 4:1. Увеличение потенциала фотокатода с -800 В до -1000 В приводит к незначительному (4%/100 В) увеличению коэффициента усиления, что хорошо согласуется с результатами измерения на испытательном стенде. Однако при этом количество шумящих фототриодов заметно увеличивается. Поэтому было принято решение не поднимать напряжение выше -800 В.



(а) коэффициент усиления (б) количество плохих каналов

Рис. 15: Зависимость среднего по калориметру коэффициента усиления фототриодов и количества плохих каналов от величины потенциала фотокатода при фиксированном соотношении потенциалов фотокатода и динода 4:1.

3.3.3 Подготовка фототриодов.

После изготовления фототриодов перед их тестированием производилось несколько операций профилактического характера, направленных на предотвращение выявленных при тестировании первых партий приборов проблем. Во-первых, у части фототриодов появлялись значительные поверхностные токи утечки в условиях повышенной влажности. Для устранения этой проблемы цоколь фототриода вместе с имеющимися на нем выводами покрывался кремнеорганическим лаком. Последующие измерения показали достаточность этой операции. Во-вторых, возникновение пробоя внутри фототриода приводило к электрической и световой наводке с него на соседние приборы. Для устранения этой проблемы боковая поверхность фототриодов заворачивалась в металлическую фольгу с проводящим клейким слоем. Фольга электрически соединялась с фотокатодом и служила экраном.

Она соединялась именно с фотокатодом, а не с земляным потенциалом, так как по конструкции фототриода высокое напряжение подводится к фотокатоду снаружи прибора и избежать контакта с ним было бы сложно. А при таком соединении не надо заботиться об изоляции экрана от фотокатода, что упрощает конструкцию. Для предотвращения возникновения электрического контакта фототриодов друг с другом и электрического пробоя на внешние устройства поверх проводящей фольги каждый прибор заворачивался в изоляционную ленту. Последующие испытания и опыт эксплуатации торцевого калориметра показали, что возникновение пробоя в отдельных фототриодах не приводит к выходу из рабочего состояния соседних с ними каналов.

3.3.4 Процедура проверки фототриодов.

После изготовления каждый фототриод проходил проверку. Первым ее этапом была проверка геометрических размеров. При этом основное внимание обращалось на длину приборов. Требовалось, чтобы полная длина и длина цилиндрической части не превышали 48 мм и 26.5 мм соответственно. Фототриоды, не укладывающиеся в эти рамки, отбраковывались, так как в конструкции торцевого калориметра под фототриоды отводилось пространство, ограниченное данными размерами.

Вторым этапом проверки фототриодов было измерение их токов утечки, так как большой ток утечки фотоприемников приводит к росту величины шумов электроники [74]. Основная масса фототриодов имела ток утечки меньше 0.1 нА. Такая величина токов утечки дает пренебрежимо малый вклад в шумы электроники (примерно 60 электронов). Однако часть фототриодов имела значительный ток утечки, который определял величину электронных шумов. Поэтому величина токов утечки измерялась для каждого фототриода и приборы, имеющие ток утечки больше 0.5 нА (вклад в шумы примерно 140 электронов), отбраковывались. Измерения производились при напряжениях на фотокатоде и диноде -1000 В и -250 В соответственно, то есть при напряжениях на 25% выше рабочих.

При повторных проверках первых партий было обнаруженно, что у некоторых фототриодов через непродолжительное время появляются большие токи утечки, которых первоначально не было. Наиболее вероятным объяснением представляется натекание воздуха в приборы с плохой герметичностью. После обнаружения этого эффекта все фототриоды стали подвергаться долговременным испытаниям. То есть измерения проводились не однократно после изготовления, а они непрерывно находились под высоким напряжение в течении 1-2 месяцев и периодически производились измерения токов утечки и отбраковка фототриодов. После введения долговременных испытаний надежность приборов увеличилась в 3-4 раза.

На следующем этапе проверки фототриодов измерялся их коэффициент преобразования падающего на входное окно фототриода света в выходной заряд, который является произведением квантовой эффективности прибора на его коэффициент усиления. Нас интересовал именно этот параметр, а не квантовая эффективность и коэффициент усиления по отдельности, так как именно он определяет величину заряда на входе предусилителя и, соответственно, величину энергетического эквивалента шумов.

Квантовая эффективность и коэффициент усиления были измерены для части фототриодов. Их характерная величина оказалась 10% и 10 раз соответственно (рис. 16). Квантовая эффективность фототриода напрямую влияет на количество фотоэлектронов. При регистрации гамма-квантов, имеющих энергию в диапазоне нескольких МэВ и ниже, именно вклад статистики фотоэлектронов определяет энергетическое разрешение [67]. Однако вклад статистики фотоэлектронов в энергетическое разрешение при регистрации гамма-квантов с характерными для детектора КМД-2 энергиями десятки-сотни МэВ уже не является определяющим. Так в торцевом калориметре детектора КМД-2 вклад статистики фотоэлектронов составляет около $0.5\%/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$, что существенно меньше вкладов флуктуаций утечки ливня и шумов электроники.

Коэффициент преобразования падающего на входное окно фототриода света в выходной заряд измерялся для каждого прибора. Измерения производились в магнитном поле 1 Тл. Результаты измерений изготовленных в 1992-1993 годах фототриодов приведены на рис. 17. Фототриоды, имеющие данный параметр меньше 0.35 электрона/фотон, отбраковывались.

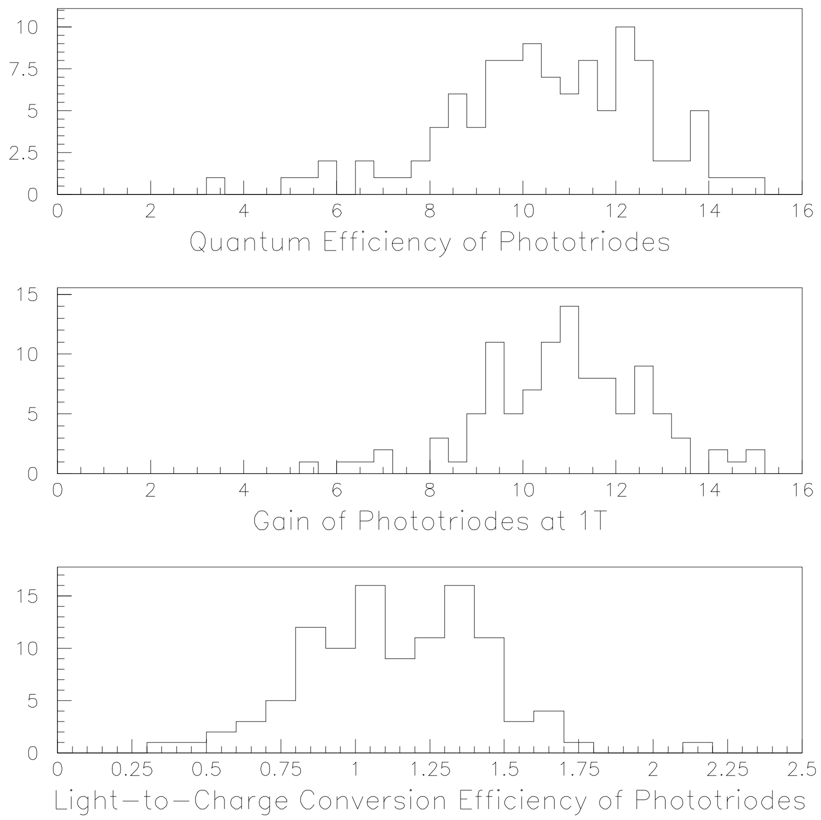


Рис. 16: Параметры одной партии фототриодов в магнитном поле 1 Тл. Сверху вниз: квантовая эффективность в процентах, коэффициент усиления, коэффициент преобразования света в заряд в электронах на фотон.

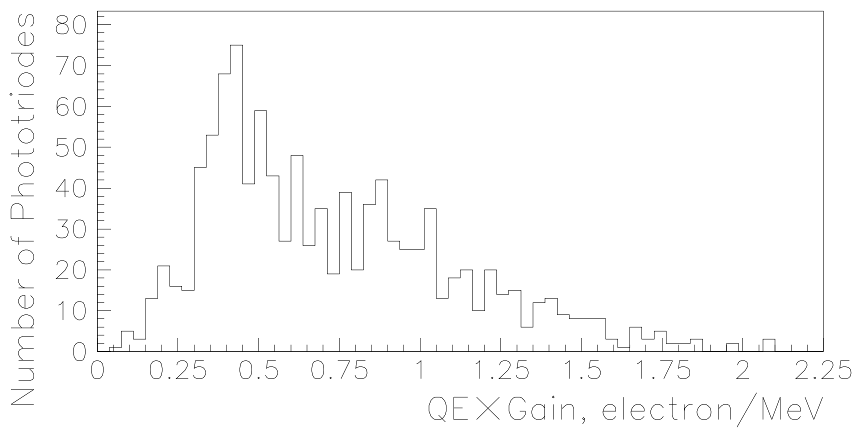


Рис. 17: Распределение фототриодов по произведению квантовой эффективности на коэффициент усиления в магнитном поле 1 Тл.

3.3.5 Влияние магнитного поля на параметры фототриодов.

На рис. 18 приведено полученное по результатам калибровки торцевого калориметра по космическим частицам распределение по уменьшению коэффициента преобразования падающего на входное окно фототриода света в выходной заряд в магнитном поле 1 Тл. Среднее уменьшение составило 1.8 раза. Этот результат хорошо согласуется с результатами измерения на испытательном стенде влияния магнитного поля на параметры нескольких фототриодов [99] и данными работы [68].

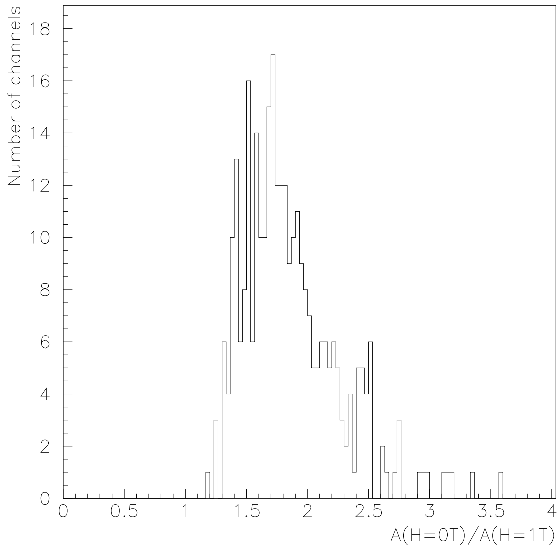
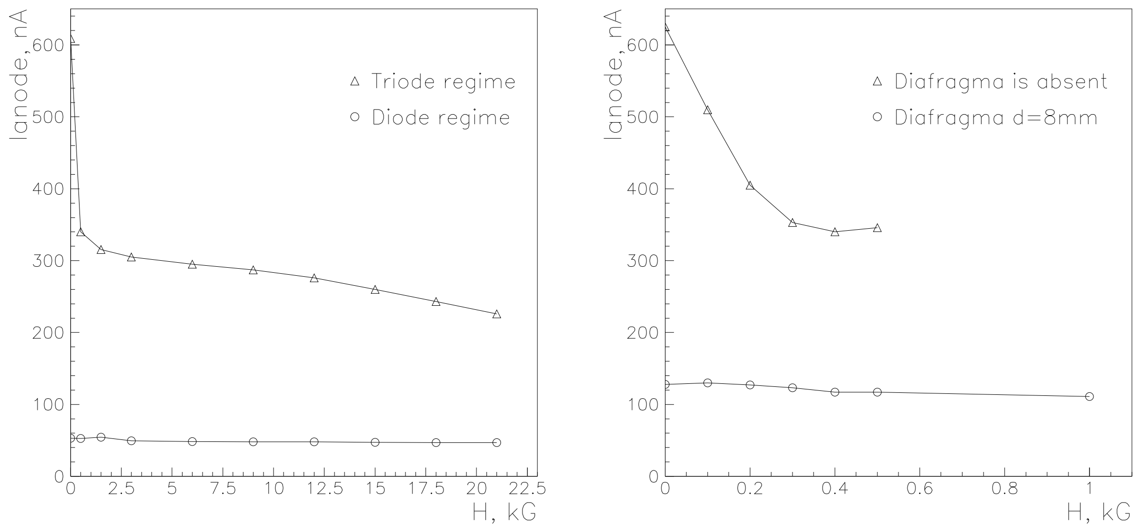


Рис. 18: Распределение фототриодов по уменьшению коэффициента преобразования в магнитном поле 1 Тл.

Как видно из рис. 19 а) основное падение коэффициента преобразования примерно в 1.5 раза происходит при начальных магнитных полях порядка сотен гаусс. Причина этого состоит в том, что фотокатод больше, чем динод, и в магнитном поле часть фотоэлектронов, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля, не попадает на динод. Этот эффект иллюстрируется рис. 20. Среднее отношение площадей фотокатода и динода составляет $(17/14.5)^2 = 1.4$, что соответствует описанному выше начальному падению коэффициента преобразования фототриодов в магнитном поле.

С целью проверки этой гипотезы для тех же фототриодов были повторены измерения влияния магнитного поля на их параметры на испытательном стенде, с той разницей, что теперь засвечивался не весь фотокатод, а только его центральная часть диаметром 8 мм. При такой засветке все фотоэлектроны с фотокатода долж-



(а) без диафрагмы, триодное и диодное включение

(б) с диафрагмой и без диафрагмы, триодное включение

Рис. 19: Зависимость выходного сигнала фототриода номер 1.1824 от величины магнитного поля.

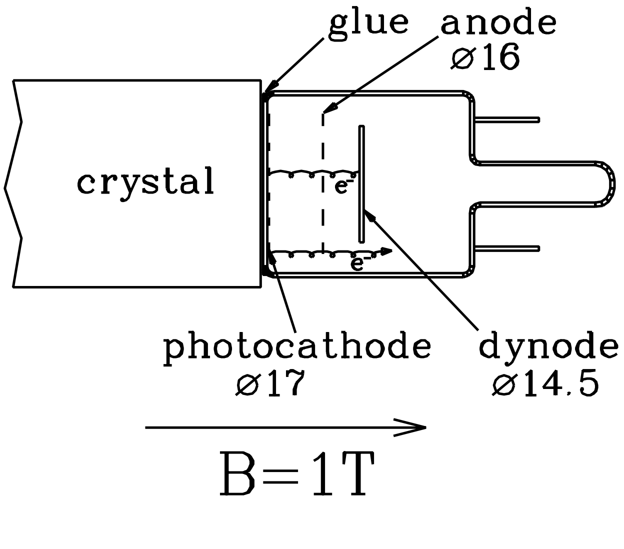


Рис. 20: Схематичное изображение уменьшения эффективного размера фотокатода в магнитном поле.

ны попадать на динод и, как видно из рис. 19 b), резкое падение коэффициента преобразования при начальных полях отсутствует. Такое поведение параметров фототриодов в магнитном поле согласуется с данными, полученными для фототриодов диаметром 50 мм [68], в которых краевые эффекты существенно меньше. Для уменьшения начального падения коэффициента преобразования фототриодов в магнитном поле динод изготовлялся максимально возможного размера.

Независимость сигнала в диодном режиме (потенциалы фотокатода и динода равны) от величины магнитного поля на рис. 19 а) позволяет сделать вывод о независимости квантовой эффективности от магнитного поля и, что эффект уменьшения коэффициента преобразования связан с падением усиления фототриодов.

3.4 Электроника торцевого калориметра

В начале 1980-ых в Институте ядерной физики СО РАН в связи с началом работ по созданию новых детекторов КМД-2, КЕДР и СНД началась разработка электроники нового поколения, которая должна была стать общей для всех детекторов. Разработки велись в двух направлениях. Во-первых, был создан стандарт быстродействующей оцифровывающей электроники "КЛЮКВА" [57]. Были разработаны и изготовлены спецкрейты для этого стандарта, необходимые служебные блоки [60] и большое количество информационных плат различного назначения (амплитудно-цифровые преобразователи, преобразователи время-цифра и другие) [51,54]. Оцифровывающая электроника является одной из самых сложных и дорогостоящих частей электронного тракта. Во всех трех детекторах оцифровывающая электроника выполнена в стандарте "КЛЮКВА" и состоит из различного количества однотипных модулей. Таким образом, была создана универсальная для всех строящихся в Институте ядерной физики СО РАН детекторов оцифровывающая аппаратура.

Другим направлением работ было создание малошумящей электроники. Результатом их стало разработка и производство микросхемы зарядочувствительного предусилителя, выполненного по гибридной технологии [100]. Данная микросхема была успешно использована в электронном тракте калориметра детектора СНД, построенном на основе кристаллов NaI(Tl) и торцевом калориметре детектора КЕДР, построенном на основе кристаллов CsI(Na) и CsI(Tl). Однако измерения с прототипами показали, что по причине относительно малого световыхода кристаллов BGO данная микросхема не обеспечивает требуемого для использования в торцевом калориметре детектора КМД-2 уровня шумов. Поэтому было необходимо разработать более малошумящий предусилитель. Другим калориметром, в котором авторам не удалось использовать данную микросхему, стал цилиндрический калориметр детектора КЕДР, построенный на основе жидкого криптона [101]. В этом случае причиной разработки другого предусилителя стала большая емкость электродов.

Остальная электроника калориметров (формирующие усилители, блоки триггера и другие) зависит от их конструкции и должна разрабатываться индивидуально для каждого калориметра.

Электроника торцевого калориметра состоит из аналоговой электроники (малошумящих зарядочувствительных предусилителей и формирующих усилителей), блоков триггера (амплитудных дискриминаторов, блоков геометрии и финального решения) и оцифровывающей электроники [102]. Блок-схема электроники приведена на рис. 21. На рис. 22 приведена блок-схема триггера торцевого калориметра.

Для уменьшения входной емкости и наводок на вход предусилителя, и соответственно электронных шумов, предусилители расположены непосредственно на фототриодах внутри детектора и недоступны во время проведения сеансов набора статистики. Поэтому надежности предусилителей должно быть посвященно особое внимание. Вся остальная электроника расположена под детектором и доступна для обслуживания во время работы ускорительно-накопительного комплекса. Схематически расположение электроники приведено на рис. 23. Вся электроника должна работать в условиях сильных высокочастотных и низкочастотных помех, создаваемых различными устройствами ускорительно-накопительного комплекса и детектора.

3.4.1 Зарядочувствительные предусилители.

Зарядочувствительные предусилители играют определяющую роль в величине шумов электроники, так как остальные блоки работают уже с усиленными сиг-

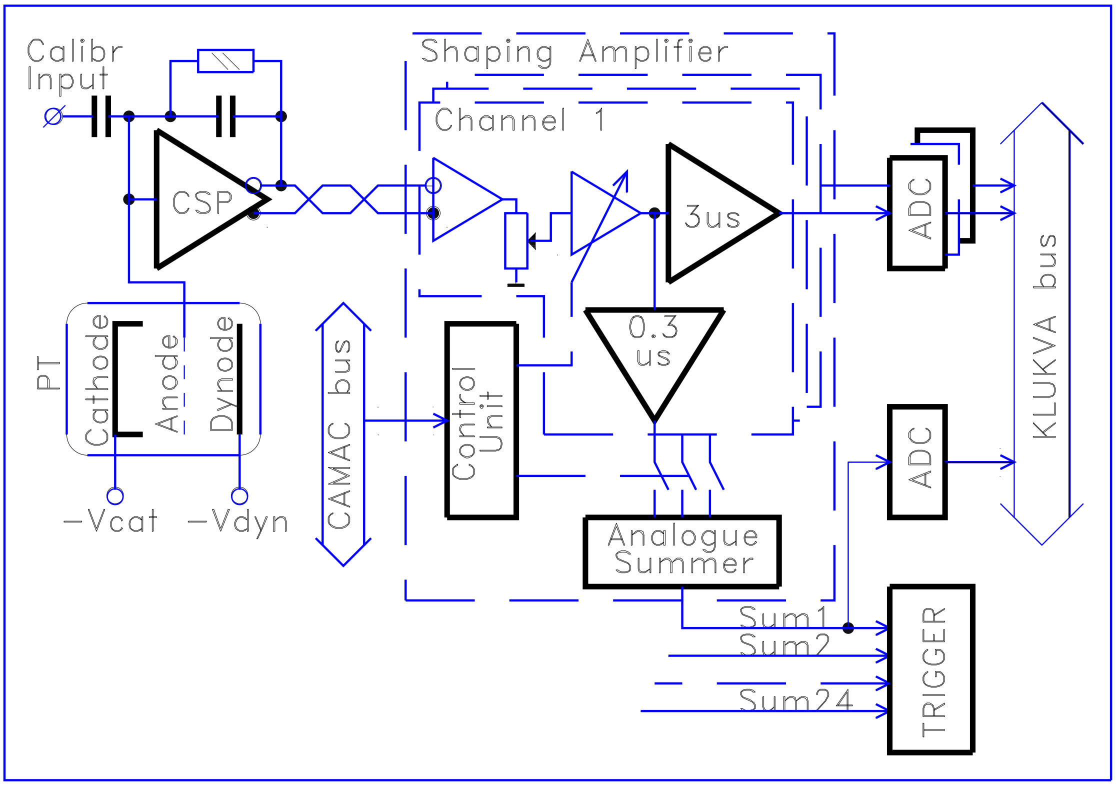


Рис. 21: Блок-схема электроники торцевого калориметра.

налами, более того, основную роль играет входная цепь предусилителя [103]. В качестве основы для построения предусилителя была выбрана широко используемая каскодная схема построения зарядо-чуствительного предусилителя с полевым транзистором на входе [25,70,72,93,104]. Такое построение предусилителя в комплексе с использованием в качестве входного элемента полевого транзистора с n-проводимостью канала и затвором, выполненным как p-n переход, обеспечивает минимальный уровень шумов при достаточном для калориметрических задач быстродействии. С точки зрения быстродействия достаточно, чтобы время нарастания сигнала было в несколько раз меньше времени высвечивания. Расчет показал, что при времени нарастания выходного сигнала предусилителя меньше 70 нс оно не влияет на временные параметры калориметра, которые в данном случае определяются временем высвечивания кристаллов BGO. Другим важным параметром зарядо-чувствительного предусилителя является динамическая входная емкость, которая равна произведению емкости обратной связи на собственный коэффициент усиления предусилителя. Заряд, образовавшийся в фототриоде, делится между

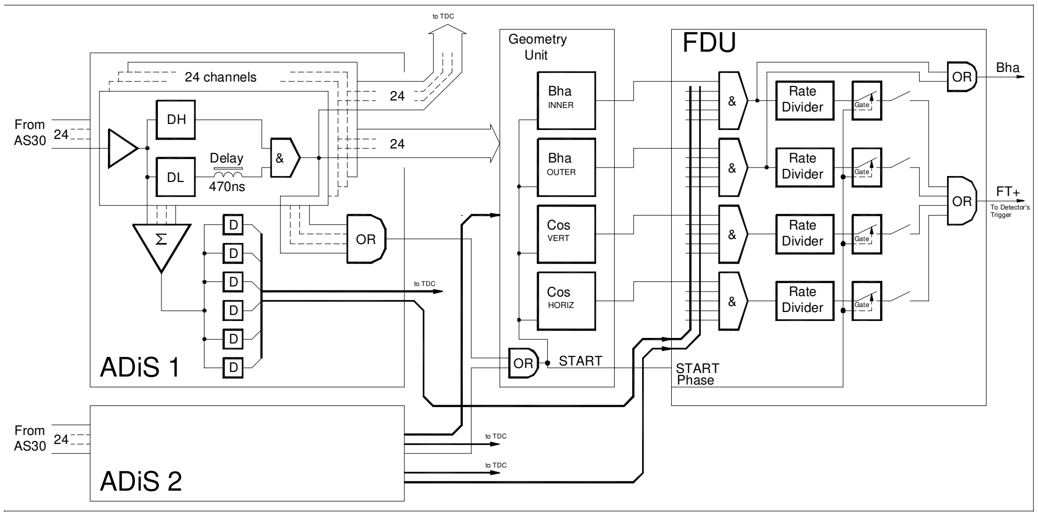


Рис. 22: Блок-схема триггера торцевого калориметра.

емкостями фототриода и входной емкостью предусилителя. Для обеспечения собирания не менее 99% заряда динамическая емкость должна быть в 100 и более раз больше емкости фототриода, которая составляет около 6 пФ, то есть должна быть больше 600 пф.

Основными требованиями к предусилителям являются:
– минимальный уровень шумов,
– время нарастания выходного сигнала меньше 70 нс
– динамическая входная емкость больше 600 пФ
– высокая надежность и помехозащищенность.

Шумы зарядо-чувствительных предусилителей рассчитываются по формуле 3.2 [105]:

$$\sigma_n^2 = 2\bar{e}I\tau + \frac{4kT\tau}{R_p} + \frac{4kTC^2R_s}{\tau} + A_f, \qquad (3.2)$$

где:
σ_n – шумовой заряд,
I – суммарный входной ток, сумма токов утечки фототриода и затвора полевого транзисторов,
R_p – параллельное входное сопротивление, обычно сопротивление резистора обратной связи,
R_s – последовательное входное сопротивление, в случае использования полевого

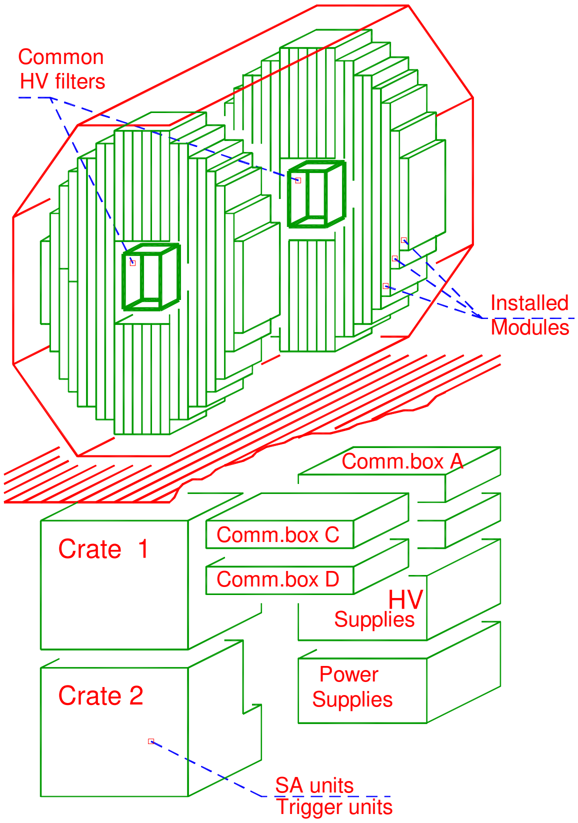


Рис. 23: Расположение электроники торцевого калориметра.

транзистора $R_s = 2/(3 \times S)$, где S – крутизна транзистора в мА/В,

C – полная входная емкость, сумма емкостей фототриода, затвора полевого транзистора и обратной связи,

τ – время формирования,

A_f – фликкер шум,

k – постоянная Больцмана,

T – абсолютная температура,

$\bar{e}$ – заряд электрона.

Как видно из формулы, основным устройством, определяющим шумовые параметры зарядо-чувствительных предусилителей, является входной полевой транзистор. По технологии изготовления полевых транзисторов чем больше крутизна, тем больше емкость затвора, так как они определяются площадью затвора. Таким образом, параметры полевого транзистора должны оптимизироваться под конкретные параметры фотоприемников. Например, для полупроводниковых фотодиодов, имеющих емкость порядка 100 пФ, обычно используются полевые транзисторы с высокой крутизной, но зато они обладают и значительной емкостью затвора в несколько десятков пикофарад [93]. Для зарядо-чувствительных предусилителей торцевого калориметра в качестве входного элемента был экспериментально выбран транзистор КП323А, так как его использование дало наименьшие шумы электроники по сравнению с другими проверенными полевыми транзисторами.

Величина резистора обратной связи была выбрана 220 МОм. Это дает вклад в шумы меньше 100 электронов и соответствует входному току 0.2 нА, что является характерной величиной для суммарного тока утечки фототриода и затвора полевого транзистора. Дальнейшее увеличение резистора обратной приведет к увеличению постоянного смещения выходного каскада предусилителя и уменьшению его устойчивости по постоянному току. Все резисторы обратной связи были измерены перед установкой в платы предусилителя. Влияние на шумы зарядочувствительных предусилителей параметров входных транзисторов, резисторов обратной связи и других элементов рассмотрены в работе [106].

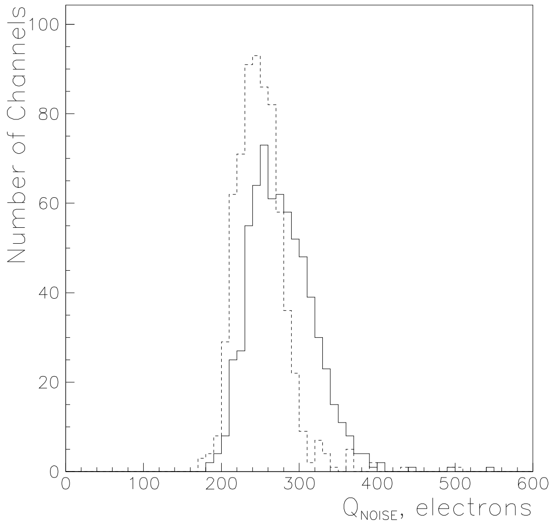
Величина емкости обратной связи выбиралась из следующих соображений. С одной стороны она должна быть достаточно большой для достижения необходимой входной динамической емкости, с другой стороны она должна быть меньше входной емкости предусилителя, чтобы не давать заметного вклада в шумы. Кроме того, она должна быть существенно больше паразитной емкости. В противном случае появится разброс коэффициентов преобразования предусилителей связанный с разбросом величины паразитной емкости, которая определяется монтажем элементов предусилителя и сильно варьируется от канала к каналу. Емкости обратной связи были предварительно отобраны в диапазоне от 2.5 до 2.6 пФ. После установки их на платы предусилителей полная величина емкости обратной связи, которая складывается из емкости обратной связи, проходной емкости резистора обратной связи и паразитной емкости, была измерена для каждого канала. Методика измерения состояла в подаче на вход предусилителя длинного прямоугольного сигнала через известный тестовый резистор и измерения постоянной спада и величины выходного сигнала. Постоянная спада выходного сигнала равна произведению величин емкости и резистора обратной связи. А отношение выходного и входного сигналов равно отношению величин резистора обратной связи и тестового резистора. По результатам измерения вычислялись величины резистора и емкости обратной связи. Полная емкость обратной связи оказалась равной 3 пф с разбросом $\pm 10\%$.

Для проверки работоспособности электронного тракта, контроля за его коэффициентом преобразования и измерения величины шумов использовался стандартный метод, состоящий в подаче на вход зарядочувствительного предусилителя известного заряда. Для этого ко входу каждого предусилителя была подключена калибровочная емкость, на которую подавался от тестового генератора прямоугольный сигнал известной амплитуды. Величина инжектированного на вход предусилителя калибровочного заряда равняется произведению амплитуды сигнала генератора на величину калибровочной емкости. Калибровочная емкость выполнена в виде полосок на печатной плате предусилителя. Ее величина была измерена для каждого предусилителя по отношению выходного сигнала и сигнала с тестового генератора, которое равно отношению величин калибровочной емкости и емкости обратной связи. Величина калибровочной емкости составила 0.075 пФ с разбросом $\pm 10\%$, который определяется технологией производства печатных плат. Такая малая величина калибровочной емкости выбрана по следующим причинам. Во-первых, возможные наводки на цепи раздачи калибровки дадут минимальный вклад в шумы. Во-вторых, это задает удобный диапазон амплитуд калибровочного сигнала с тестового генератора. Так максимальной энергии ВЭПП-2М 700 МэВ соответствует амплитуда сигнала калибровки 500 мВ, а шумам 0.7 мВ.

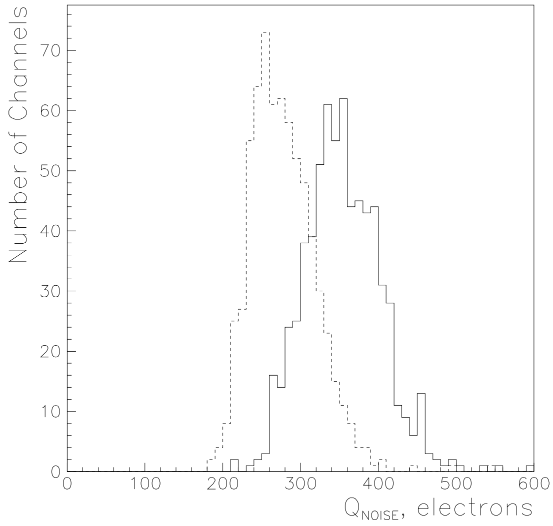
На выходе предусилителей имеется RC-дифференцирование с постоянной времени 25 мкс для подавления микрофонного эффекта в фототриодах и других низкочастотных шумов. Предусилители имеют питание +12 В и -12 В. Для фильтрации пульсаций питания и предотвращения обусловленных связью по питанию коллективных эффектов каждый предусилитель оборудован активными фильтрами питания.

После изготовления и измерения величин емкостей обратной связи и калибровочной, все предусилители проходили настройку. При этом требовалось, чтобы шумовой заряд не превосходил 300 электронов при времени формирования 3 мкс и 400 электронов при времени формирования 0.3 мкс. Распределения шумов предусилителей приведены на рис. 24.

Другие параметры зарядочувствительных предусилителей:



(а) время формирования 3 мкс

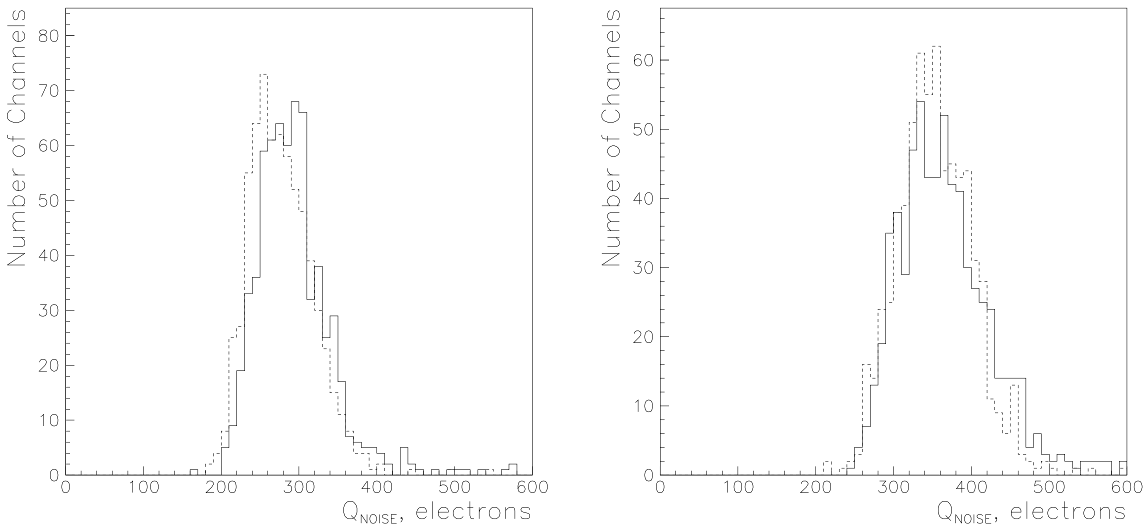


(б) время формирования 0.3 мкс

Рис. 24: Распределение зарядочувствительных предусилителей по величине шумов с подключенными фототриодами (сплошная гистограмма) и без фототриодов (пунктирная гистограмма), измеренных с временем формирования 3 и 0.3 мкс.

время нарастания выходных сигналов – 30 нс,
динамическая емкость – больше 1000 пФ,
потребляемая мощность – 200 мВт на предусилитель.
Таким образом, проектные параметры зарядочувствительного предусилителя были достигнуты.

На этапе разработки предусилителей были изготовлены 2 прототипа в виде матриц с 16 кристаллами. Эти прототипы комплектовались различными типами предусилителей. Измерения показали, что при примерно одинаковых параметрах в лабораторных условиях при работе внутри детектора на накопителе ВЭПП-2М их шумы различались в несколько раз. Анализ показал, что причиной является различная чувствительность к создаваемым аппаратурой накопителя и детектора помехам. По результатам работы с прототипами было выбрано следующее решение: предусилители имеют парафазный выход, а формирующие усилители имеют дифференциальный вход. Сигналы передаются с выхода предусилителя на вход формирующего усилителя кабелям с полной длиной около 6 м. Кабели изготовлены из витой пары в экране с внешней изоляцией. Таким образом, индивидуальные экраны витых пар не имеют контакта друг с другом. Такое решение дополнительно к защите от внешних наводок еще обеспечивает сильное подавление взаимных наводок с канала на канал. Для изучения этого вопроса на один предусилитель подавался максимальный сигнал и измерялся отклик других каналов. При выбранном варианте на фоне шумов сигналов не было обнаружено. В тоже время при использовании кабеля из обычных витых пар в общем экране наблюдался превышающий шумы сигнал. На рис. 25 приведено сравнение результатов измерения шумов на настроечном стенде и результата калибровки электроники калориметра в рабочих условиях. Видно, что шумы практически одинаковы.



(а) время формирования 3 мкс (б) время формирования 0.3 мкс

Рис. 25: Распределение зарядочувствительных предусилителей по величине шумов в рабочих (сплошная гистограмма) и лабораторных условиях (пунктирная гистограмма), измеренных с временем формирования 3 и 0.3 мкс.

Было проведено специальное изучение коррелированных шумов электроники. С этой целью при проведении калибровки калориметра в каждом событии вычислялись суммы амплитуд 15 индивидуальных каналов, входящих в одну группу формирующего усилителя. Потом вместе с индивидуальными шумами каналов вычислялся шум такого суммарного сигнала. Если шумы некоррелированы, то суммарный шум должен равняться корню квадратному из суммы квадратов индивидуальных шумов. На рис. 26 приведено отношение измеренного суммарного шума к вычисленному. Как видно, вклад коррелированных шумов меньше 5%. Это является оценкой сверху на вклад внешних наводок в шумы электроники. В работах [93,104] измеренный по аналогичной методике вклад коррелированного шума составил около 50%.

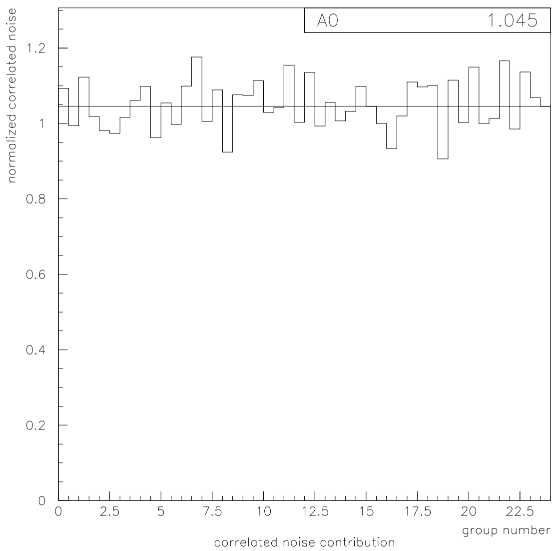


Рис. 26: Относительный вклад коррелированных шумов.

При разработке зарядочувствительных предусилителей было принято решение не использовать защиту от пробоев фототриодов на входе предусилителя, так как это приводит к существенному росту шумов. Пробои имитировались многократным разрядом на вход предусилителя эквивалентной емкости фототриода. При этом предусилители не выходили из строя. Правильность этого решения показал опыт эксплуатации калориметра с 1996 года. В течение всего периода ни один предусилитель не вышел из строя по собственной вине или из-за разовых пробоев фототриодов. Небольшое количество предусилителей сгорело в результате полной закоротки фототриода. Но это не добавило плохих каналов в калориметре, так как в этом случае к испорченному фототриоду добавился еще испорченный предусилитель в том же канале. А замена фототриода является более трудоемкой процедурой, чем ремонт предусилителя. Исходя из выше изложенного можно считать решение не использовать защиту оправданным, а надежность зарядочувствительных предусилителей удовлетворительной.

Таким образом, данный зарядочувствительный предусилитель удовлетворяет поставленным требованиям.

3.4.2 Формирующие усилители.

Парафазные сигналы с зарядочувствительных предусилителей поступают на дифференциальные входы формирующих усилителей. Входное сопротивление формирующих усилителей согласовано с волновым сопротивлением витой пары и равно 110 Ом. Затем сигнал поступает на линейный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления. После линейного усилителя сигнал разветвляется на два. Один сигнал формируется с временем формирования 3 мкс и поступает на аналого-цифровой преобразователь для измерения выделенной энергии. Другой сигнал формируется с временем формирования 0.3 мкс и через управляемые ключи поступает на аналоговый сумматор 15 в 1. Затем суммарный сигнал используется в триггере. Также суммарный сигнал для контроля поступает на аналого-цифровой преобразователь.

Основными задачами формирующих усилителей являются:
фильтрация сигналов с целью улучшения соотношения сигнал/шум,
усиление сигналов для согласования со шкалой амплитудно-цифрового преобразователя,
регулировка коэффициента усиления для одинакового для всех каналов интегрального коэффициента преобразования каналов из выделенной в кристалле энергии в выходное напряжение,
суммирование и формирование сигналов для триггерных целей.

Приведенный в формуле 3.2 расчет шумового заряда предполагает использование оптимального ”экспоненциального” фильтра, который очень сложно реализовать. Поэтому такой способ фильтрации сигналов используется только в единичных прецизионных каналах электроники [107]. Все остальные способы фильтрации дают большую величину шума при таком же времени формирования сигналов. Шумовые свойства различных фильтров характеризуется коэффициентом превышения шума, то есть во сколько раз шумы с использование данного фильтра превышают шумы с оптимальным фильтром при одинаковых постоянных формирования. Например, простой RC-CR имеет коэффициент превышения шума 1.36. Одним из лучших фильтров является треугольный с коэффициентом превышения шума 1.08. Его можно реализовать путем двойного дифференцирования на линии задержки с последующим интегрированием [103]. Однако изготовление аналоговой линии задержки на микросекундные времена представляет определенные трудности. Поэтому для измерения выделенной в кристалле энергии в торцевом калориметре была выбрана состоящая из RC-дифференцирования и интегрирования на схеме двойного T-моста формирующая цепь. Такой способ фильтрации легко реализуется при помощи операционного усилителя и трех резисторов и трех конденсаторов и обеспечивает коэффициент превышения шума 1.16, что незначительно хуже, чем у треугольного фильтра. Зависимость величины шумового заряда от времени формирования приведено на рис. 27 [108]. Время формирования было выбрано 3 мкс. Дальнейшее увеличение времени формирования не приводит к уменьшению шумового заряда, а вероятность наложения сигналов увеличивается. Еще одним аргументом в пользу выбора времени формирования равного 3 мкс является тот факт, что используемые аналого-цифровые преобразователи были оптимизированы при изготовлении для работы именно с трехмикросекундными сигналами.

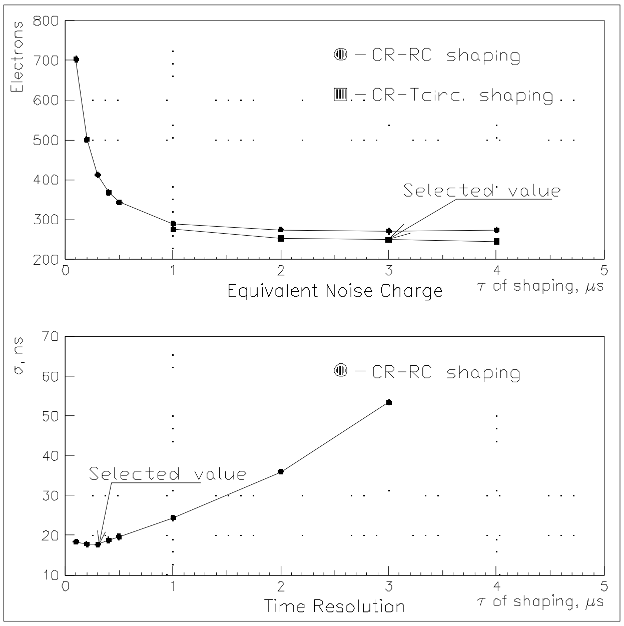


Рис. 27: Зависимость шумов и их вклада во временное разрешение от времени формирования.

Для триггерного канала было выбрано RC-CR формирование с временем формирования 0.3 мкс. Вклад шумов электроники во временное разрешение описывается формулой 3.3 [105]:

$$\sigma_\tau = \sigma_n / \frac{dA}{dt} \approx \tau_{sh} \times \frac{\sigma_n}{A}, \tag{3.3}$$

где:

σ_τ – временное разрешение,

σ_n – шумовой заряд,

$\frac{dA}{dt}$ – скорость нарастания сигнала,

τ_{sh} – время формирования,

A – амплитуда сигнала.

При временах формирования, короче оптимального, в шумах электроники доминирует емкостная компонента и они зависят от времени формирования как $\sigma_n \sim 1/\sqrt{\tau_{sh}}$. В результате временное разрешение зависит от времени формирования как $\sigma_\tau \sim \sqrt{\tau_{sh}}$ и улучшается с уменьшением времени формирования. Однако при временах формирования порядка времени высвечивания сцинтиллятора происходит потеря входного заряда и, следовательно, падение амплитуды сигнала. При временах формирования короче времени высвечивания этот эффект начинает доминировать. Как видно из рис. 27 [108] оптимальным для временных измерений оказалось время формирования 0.3 мкс, равное времени высвечивания кристаллов BGO. В триггерном канале RC-CR формирование оказалось лучше состоящей из RC-дифференцирования и интегрирования на схеме двойного Т-моста формирующей цепи по двум причинам. Во-первых, RC-CR формирование дает большую скорость нарастания сигнала на начальном участке, что важно для временного разрешения. Во-вторых, Т-мост является фильтром второго порядка и его импеданс подобен импедансу LC колебательного контура. Это приводит к возникновению колебаний. При необходимых параметрах фильтра добротность оказалась достаточно большой. Кроме того, основная частота сигнала совпадает с частотой возбуждения получившегося контура. В результате при подаче максимального сигнала колебания затухали до уровня шумов за 7 периодов. Необходимо заметить, что в энергетическом канале колебания не возникают, так как и добротность мала при заданных параметрах фильтра и основная частота сигнала в 10 раз отличается от частоты возбуждения колебаний.

Типичный коэффициент усиления формирующего усилителя, необходимый для согласования со шкалой аналого-цифрового преобразователя составляет 200. Однако из-за разброса параметров кристаллов, предусилителей и особенно фототриодов интегральный коэффициент преобразования из выделенной в кристалле энергии в выходное напряжение электронного тракта различается от канала к каналу калориметра в несколько раз. Этот разброс необходимо компенсировать для лучшего согласования сигналов со шкалой аналого-цифрового преобразователя и обеспечения равного энергетического порога для всех кристаллов или другими словами однородной эффективности запуска триггера торцевого калориметра. С этой целью коэффициент усиления формирующего усилителя может регулироваться. Имеется 2 стадии регулировки коэффициента усиления. Первая ручная при помощи переменного резистора. Она служит для грубой компенсации разброса коэффициентов преобразования каналов калориметра. На этом этапе коэффициент усиления можно изменять в 3 раза. Вторая служит для точной подстройки коэффициентов усиления. Она управляется от компьютера и имеет глубину регулировки коэффициента усиления в 2 раза. Ручная настройка коэффициентов усиления производится один раз в начале каждого сеанса. В дальнейшем используется компьютерная регулировка усиления.

Разделение задачи регулировки коэффициента усиления на две стадии позволило реализовать относительно простую схему узла точной регулировки. В качестве управляющего элемента в узле точной регулировки коэффициента усиления используется полевой транзистор. Коды опорных напряжений записываются в память и хранятся в ней. Узел управления в автоматическом режиме циклически читает коды опорных напряжений из памяти и заносит их в цифро-аналоговый преобразователь. После установления на выходе цифро-аналогового преобразователя заданного напряжения, узел управления подключает к нему через аналоговый коммутатор соответствующий канал. При этом опорное напряжение запоминается и хранится на конденсаторе. Затем этот канал отключается, в цифро-аналоговый преобразователь заносится код опорного напряжения следующего канала и так далее. Величина емкости конденсатора и период цикла записи в него опорного напряжения подобраны так, чтобы разрядкой конденсатора можно было пренебречь. При помощи операционного усилителя потенциал истока полевого транзистора устанавливается равным опорному напряжению. Тогда сопротивление канала полевого транзистора пропорционально опорному напряжению. Канал полевого транзистора включен в цепь обратной связи линейного усилителя. Поэтому изменение опорного напряжения приводит к изменению коэффициента усиления. Коэффициент усиления G связан с кодом опорного напряжения k следующей формулой:

$$G = (285 + k)/k. \tag{3.4}$$

На рис. 28 приведено отношение измеренного изменения коэффициента усиления к расчетному при изменении кода опорного напряжения с 80 до 56. Связь ко-

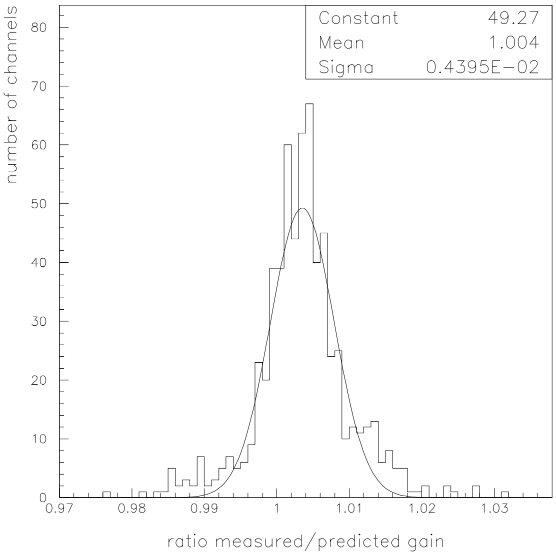


Рис. 28: Распределение формирующих усилителей по отношению измеренного изменения коэффициента усиления к расчетному.

эффициента усиления с кодом опорного напряжения различается от канала к каналу меньше чем на 0.5%. Это позволило вместо подстройки коэффициента усиления путем итераций использовать более простой метод, когда по результатам калибровки калориметра по космическим частицам просто рассчитываются необходимые коды опорных напряжений и затем заносятся в формирующие усилители. На рис. 29 приведены распределения каналов калориметра по положению пика энерговыделения космических частиц после тонкой подстройки коэффициента усиления. Таким образом, разброс интегрального коэффициента преобразования из выделенной в кристалле энергии в выходное напряжение электронного тракта составил 2%. Соответствующий энергетический разброс порогов составляет 1 МэВ, что удовлетворяет поставленным требованиям. Примерно 6.5% каналов калориметра находятся вне пика. В данных каналах стоят фототриоды с такой малой эффективностью конверсии падающего света в выходной заряд, что глубины обоих регулировок коэффициента усиления не хватило для постановки положения пика энерговыделения космических частиц на заданное место.

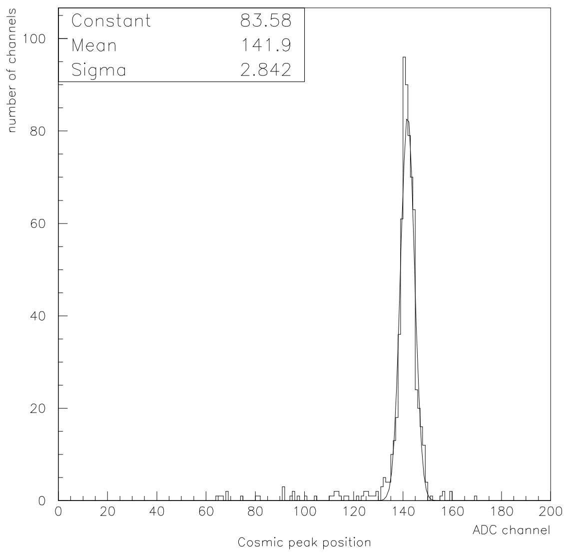


Рис. 29: Распределение каналов калориметра по положению пика энерговыделения космических частиц.

Традиционный способ управления коэффициентом усиления состоит в постановке цифро-аналогового преобразователя в каждый канал [16]. Преимущества используемого в электронике торцевого калориметра способа управления коэффициентом усиления по сравнению с традиционным следующие: он дешевле и занимает меньше места на печатной плате, сигналы не проходят напрямую через цифро-аналоговый преобразователь, поэтому нет проблем с шумами последнего.

Так как электромагнитный ливень оставляет энерговыделение в нескольких кристаллах, то для триггера индивидуальные сигналы надо просуммировать аналоговым образом. Область суммирования должна быть больше поперечного размера электромагнитного ливня, но не слишком большой для обеспечения гранулярности калориметра с точки зрения триггера. Было выбрано суммирование по 15 кристаллам, что является близким к оптимальному. Для реализации этого суммирования каналы объединены в группы по 15. Индивидуальные сигналы поступают на аналоговый сумматор через управляемые от компьютера ключи. Ключи позволяют подключить ко входу сумматора любую комбинацию каналов. Это позволяет измерять вклад каждого индивидуального канала в суммарный сигнал путем их поочередного подключения к сумматору и измерения амплитуды суммарного сигнала при том, что сигнал калибровки подается сразу на все каналы. Измеренный таким образом коэффициент передачи индивидуальных каналов в суммарный сигнал приведен на рис. 30. Разброс коэффициентов суммирования составил 6.7%, что приводит к разбросу эффективных порогов около 3.3 МэВ при среднем пороге 50 МэВ. Кроме того, ключи используются для проверки триггера путем включения заданных комбинаций. Во время набора статистики ключи используются для выключения из суммирования отдельных шумящих каналов с целью подавления ложных запусков триггера.

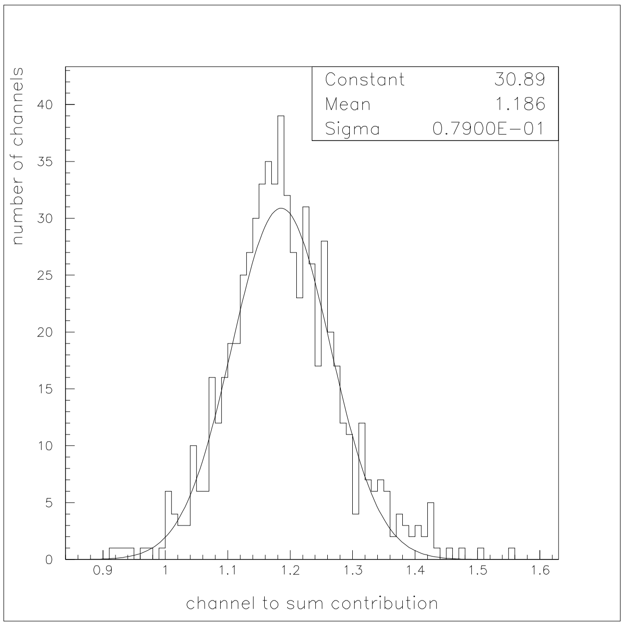


Рис. 30: Распределение каналов формирующих усилителей по коэффициенту передачи в суммарный сигнал.

Формирующие усилители имеют следующие основные параметры:
интегральная нелинейность меньше 0.2%,
стабильность в рабочем диапазоне температур и напряжений питания 0.1%,
собственный шум 0.7 канала амплитудно-цифрового преобразователя.

Каждый блок формирующих усилителей состоит из двух групп по 15 каналов, двух сумматоров и узла управления. Всего в торцевом калориметре используется

24 блока формирующих усилителей. Они размещены в двух модернизированных крейтах стандарта КАМАК. Модернизация состояла в увеличении высоты крейтов для увеличения максимального размера печатной платы. 32 выходных сигнала с блока формирующих усилителей оцифровываются одним блоком амплитудно-цифровых преобразователей, который имеет 32 входа. Сигналы передаются по витой паре в экране длиной 8 м. Блок амплитудно-цифровых преобразователей имеет на входе трансформаторы для гальванической развязки и уменьшения возможных наводок.

Для оцифровки сигналов используется блок амплитудно-цифровых преобразователей А32. Он выполнен в стандарте КЛЮКВА [57] и подробно описан в [54]. Блок построен по широко используемой схеме амплитудно-цифрового преобразователя с пиковым детектором на входе. Сигнал с входного трансформатора поступает на линейную схему пропускания. После получения сигнала положительного решения первичного триггера детектора схема пропускания открывается на 3 мкс и сигнал попадает в пиковый детектор - устройство, находящее и запоминающее максимальную амплитуду сигнала. После закрытия схем пропускания выходы пиковых детекторов по-очереди коммутируются на вход собственно амплитудно-цифрового преобразователя. Таким образом, оцифровывается именно максимальная амплитуда сигнала. Для этого необходимо, чтобы входной сигнал достиг максимума после открытия схемы пропускания и до ее закрытия. Еще желательно, чтобы вершина импульса была пологой. Так как сигнал положительного решения первичного триггера возникает через 1 мкс после реального времени события, то вход А32 открыт с первой по четвертую микросекунды. Поэтому сформированные с постоянной времени 3 мкс сигналы с выхода формирующего усилителя торцевого калориметра хорошо удовлетворяют этим требованиям. Один блок А32 состоит из двух групп по 16 пиковых детекторов, двух коммутаторов, двух амплитудно-цифровых преобразователей и узла управления. Основные параметры А32 приведены в таблице 5 [54].

Суммарный шум формирующих усилителей и амплитудно-цифровых формирователей составил около 1 канала и дает незначительный вклад в полный шум электронного тракта, который составляет в среднем 7 каналов.

Таблица 5: Характеристики платы А32.

число входов	32
разрядность	12 бит (4096 каналов)
интегральная нелинейность	$\pm$ 3 канала
дифференциальная нелинейность	$<$ 40%
собственный шум	$<$ 1 канала
пьедестал	в диапазоне 20$\div$120 каналов

3.4.3 Блок амплитудных дискриминаторов и сумматора.

Суммарные сигналы поступают в блок амплитудных дискриминаторов и сумматора (АДиС). Блок предназначен для преобразования аналоговых сигналов калориметра в сигналы временных отметок и сигналы - аргументы первичного триггера. Блок содержит : 24 канала дискриминаторов быстро-медленного типа, аналоговый сумматор полного энерговыделения со схемой шумоподавления, набор дискриминаторов в канале полного энерговыделения, программно управляемый источник опорных напряжений, схему формирования сигналов запуска и самосброса формирователи выходных сигналов триггера и временных отметок. Блок выполнен в конструктиве 3М модернизированного крейта стандарта КАМАК. Один блок амплитудных дискриминаторов и сумматоров обслуживает один торец калориметра. Функционально блок построен в виде основной кросс-платы, на которой установлены субплаты дискриминаторов, суммарного энерговыделения и ряд служебных субплат.

Каждый из 24 каналов дискриминаторов блока АДиС выполнен в виде отдельной субплаты. Каждая субплата состоит из двух быстрых компараторов ("низкого" и "высокого" порога), линии задержки на одновибраторе, аналогового ключа токового типа, схемы сброса и самосброса. Функционально субплата дискриминатора построена по принципу быстромедленной схемы, которая позволяет достичь лучших временных параметров, чем схема с запуском от фиксированной доли сигнала, при использовании медленных сцинтилляторов [109]. Субплата дискриминатора работает следующим образом. Аналоговый сигнал после гальванической развязки на входном трансформаторе поступает на входы компараторов и аналогового ключа. Как только амплитуда сигнала станет выше "низкого" порога, срабатывает компаратор и взводит одновибратор линии задержки и триггер управления аналогового ключа. Ключ переходит в проводящее состояние, обеспечивая поступление данного сигнала в канал полного энерговыделения. По истечении времени выдержки одновибратора проверяется состояние компаратора "высокого" порога. Если амплитуда сигнала превысила его порог, то сигнал поступает на выход субплаты, если же нет, то этот триггер не взводится, но сбрасывается триггер управления ключа. Таким образом, частота запусков определяется "высоким" порогом, а временная информация - "низким". С точки зрения получения временной информации порог срабатывания дискриминатора во временном канале необходимо иметь как можно ниже, в то же время возможность снижения порога запуска ограничена шумами и фоном от накопителя. Такой комбинированный подход позволяет иметь хорошую временную информацию при разумной частоте срабатываний. Выходной сигнал запоминается на время работы триггера детектора.

Величины порогов задаются от расположенных на кросс-плате источников опорного напряжения. Проведенное в блоках формирующих усилителей выравнивание амплитудных откликов каналов позволило использовать одно опорное напряжение для всех дискриминаторов, что существенно упростило схему блока. Разброс реальных порогов за счет напряжения смещения компараторов не превышает 2 мВ, что соответствует 0.6 МэВ.

Время задержки сигнала срабатывания компаратора "низкого" порога должно быть больше времени задержки срабатывания компаратора "высокого" порога. Разброс времен задержек должен быть существенно меньше периода обращения пучков в накопителе 60 нс. Одновибраторы настроены на отработку времени 470 нс и имеют вывод для подстройки времени задержки. Разброс времен задержки составил 15 нс, что укладывается в требуемый диапазон. Реальная полная задержка каждого канала должна находиться при калибровке временных каналов.

Сигналы для триггера торцевого калориметра вырабатываются следующим образом. Первый же сработавший дискриминатор высокого порога вызывает появление сигнала "24OR", остальные появляющиеся сигналы просто стоят до сброса на плате. Сигнал "24OR" запускает одновибратор задержки самосброса. По окончании времени задержки (1.5 мкс) генерируется импульс "Сброс", который раздается на все субплаты дискриминаторов. Этим импульсом закрываются все аналоговые ключи (если они работают в автоматическом режиме) и сбрасываются триггера высокого порога. Сигнал ”24OR” выводится на переднюю панель блока и на специальный разъем Последовательно-Параллельного Интерфейса (ППИ). ППИ состоит из двух ступеней мультиплексоров и коммутирует три группы сигналов по восемь каналов в одну восьми разрядную линию. Процесс пересылки данных инициирует тот блок, на который интерфейс работает. Для этого блок-нагрузка принимает сигнал 24OR и начинает отсчет времени сбора сигналов. Закончив ожидание, блок запоминает первое слово из восьми разрядов и посылает команду на смену направления мультиплексора в ППИ. Таким образом пересылаются все три слова (24 канала). Задержка на пересылку одного слова составляет 16 нс. Таким образом, время сбора информации (но не временных отметок) реально немного различается для разных восьмерок каналов. Временную информацию несет в себе сигнал ”24OR”, в дальнейшем именно он используется для временной привязки триггера.

Шум индивидуального канала с временем формирования 0.3 мкс составляет примерно 1.5-2 МэВ. В результате, при суммировании по всем 340 каналам торца вклад шумов в сигнал полного энерговыделения составляет около 30 МэВ. Для уменьшения шумов предусмотрена система шумоподавления. Ее идея состоит в суммировании не всех сигналов, а только превысивших порог. Поэтому в формировании сигнала полного энерговыделения участвуют не все 24 групповых сигналов с формирующих усилителей, а только 2-3, в которых реально и произошло энерговыделение. Таким образом, вклад шумов в сигнал полного энерговыделения снижается примерно в 3 раза. Схемно это выполнено в виде суммирования не напрямую, а через описанный выше аналоговый ключ. Управляющий им триггер, кроме входа управления от дискриминатора, имеет дополнительный вход принудительной установки. Этот вход доступен программно через регистр ключей на основной плате. Ключ может быть программно установлен в проводящее состояние или оставлен в автоматическом режиме (шумоподавление). Режим принудительной установки ключей в проводящее состояние используется для проверки суммирования и измерения шумов.

Аналоговые сигналы с выхода токовых ключей собираются на специальную линию (сумматор тока канала полного энерговыделения). Коэффициент передачи напряжения на входе субплаты дискриминаторов в ток на выходе ключа задается точным резистором. Суммарный токовый сигнал поступает в преобразователь ток-напряжение (здесь вычитается ток покоя ключей и формируется выход по напряжению). Полученный таким образом сигнал полного энерговыделения разветвляется на дискриминаторы полного энерговыделения, аналоговую линию задержки и выходной буфер-разветвитель. Дискриминаторы полного энерговыделения размещены на двух субплатах на основной плате. Сейчас используется по два дискриминатора на каждой субплате. Дискриминаторы имеют индивидуальную установку порогов. Таким образом может быть задано 4 независимых порога на полное энерговыделение в одном торце калориметра. Выходной сигнал дискриминаторов формируется одновибраторами до длительности 1.5 мкс, обеспечивая их совпадение с другими триггерными сигналами. Дискриминаторы имеют управляющий сигнал, переводящий их из ”прозрачного” режима работы в режим пикового детектора. Это значит, что состояние сработавших дискриминаторов запоминается и его можно прочитать в КАМАК. Эта функция полезна для обнаружения редких выбросов и при тестировании.

Для контроля за работой дискриминаторов полного энерговыделения аналоговый сигнал оцифровывается. Как уже отмечалось выше, сигнал ”ворота” поступает на А32 после максимума сигнала с временем формирования 0.3 мкс, используемого в триггере. Поэтому, для оцифровки аналоговые сигналы полного энерговыделения необходимо задержать не меньше, чем на 1 мкс. Аналоговая линия задержки построена на двух модулях МЛЗ-1.0-600. Сигнал с формировкой 300 нс, поступающий на вход линии, не только задерживается на 1.2 мкс, но и сильно размывается, облегчая работу сравнительно медленного УВХ платы А32. Выходной буфер-разветвитель распараллеливает незадержанный сигнал полного энерговыделения в две линии 50 Ом - для быстрого АЦП и для сумматора полного энерговыделения обоих калориметров.

Сигналы с выходов субплат дискриминаторов поступают на преобразователи время-цифра – платы ТП в стандарте КЛЮКВА [51]. Плата ТП работает по принципу прямого полупериодного счета тактовой частоты с общим стопом. Сигналом старта служит входной сигнал, а стопа – сигнал запуска детектора. Если в течении 1.28 мкс после старта не приходит сигнал ”стоп”, то происходит самосброс.

При тактовой частоте 200 МГц квант измерения времени составляет 2.5 нс, что существенно меньше ожидаемого временного разрешения, поэтому нет необходимости в дополнительном экспандировании временных сигналов. Каждая плата ТП имеет 16 входов. Выходы с блока амплитудных дискриминаторов поступают на 2 платы ТП. 24 канала используются для измерения времени срабатывания. На остальные входы поступают сигналы дискриминаторов полного энерговыделения и ”24OR”. Информация с них используется для контроля за работой блока.

3.4.4 Блок геометрии.

Блок геометрии триггера торцевого калориметра предназначен для определения геометрических характеристик события путем наложения заранее вычисленных масок. Основной задачей блока является подготовка информации для выделения событий типа e^+e^--рассеяния (определения светимости накопителя и калибровки калориметра по записанным на магнитные ленты событиям) и прохождения космических частиц (оперативной калибровки калориметра). Накопительная матрица блока выполнена на основе 16-ти микросхем программируемой логики ПЛМ (556RT1) с временем выборки 70 нс. Архитектура матрицы такова, что требуется всего два вида программ для обработки событий. Применение ПЛМ обусловлено логикой ее работы, простотой программирования.

Блок геометрии выполнен в конструктиве модернизированного крейта КАМАК шириной 2М. Блок полностью тестируется с магистрали КАМАК. Входной информацией являются сигналы срабатываний дискриминаторов и сигналы ”24OR” из обоих блоков амплитудных дискриминаторов и сумматоров. На выход выведены сигналы готовности решения и найденных геометрических аргументов.

Блок геометрии принимает сигналы из блоков АДиС-24 через параллельно-последовательный интерфейс, и запоминает эти данные во входных регистрах. Работа параллельно-последовательного интерфейса описана выше. Выходы регистров нагружены на программируемую логическую матрицу, состоящую из 16-ти кристаллов структуры 16V8. В каждый кристалл можно записать 48 независимых комбинаций из 16 входов. Матрица генерирует на выходе сигналы, соответствующие определенным (геометрически правильным) событиям. Логика такова, что

”лишние” сигналы не запрещают срабатывания масок. Выходные сигналы стробируются сигналом готовности и выводятся на переднюю панель. Все сигналы на входе и выходе матрицы запоминаются в выходном регистре и доступны для чтения в КАМАК, либо через последовательный порт отправляются в интерфейс в стандарте КЛЮКВА и становятся доступны для чтения в системе сбора данных детектора.

Симметрия каждого торца калориметра относительно поворота на 90^o позволила обойтись всего двумя базовыми наборами прошивки кристаллов ПЛМ. Все остальные геометрические комбинации получаются поворотом базовых наборов на 90^o. Для поиска событий прохождения космических частиц базовой информацией служат срабатывания 12 групп одного полуторца и 4 соседние группы другого полуторца. Для калибровки отбираются квазивертикальные события. В ПЛМ заданы все возможные тройные совпадения и несколько двойных совпадений для выравнивания эффективности на краю калориметра. Для поиска событий e^+e^--рассеяния базовой информацией служат срабатывания 6 групп одной четверти первого торца, 6 групп центрально-симметричной четверти второго торца и 4 соседних группы также во втором торце для предотвращения потери эффективности из-за поворота частиц в магнитном поле. Событие считается найденным, если срабатыванию группы в первом торце соответствует срабатывание противолежащей или соседней с противолежащей группы во втором торце. Найденные события e^+e^--рассеяния делятся на два класса. Если обе сработавших группы находятся во внутреннем слое – вырабатывается сигнал ”внутренний слой”, во всех остальных случаях вырабатывается сигнал ”внешний слой”. Такое разбиение связано с тем, что из-за сильной угловой зависимости событий e^+e^--рассеяния загрузка внутреннего слоя в 8 раз превышает загрузку внешнего слоя. Разбиение торцевого калориметра на группы приведено на рис. 31.

Рабочий цикл начинается с приходом сигнала ”24OR” с одного из блоков АДиС. Сигнал ”24OR” задерживается на ”базовое” время 28 нс, необходимое для привязки тактового генератора, затем генератор стартует и начинается отсчет установленного разрешающего времени. По окончании разрешающего времени происходит фиксация данных во входных регистрах, затем, по окончании времени выборки выдается сигнал ”Готов”. Фактически сигнал ”Готов” является сигналом ”24OR”, за-

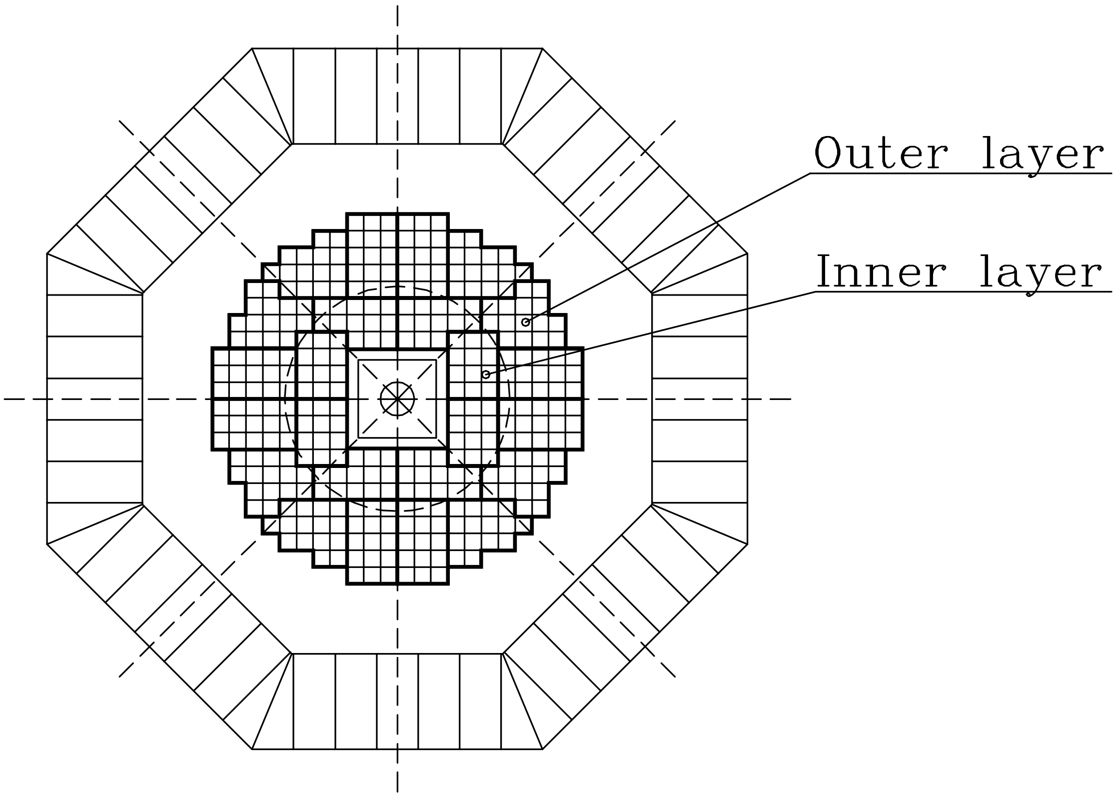


Рис. 31: Разбиение торцевого калориметра на группы.

держанном на фиксированное время (заданное в количестве импульсов тактового генератора). Этим сигналом стробируется решение логической матрицы и фиксируется информация в выходном регистре. Таким образом осуществляется временная привязка выходных сигналов.

3.4.5 Блок финального решения.

Блок финального решения триггера торцевого предназначен для выработки сигнала запуска детектора, сигнала для измерения светимости и сброса триггера торцевого калориметра. Блок финального решения выполнен в конструктиве КАМАК шириной 1М. Входной информацией для него служат сигналы с блока геометрии (геометрические аргументы) и сигналы дискриминаторов полного энерговыделения с блоков амплитудных дискриминаторов и сумматоров (энергетические аргументы). Каждому геометрическому аргументу ставятся в соответствие по 2 энергетических аргумента с каждого торца калориметра. Геометрический аргумент считается истинным, если сработала разрешенная комбинация из 4 выбранных энергетических аргументов, и ложным, если данная комбинация запрещена. Выбор энергетических аргументов осуществляется перемычками на плате, а их разрешенные и запрещенные комбинации заносятся в блок программно через КАМАК. При этом возможно игнорирование аргументов. Например, сигнал $e^+e^- \to e^+e^-$-рассеяния считается истинным, если сработали или дискриминаторы с более низким порогом в обоих торцах, или дискриминатор с более высоким порогом в одном из торцов. Истинные сигналы поступают через программно управляемый ключ на схемы деления частоты. Коэффициент деления частоты задается программно и может изменяться от 1 до 16 с шагом в 2 раза. Необходимость иметь возможность отключения определенных геометрических аргументов из запуска связана со следующими обстоятельствами. При работе со светимостью загрузка сигнала "космика" в основном фоновая и составляет примерно 80 Гц, поэтому этот сигнал надо исключать из запуска. С другой стороны, при проведении калибровки по космическим частицам сигналы "$e^+e^- \to e^+e^-$-рассеяния" дают события с неправильной геометрией и надо исключать их. Частота событий $e^+e^- \to e^+e^-$-рассеяния в торцевом калориметре при светимости 10^{30}см$^{-2}$с$^{-1}$ составляет примерно 30 Гц. При рабочей светимости 3×10^{30}см$^{-2}$с$^{-1}$ полная загрузка составляет около 100 Гц, что приведет к большому мертвому времени системы сбора данных. Поэтому частоту запусков надо делить, а из-за сильной угловой зависимости сечения данного процесса коэффициенты деления для событий во внутреннем и внешнем слое торцевого калориметра должны быть различны. После схем деления частоты сигналы объединяются по "ИЛИ" и вырабатывается сигнал положительного решения триггера торцевого калориметра.

Сигнал положительного решения триггера торцевого калориметра стробируется фазой высокой частоты резонатора накопителя ВЭПП-2М для привязки к моменту пролета пучков, что необходимо для правильной реконструкции треков частиц в дрейфовой камере. Привязка именно выходного сигнала позволяет избежать влияния возможных небольших изменений задержек, например, из-за изменения температуры.

Для измерения текущей светимости накопителя сигналы "$e^+e^- \to e^+e^-$-рассеяния" во внутреннем и внешнем слоях торцевого калориметра объединяются по "ИЛИ" до схем деления частоты для обеспечения максимальной статистической точности. Этот сигнал поступает на пересчетку в систему измерения светимости детектора КМД-2. Коэффициент пересчета частота-светимость определяется по событиям $e^+e^- \to e^+e^-$-рассеяния на большие углы [110].

По завершению анализа поступившей информации и вне зависимости от того, было принято положительное или отрицательное решение, блок финального решения выдает сигнал ”Сброс” в блоки триггера. После этого триггер торцевого калориметра готов к принятию следующего события. Мертвое время составляет 1.5% при рабочей загрузке 10 кГц. Временная диаграмма работы триггера приведена на рис. 32.

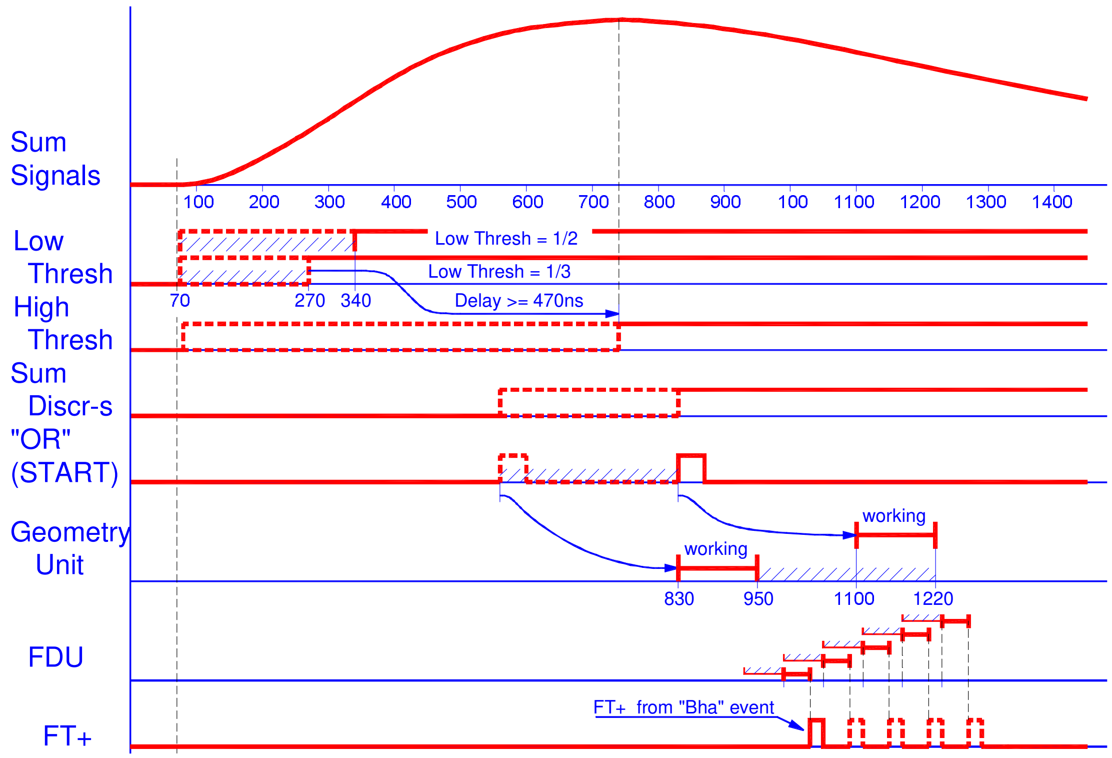


Рис. 32: Временная диаграмма работы триггера.

Для тестирования блоков триггера торцевого калориметра в них предусмотрена возможность программной имитации входных сигналов и чтения выходной информации в компьютер. Таким образом, можно имитировать любое событие и определить реакцию на него отдельных блоков и триггера в целом. Кроме того, имеется возможность программно изменять режим работы блоков, что используется для проверки правильности логики их работы. Программный интерфейс блоков выполнен в стандарте КАМАК.

Все блоки триггера торцевого калориметра имеют дополнительный вход блокировки, позволяющий предотвратить ложные срабатывания, например, в момент перепуска пучка в накопитель.

3.4.6 Высоковольтное и низковольтное питание электроники калориметра.

Питание предусилителей заводится независимо на правую и левую части каждого торца. Внутри детектора установлены емкостные фильтры для подавления возможных наводок на кабели питания. Высоковольтное питание также заводится независимо на правую и левую части каждого торца. Таким образом, калориметр разделен по питанию на 4 независимых части. Напряжение на фотокатоды и диноды фототриодов подается от отдельных источников. Блок-схема высоковольтного питания приведена на рис. 33.

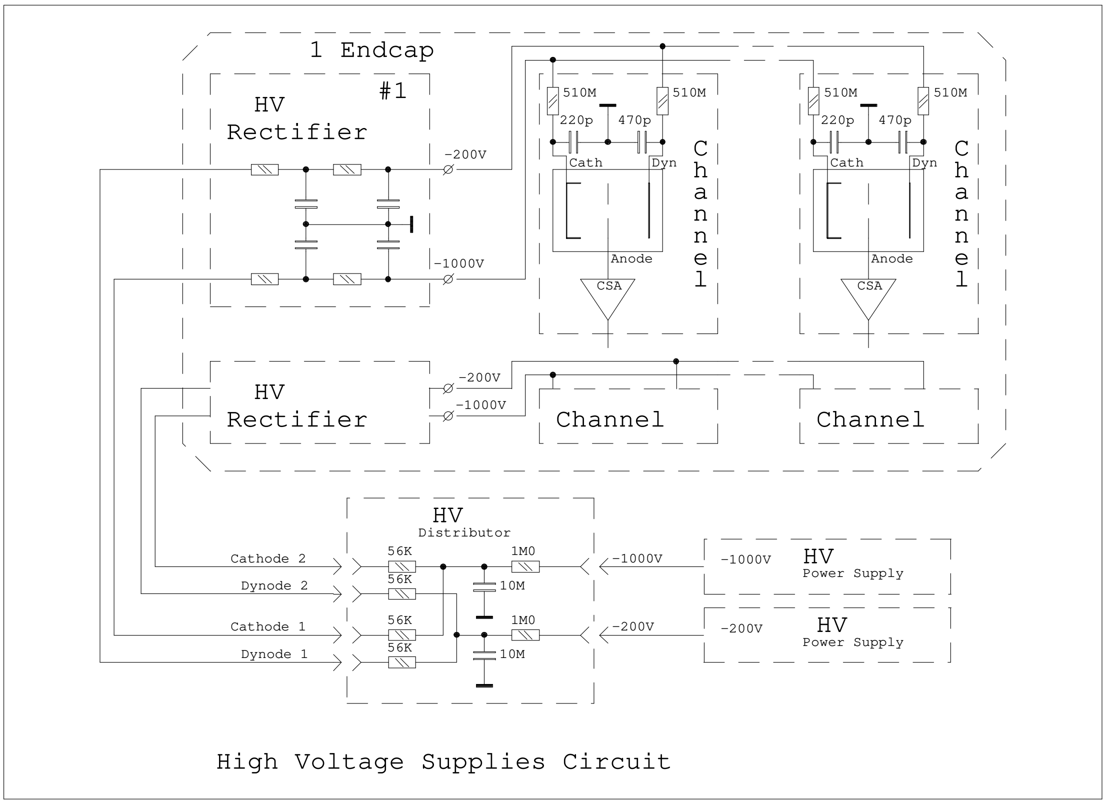


Рис. 33: Блок-схема высоковольтного питания.

Исследование связанных в подачей высокого напряжения эффектов выявило две проблемы. Во-первых, при ”быстром” включении/выключении высокого напряжения на выходе предусилителей возникает значительное напряжение, которое может привести к выходу из строя выходных транзисторов. Во-вторых, пульсации выходного напряжения используемых высоковольтных источников приводят к недопустимым шумам. Обе проблемы были решены.

Для решения первой задачи в каждом высоковольтном питании был установлен низкочастотный фильтр из резистора 1 МОм и конденсатора типа К75-24 емкостью 10 мкФ с очень низкими собственными утечками (собственное время разряда больше 4000 с [111]). Таким образом, характерное время включения/выключения высокого напряжения составляет 10 с. Выходное напряжение предусилителя можно рассчитать по формуле 3.5, выведенной в предположении, что постоянная времени изменения высокого напряжения больше постоянной цепи обратной связи предусилителя (около 650 мкс).

$$U_{\text{вых}} = C_{\text{фк}} \times R_{\text{ос}} \times \frac{dU}{dt}, \tag{3.5}$$

где:

$U_{\text{вых}}$ – выходное напряжение,

$C_{\text{фк}}$ – емкость фотокатода,

$R_{\text{ос}}$ – величина резистора обратной связи,

$\frac{dU}{dt}$ – скорость изменения напряжения на фотокатоде.

Подстановка характерных величин резистора обратной связи 220 МОм, емкости фотокатод-анод 2 пФ, напряжения на фотокатоде 1000 В дает величину напряжения на выходе предусилителя около 45 мВ. Проведенные на нескольких предусилителях измерения показали, что при включении/выключении высокого напряжения напряжение на выходе предусилителя не превышает 50 мВ, что не представляет опасности для выходных транзисторов. Необходимо отметить, что применение активных схем защиты было бы бессмысленно, так как основную опасность представляет аварийное отключение питания.

Используемые источники высокого напряжения имеют коэффициент пульсаций 10^{-3}, то есть при выходном напряжении 1000 В амплитуда пульсаций составляет 1 В. Период пульсаций составляет 50 мкс. Эквивалентный шумовой заряд можно оценить по формуле 3.6, выведенной в предположении, что постоянная времени изменения высокого напряжения меньше постоянной цепи обратной связи предусилителя (около 650 мкс).

$$Q_{ш} = C_{фк} \times U_{пул}, \tag{3.6}$$

где:

$Q_{ш}$ – шумовой заряд,

$C_{фк}$ – емкость фотокатода,

$U_{пул}$ – напряжение пульсаций.

Подстановка характерных величин емкости фотокатод-анод 2 пФ, и пульсаций напряжения на фотокатоде 1 В дает величину шумового заряда 10^7 электронов. Таким образом, для решения второй задачи необходимо обеспечить коэффициент фильтрации больше 10^5 раз. С этой целью в каждом высоковольтном питании было установлено три низкочастотных RC-фильтра(в скобках приведена оценка коэффициента фильтрации, полученная в предположении, что фильтры построены из идеальных элементов). Первый фильтр из резистора 1 МОм и лавсанового конденсатора емкостью 10 мкФ ($2{\times}10^5$ раз) описан выше. Второй фильтр установлен внутри детектора и служит также для подавления возможных наводок на подводящие высокое напряжение кабели. Он состоит из двух звеньев из резисторов 0.51 МОм и конденсаторов емкостью 3300 пФ ($30 \times 30 \approx 10^3$ раз). Третий фильтр является индивидуальным для каждого триода. Он расположен непосредственно в блоках калориметра на платах высоковольтных фильтров и состоит из резистора 510 МОм и конденсаторов емкостью 220 пФ (фотокатод) и 470 пФ (динод) (2×10^3 раз). Во втором и третьем фильтрах используются керамические конденсаторы. Проведенные измерения показали, что включение высокого напряжения не приводит к появлению дополнительных шумов. Необходимо отметить, что избыточность коэффициента фильтрации кажущаяся. Реально он ограничен индуктивностью лавсанового конденсатора в первом фильтре и проходной емкостью резистора в третьем.

Индивидуальные фильтры высокого напряжения имеют еще ряд важных функций. Использование высокоомного резистора ограничивает ток при пробое фототриода. Даже полное закорачивание последнего приводит к току меньше 2 мкА. Полное последовательное сопротивление первого и второго фильтров (общих для 170 фототриодов одной четверти калориметра) 2 МОм. Поэтому даже полное закорачивание 5% фототриодов, чего в реальной жизни не происходит, приведет к снижению напряжения на других фототриодах на 3% и, соответственно, уменьшению коэффициента усиления на 1%. Так как поступающий из фототриода на вход предусилителя заряд берется из конденсаторов индивидуального фильтра высокого напряжения, то их емкость должна существенно превышать межэлектродные емкости фототриодов. Емкости используемых в фильтрах конденсаторов 220 пФ (фотокатод) и 470 пФ (динод) примерно в 100 раз больше соответственно емкостей фотокатод-анод 2 пФ и динод-анод 4 пФ. В результате собирается $\geq$99% заряда. Кроме того, использование индивидуальных для каждого фототриода фильтров высокого напряжения изолирует фототриоды друг от друга, то есть образование заряда в одном фототриоде не приводит к появлению наведенного сигнала в других.

Нестабильность высокого напряжения составила примерно 0.6%, соответствующий вклад в разрешение торцевого калориметра составляет меньше 0.3% и им можно пренебречь.

3.5 Конструкция и сборка линейки кристаллов

Базовым элементом конструкции торцевого калориметра является линейка кристаллов. Используется три типа линеек: из 6, 8 и 10 кристаллов. Каждая линейка оборудуется фототриодами, двумя платами с предусилителями и платой высоковольтных фильтров. Конструкция линейки из 8 кристаллов схематично показана на рис. 34. Линейки с другим количеством кристаллов устроены аналогично. Вводы питания предусилителей, высокого напряжения и калибровочного сигнала общие для всех каналов линейки. Используемая модульная конструкция упрощает сборку калориметра и его общую конструкцию по сравнению, например, с конструкцией калориметра детектора L3, где каждый кристалл находится в индивидуальной ячейке из углепластика [112].

Перед сборкой линейки все компоненты проходят описанные выше проверки. Процедура сборки линейки начинается со склейки кристаллов и приклейки к ним боковых пластин (рис. 35). Кристаллы в линейке склеены друг с другом клеем на циакриновой основе. Склейка осуществлялась только по фаскам кристаллов. Высота фасок 0.5-0.7 мм. Между кристаллами проложена тонкая папиросная бумага

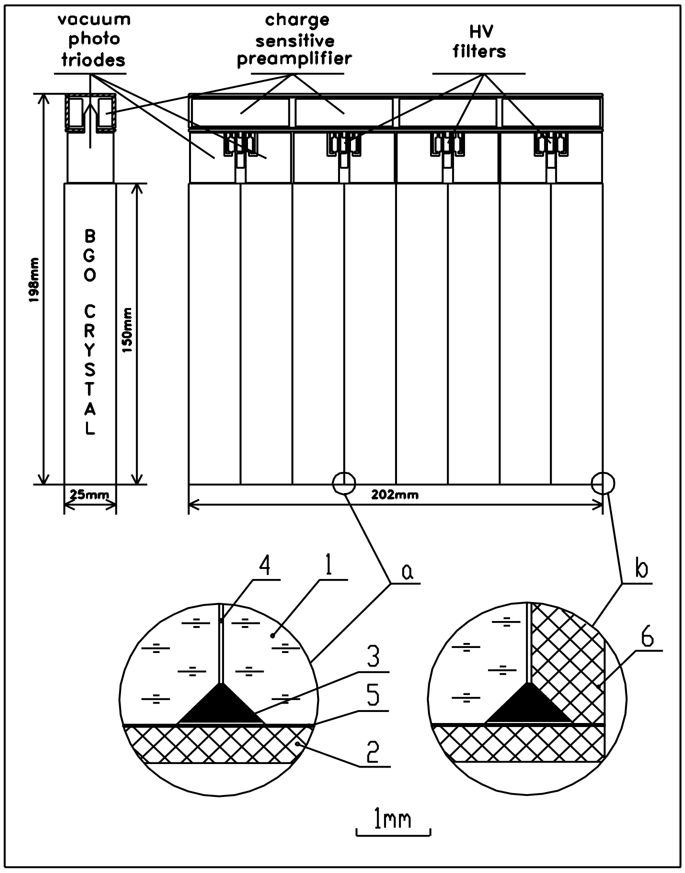


Рис. 34: Схематическое изображение линейки из 8 кристаллов. a) – Соединение кристаллов друг с другом, b) – присоединение боковой стенки. 1 – кристалл, 2 – передняя стенка, 3 – клей, 4 – папиросная бумага, 5 – отражатель, 6 – боковая стенка.

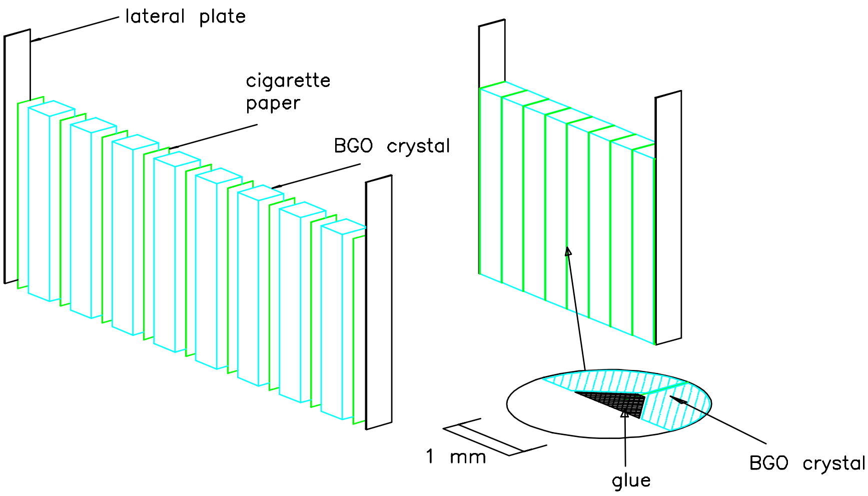


Рис. 35: Схематическое изображение склейки кристаллов.

для предотвращения механического повреждения поверхности кристаллов и затекания клея в зазор между кристаллами. К крайним кристаллам линейки приклеены боковые пластины из фольгированного с одной стороны стеклотекстолита толщиной 1 мм и длиной 195 мм, то есть на 45 мм длиннее кристаллов. Боковые пластины служат для защиты кристаллов от механических повреждений при транспортировке блоков и их установке в детектор. Выступающая часть боковых пластин используется для крепления электроники. Передняя сторона линейки (обращенная к месту встречи пучков после вставления линейки в детектор) защищена крышкой из фольгированного с одной стороны стеклотекстолита толщиной 0.5 мм. Для увеличения светосбора между кристаллами и передней крышкой помещен зеркальный отражатель. Он изготовлен из алюминизированного с двух сторон лавсана толщиной 20 мкм и приклеен к передней крышке. Крышка присоединена к боковым пластинам пайкой.

На следующем этапе производится сборка электрической части линейки (рис. 36). Ширина платы с предусилителями 20 мм, длина каждого предусилителя 50 мм (двойной размер кристаллов). Две платы предусилителей устанавливаются на плату высоковольтных фильтров с обоих сторон деталями внутрь линейки и присоединяются пайкой. Пайка осуществляется с шагом 50 мм, что обеспечивает надежные механическое соединение плат и электрический контакт земель. В плате высоковольтных фильтров имеются отверстия для выводов и штенгеля фототриодов. Эти отверстия фиксируют положение фототриодов с небольшой свободой для облегчения приклеивания последних к кристаллам. Резисторы и конденсаторы высоковольтных фильтров размещены в зазорах между фототриодами. Для увеличения места для фильтров фототриоды попарно раздвинуты на 1 мм относительно центрального положения. Фототриоды устанавливаются в отверстия в плате высоковольтных фильтров и их выводы припаиваются к соответствующим контактным площадкам. Таким образом, вся электрическая часть линейки оказывается собранной.

После сборки электронной части линейки проводятся измерения шумов с обоими временами формирования с высоким напряжением и без него. Кроме того, фотокатод каждого фототриода засвечивается импульсами от светодиодов и определяется наличие и величина сигнала. В случае необходимости производится настройка

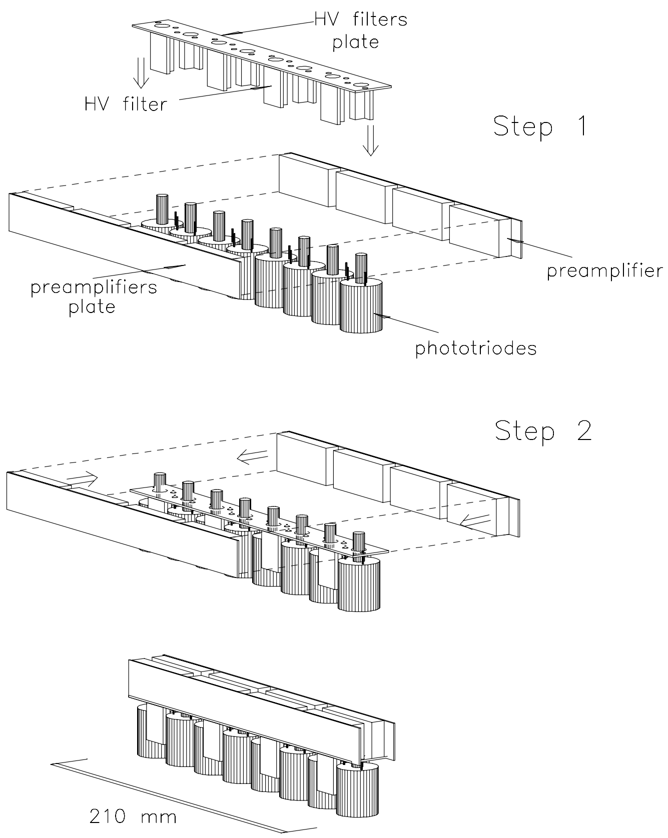


Рис. 36: Схематическое изображение сборки электрической части линейки.

предусилителей и замена фототриодов и проверка повторяется. Успешно прошедшие проверку электронные блоки устанавливаются на заранее склеенные кристаллы и осуществляется приклейка фототриодов к кристаллам (рис. 37). Фототриоды приклеиваются к кристаллам специальным оптическим клеем, склейку которым можно осторожно разрушить для замены фототриода. Собранные вместе платы устанавливаются в посадочные места боковых пластин и земляные контакты плат припаиваются к боковым пластинам. Экраны кабелей припаиваются к боковой пластине для обеспечения надежного соединения земель и механического закрепления выходного кабеля.

После этой операции производится полное тестирование линейки путем набора спектров энерговыделения космических частиц. На этом этапе проверяется качество склеек и окончательно решается вопрос о пригодности фототриодов. В случае необходимости производится замена или переклейка фототриодов и тестирование повторяется. Успешно выдержавшие тестирование линейки полностью собирают-

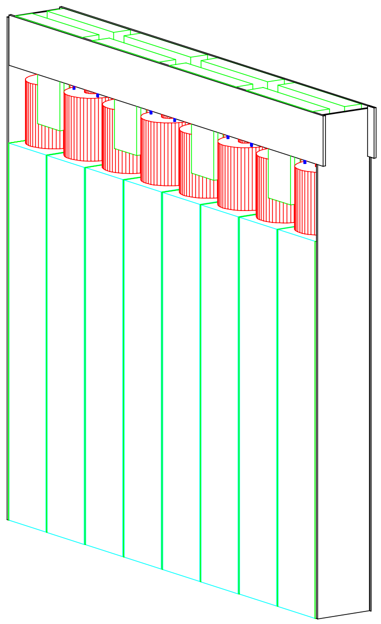


Рис. 37: Схематическое изображение окончательной сборки линейки.

ся. На них устанавливаются крышки и они заворачиваются в лавсан.

Фототриоды и предусилители закрыты боковыми крышками толщиной 0.5 мм, с другой стороны предусилители закрыты задними крышками толщиной 1 мм. Крышки изготовлены из фольгированного с одной стороны стеклотекстолита и обращены изолятором внутрь. Крышки припаяны друг к другу и к боковым пластинам. Таким образом, предусилители и фототриоды закрыты со всех сторон изолятором для предотвращения пробоев и закороток, а снаружи закрыты электрическим экраном.

Собранная линейка заворачивается в алюминизированный с двух сторон лавсан толщиной 20 мкм. В результате линейка оказывается изолированной со всех сторон как оптически, так и электрически. Для предотвращения механических повреждений линейка окончательно заворачивается в обычный лавсан толщиной 100 мкм. Полная длина линеек 198 мм, а высота линеек из 6, 8 и 10 кристаллов 152 мм, 202 мм и 252 мм соответственно.

Окончательно собранные линейки снова проверяются путем набора спектров энерговыделения космических частиц с целью выявления возможных повреждений в процессе сборки. После этой проверки линейка считается готовой к установке в детектор.

3.6 Конструкция торцевого калориметра в целом

Торцевой калориметр собирается из 80 линеек трех типов. Всего в калориметре 8 линеек из 6 кристаллов, 44 – из 8 кристаллов и 28 – из 10 кристаллов. Линейки устанавливаются вертикально друг на друга, а в центральной части над компенсирующим магнитом на специальную разборную подставку. Расположение линеек в торце показано на рис. 38.

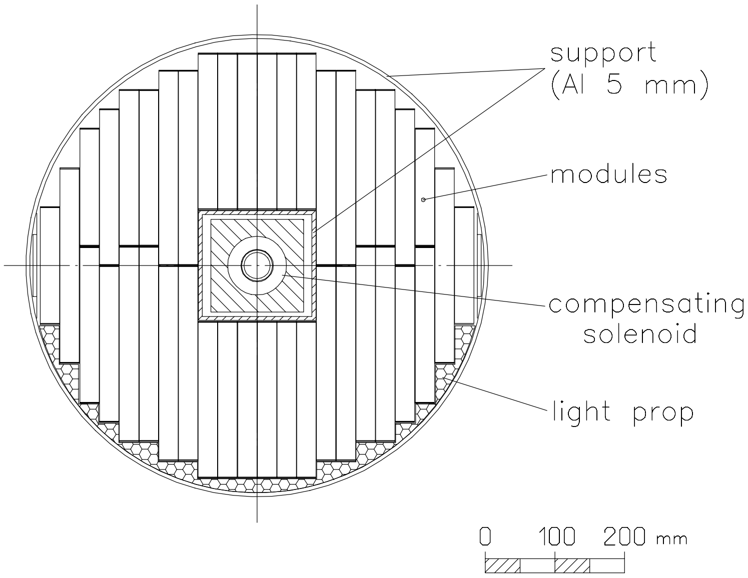


Рис. 38: Схематическое изображение линеек в торце.

Каждый торец устанавливается на состоящее из 2 половинок кольцо диаметром 586 мм и изготовленное из алюминиевой полосы шириной 100 мм и толщиной 5 мм. Кольцо крепится к железу ярма магнита с двух сторон при помощи фигурных консолей, также изготовленных из алюминиевой полосы шириной 100 мм и толщиной 5 мм. Середина кольца находится под центром тяжести кристаллов. Для придачи кольцу жесткости вдоль центральной подставки натягивается с каждой стороны по две ленты из нержавеющей стали толщиной 100 мкм и шириной 35 мм. Центральная подставка изготовлена из алюминиевой полосы шириной 100 мм и толщиной 5 мм. Ее вертикальный размер 145 мм, а горизонтальный – 150 мм. Она ставится на нижний ряд кристаллов так, чтобы центр тяжести кристаллов приходился на ее середину. Нижний ряд линеек устанавливается на алюминиевые подставки индивидуальной для каждой позиции формы для обеспечения правильного расположения линеек и минимально возможных зазоров между ними. Характерный зазор между кристаллами составляет 0.2-0.3 мм и определяется в основном толщиной лавсана, в который завернуты линейки.

Кабели питания предусилителей и высоких напряжений заводятся в калориметр снизу и подсоединяются к распределительным платам с контактными дорожками для припайки проводов питаний линеек. Распределительные платы имеют П-образную форму и расположены в зазоре между линейками и компенсирующим магнитом. На них расположены входные фильтры питания предусилителей и высокого напряжения. К земляной шине распределительной платы присоединены земляные провода линеек и кабелей питания предусилителей и высоких напряжений. Таким образом, она является единой точкой заземления для полуторца. Провода питания от линеек к распределительным платам размещаются в плоскости торца в зазоре между линейками и железом ярма магнита. Сигнальные и калибровочные кабели укладываются по внешнему периметру калориметра в зазоре между Z-камерой и линейками. Они выводятся из детектора через 4 отверстия в ярме магнита (по одному на каждый полуторец), расположенные в плоскости обращения пучков на внешнем радиусе калориметра.

Сборка торца калориметра происходит в следующей последовательности. Сначала устанавливаются консоли и несущие кольца. Потом натягиваются 2 ленты с ближней к центру накопителя стороны. Затем устанавливаются 6 линеек под компенсирующим магнитом. Центральная подставка собирается и устанавливается на них. Следом устанавливаются 6 линеек над компенсирующим магнитом и натягиваются оставшиеся 2 ленты. После этого производится измерение прогиба кольца и подтягивание лент, если необходимо. В дальнейшем линейки устанавливаются по очереди справа и слева от центра, чтобы нагрузка была более симметричной. После завершения установки местоположение всех линеек измеряется и заносится в базу данных. В дальнейшем эта информация используется при обработке данных с калориметра. После укладки кабелей и присоединения линеек к линиям питания и формирующим усилителям производится полная проверка калориметра, включая набор спектров энерговыделений при прохождении космических частиц. Проверка калориметра повторяется после каждого этапа сборки детектора. При обнаружении неполадок процесс сборки приостанавливается и производятся необходимые исправления.

Глава 4
Калибровка торцевого калориметра

Процедура калибровки торцевого калориметра состоит из калибровки пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей, калибровки интегрального коэффициента преобразования электронного тракта и полной калибровки калориметра по космическим частицам [113]. При проведении калибровки пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей измеряются величины пьедесталов плат А32. Результатами калибровки интегрального коэффициента преобразования электронного тракта являются значения коэффициентов преобразования из входного заряда предусилителя в код А32 и шумов электронного тракта. На основе результатов полной калибровки калориметра по космическим частицам определяются коэффициенты пересчета из кода А32 в энерговыделение в кристалле. Все эти данные используются в дальнейшем для обработки информации в торцевом калориметре.

Результаты калибровок анализируются с целью поиска возможных неисправностей и диагностики их причин для последующего исправления. Сравнение результатов сделанных в различное время калибровок позволяет контролировать долговременную стабильность параметров калориметра.

Первые две калибровки производятся при помощи генератора, а последняя - набором событий со специальным триггером детектора. Такая процедура калибровок является стандартной для электромагнитных калориметров [74,114–116].

Для проведения калибровок был написан ряд программ на основе набора библиотек системы XOnLine [58]. Набор библиотек XOnLine был написан для систем сбора данных и медленного контроля детектора. Он позволяет ожидать информацию о событии с детектора, и, получив ее, расположить в массивах, доступных для пользователя и передать обработку подпрограмме пользователя. Закончив обработку события, подпрограмма передает управление системе медленного контроля, которая далее ожидает события. Причем, в любой момент пользователь может вести контроль над работой своей программы: останавливать набор событий, просматривать статистику, обрабатывать информацию по набору заданного количества событий, изменять параметры обработки и так далее. Такая реализация программ обеспечивает получение нужных данных без вторичного этапа обработки.

Кроме того, XOnLine включает пакеты для работы с меню и КАМАК.

Калибровки пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей и интегрального коэффициента преобразования электронного тракта производятся раз в неделю, а при необходимости, например, при замене блоков, чаще. Калибровка калориметра по космическим частицам производится 1-2 раза в месяц в перерывах набора статистики. Результаты калибровок заносятся в базу данных калибровок детектора [117], построенную на основе базы данных HEPDB [118]. При обработке событий результаты калибровок извлекаются из базы данных и используются программой восстановления событий. В программе восстановления результаты калибровки по космическим частицам нормируются на данные калибровки электронного тракта. Таким образом, результатом калибровки по космическим частицам является коэффициент преобразования из выделенной в кристалле энергии во входной заряд предусилителя, который зависит только от параметров кристаллов и фототриодов и не зависит от параметров электронного тракта. Данное разделение функций калибровок позволяет производить замену и настройку блоков электроники без проведения калибровки по космическим частицам, которая занимает несколько часов и не всегда возможна.

4.1 Калибровка пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей

Для измерения пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей (А32) надо запустить систему сбора данных детектора от случайного сигнала и измерить средний код каждого канала А32 и его дисперсию. Тогда все сигналы должны быть равны нулю с точностью до шумов и прочитанные с А32 коды соответствуют пьедесталам. При калибровке торцевого калориметра детектор запускается от генератора, а калибровочный сигнал не подается, что эквивалентно запуску от случайного сигнала. Обычно при калибровке пьедесталов набирается 1000 событий.

Проблема в реализации этой простой процедуры кроется в схеме А32 [54]. Устройства выборки и хранения (УВХ), стоящие на входе А32, плохо регистрируют сигналы неправильной полярности, что приводит к систематическому сдвигу среднего из-за наличия шумов. Если бы УВХ совсем не регистрировали сигналы неправильной полярности, сдвиг бы составил $\sigma_{\text{шума}}/\sqrt{2\pi}$. Реальный сдвиг несколько меньше, однако при среднем шуме около 7 каналов он все равно составляет примерно 2 канала, как видно из рис. 39. Возможное решение – выключать всю предва-

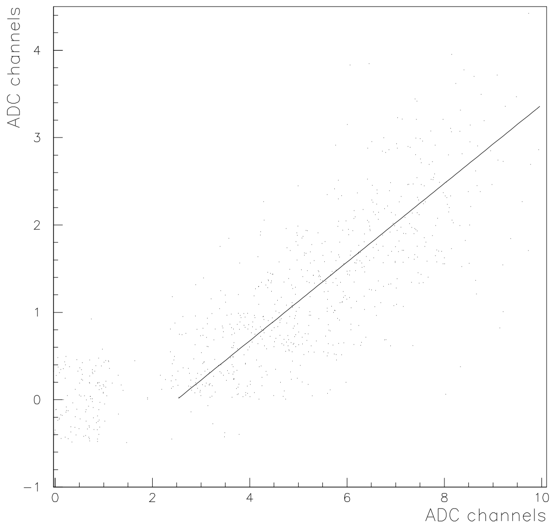


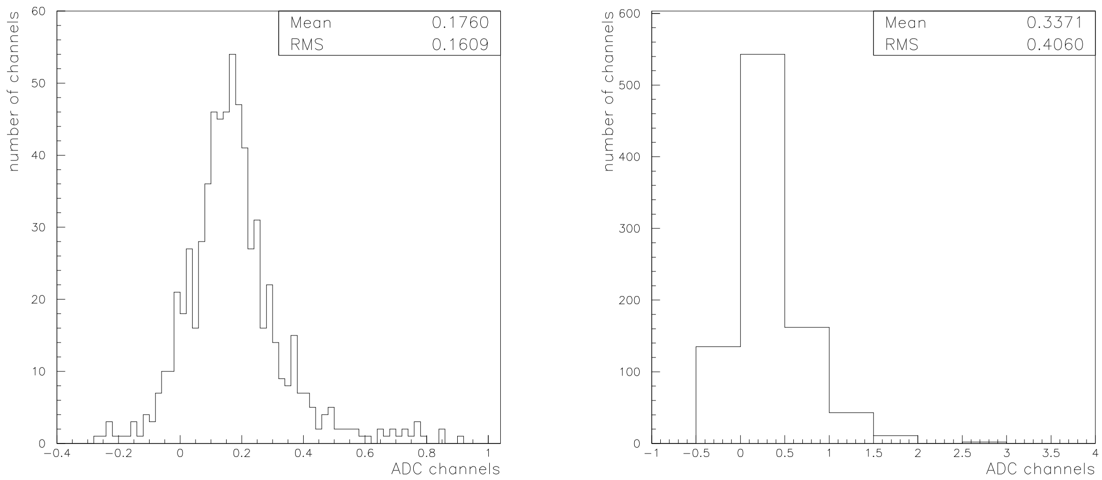
Рис. 39: Сдвиг измеренного пьедестала относительно истинного (ось ординат) в зависимости от величины шумов (ось абцисс). Прямая линия имеет наклон 0.4 канала/канал, ее смещение вправо на 2.5 канала связано с ограниченной чувствительностью УВХ к отрицательным сигналам.

рительную электронику и производить калибровку пьедесталов. Но это неправильное решение, так как при выключении электроники нарушается ее температурный режим и увеличивается вероятность выхода ее из строя. Было принято решение производить калибровку пьедесталов при всей включенной электронике, задавая в формирующих усилителях минимальные усиления. В этом случае $\sigma_{\text{шума}} \sim 2$ канала и соответствующий сдвиг должен составлять меньше 1 канала, что соответствует 0.15 МэВ. Как будет показано ниже, величина шумов электроники стабильна во времени и, как следствие, сдвиг пьедесталов тоже стабилен. Кроме того, пьедесталы заносятся в процессоры вывода в целочисленном виде и этот сдвиг порядка ошибки округления. Для проверки были выполнены три последовательные калибровки пьедесталов:

- вся аналоговая электроника выключена;
- включены только формирующие усилители;

- вся аналоговая электроника включена, усиление формирующих усилителей минимально.

Соответствующие сдвиги пьедесталов приведены на рис. 40. Пренебрежимо малый



(а) включены формирующие усилители (б) включена вся электроника

Рис. 40: Сдвиг результатов калибровки пьедесталов A32 в зависимости от условий измерений.

сдвиг пьедесталов при включении формирующих усилителей демонстрирует хорошую работу схемы стабилизации постоянного уровня на их выходе. При включении всей электроники в соответствии с предсказаниями сдвиг составил $\sim$0.5 канала, что соответствует 0.08 МэВ.

Суммируя выше изложенное, точность измерения пьедесталов составляет лучше 1 канала. На рис. 41 приведены измеренные пьедесталы всех каналов A32 торцевого калориметра. Распределение каналов A32 по шумам приведено на рис. 42(а).

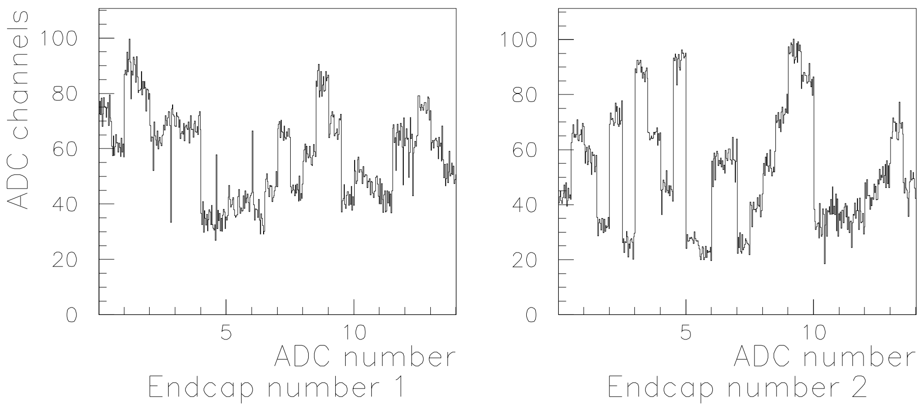


Рис. 41: Пьедесталы плат A32.

Средний шум А32 составил 0.5 канала. Суммарный шум А32 и формирующих усилителей Ф30 составляет примерно 0.8 каналов и дает пренебрежимый вклад в полный шум электронного тракта рис. 42(b). Сравнивая измеренные шумы с выключенными предусилителями и включенными/выключенными формирующими усилителями можно рассчитать шумы формирующих усилителей по формуле 4.1, полученной в предположении о независимости шумов А32 и усилителей. Рассчитанный таким образом шум формирующих усилителей составляет $\sim$0.6 каналов рис. 42(c).

$$\sigma_{\Phi 30} = \sqrt{\sigma^2_{\Phi 30+A32} - \sigma^2_{A32}}, \tag{4.1}$$

где:

$\sigma_{\Phi 30}$ – шум формирующего усилителя,

$\sigma_{\Phi 30+A32}$ – шум формирующего усилителя и А32,

σ_{A32} – шум А32.

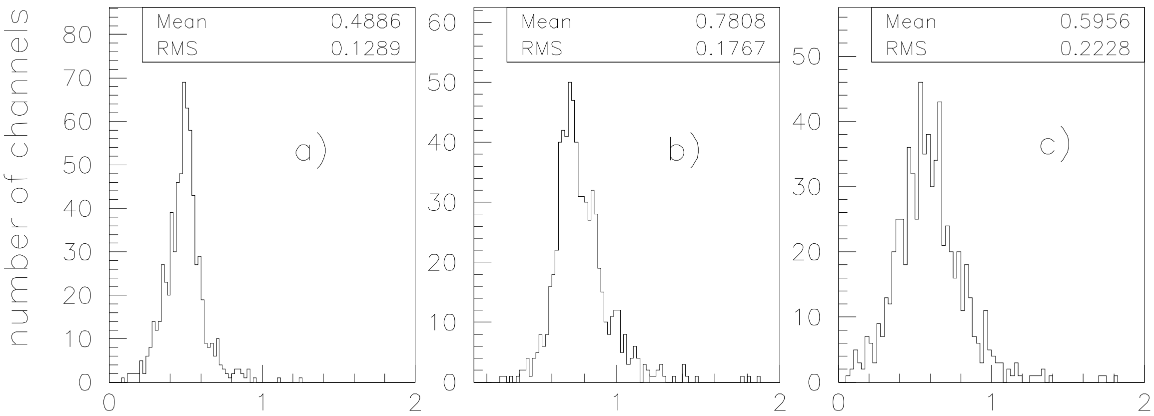


Рис. 42: Распределение по величине шумов: a) – А32, b) – А32 и формирующих усилителей, c) – формирующих усилителей (рассчет по формуле 4.1). Ось абсцисс в каналах А32.

На рис. 43 приведено изменение пьедесталов за 10 суток и за 10 часов. Нестабильность пьедесталов составила меньше 1 канала (0.15 МэВ), что полностью удовлетворяет физическим требованиям к стабильности. При этом для 2/3 каналов записанный в процессор вывода код пьедестала не изменился. На рис. 44 приведены значения пьедесталов каналов А32 номер 1,2 за сеанс набора статистики.

Калибровка пьедесталов проводится 1 раз в неделю. При необходимости, например, замене или ремонте А32, проводится внеочередная калибровка. А32 счи-

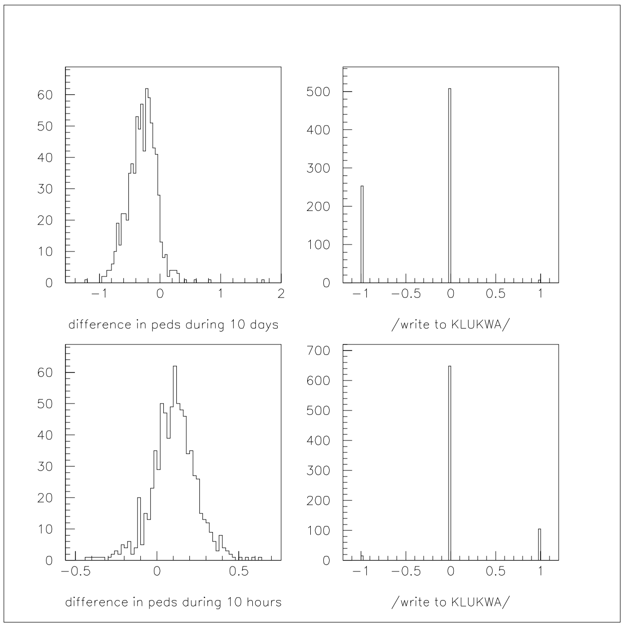


Рис. 43: Нестабильность пьедесталов A32 (изменение записанных в процессоры вывода кодов пьедесталов помечено "/write to KLUKWA/"). Верхние рисунки – за 10 дней, нижние – за 10 часов.

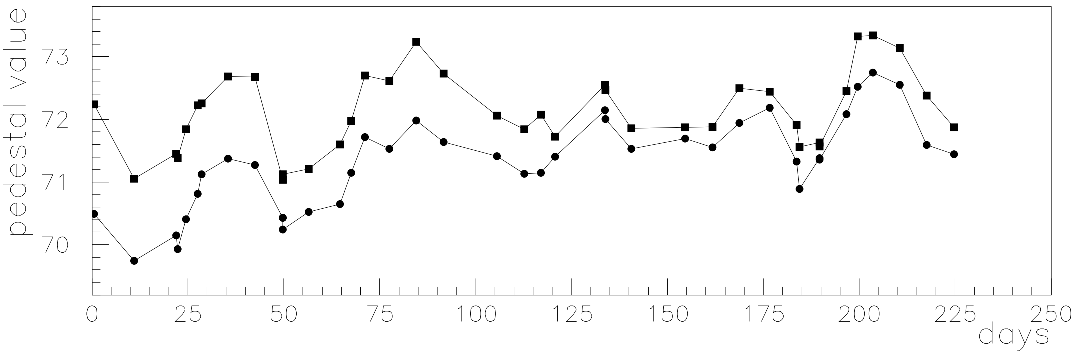


Рис. 44: Величина пьедесталов за сеанс набора статистики 1997-1998 года. Квадраты – канал номер 1, круги – канал номер 2. По оси абцисс отложено время в сутках.

таются вышедшими из строя и ремонтируются, если выполняется одно из следующих условий:

- пьедестал выходит за предел 20÷120 каналов;
- пьедестал со времени предыдущей калибровки изменяется $\geq$3 каналов;
- $\sigma_{\text{пьедестала}} \equiv 0$ каналов (это значит, что всегда считывается одно и тоже число).

4.2 Калибровка интегрального коэффициента преобразования электронного тракта

Для измерения интегрального коэффициента преобразования электронного тракта (электронной калибровки) на вход каждого предусилителя подается известный заряд $Q_{\text{кал}}$ и измеряется средний код А32 $\bar{A}$ и его дисперсия σ. Средний код А32 соответствует интегральному коэффициенту преобразования электронного тракта из входного заряда предусилителя в код АЦП, а его дисперсия – шуму электронного тракта. Шумовой заряд рассчитывается по формуле $\sigma_{\text{шума}}=Q_{\text{кал}}\sigma/\bar{A}$. Распределение каналов по амплитуде и ее дисперсии приведено на рис. 45.

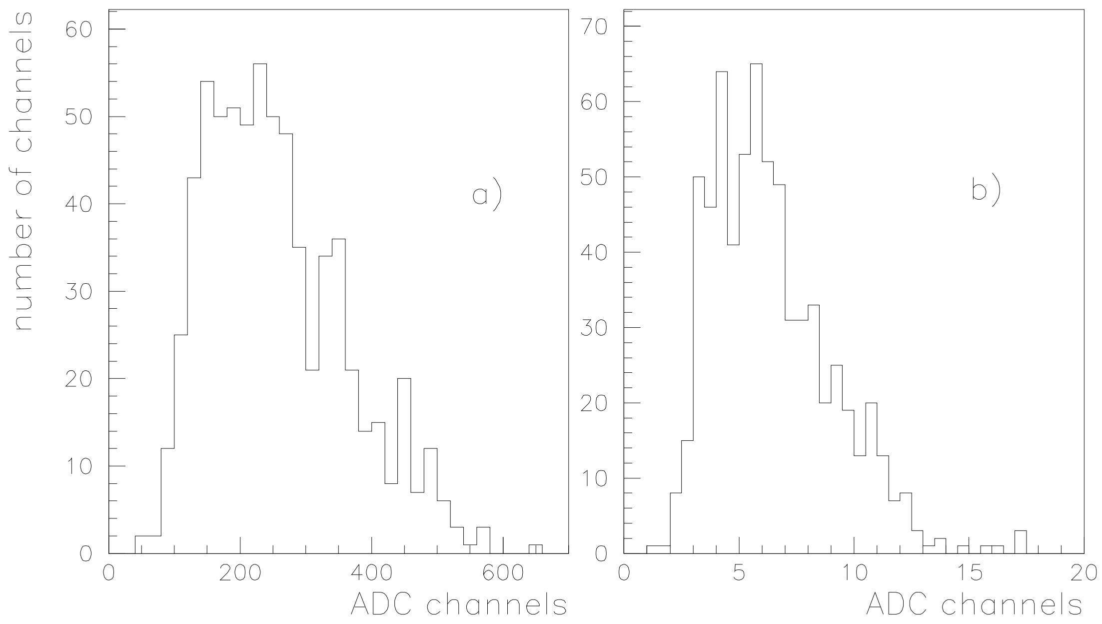


Рис. 45: Распределение каналов калориметра по амплитуде (a) и ее дисперсии (b).

Для проведения электронной калибровки торцевого калориметра детектор запускается от генератора и на калибровочную емкость каждого предусилителя подается прямоугольный сигнал. Длительность калибровочного сигнала устанавливается много больше времени формирования, обычно 100 мкс. Сигнал с генератора проходит через управляемый от КАМАК аттенюатор, позволяющий изменять амплитуду калибровочного сигнала с шагом 3 дб. Таким образом, на вход предусилителей поступает одинаковый с точностью до разброса величины калибровочных емкостей заряд, $Q_{кал}=C_{кал}\times U_{кал}$. Для имитации времени высвечивания предусмотрена возможность сформировать сигнал с постоянной 300 нс. Обычно при электронной калибровке набирается 1000 событий.

Для определения точности электронной калибровки были проведены две последовательные калибровки. Разница между ними приведена на рис. 46. Точность

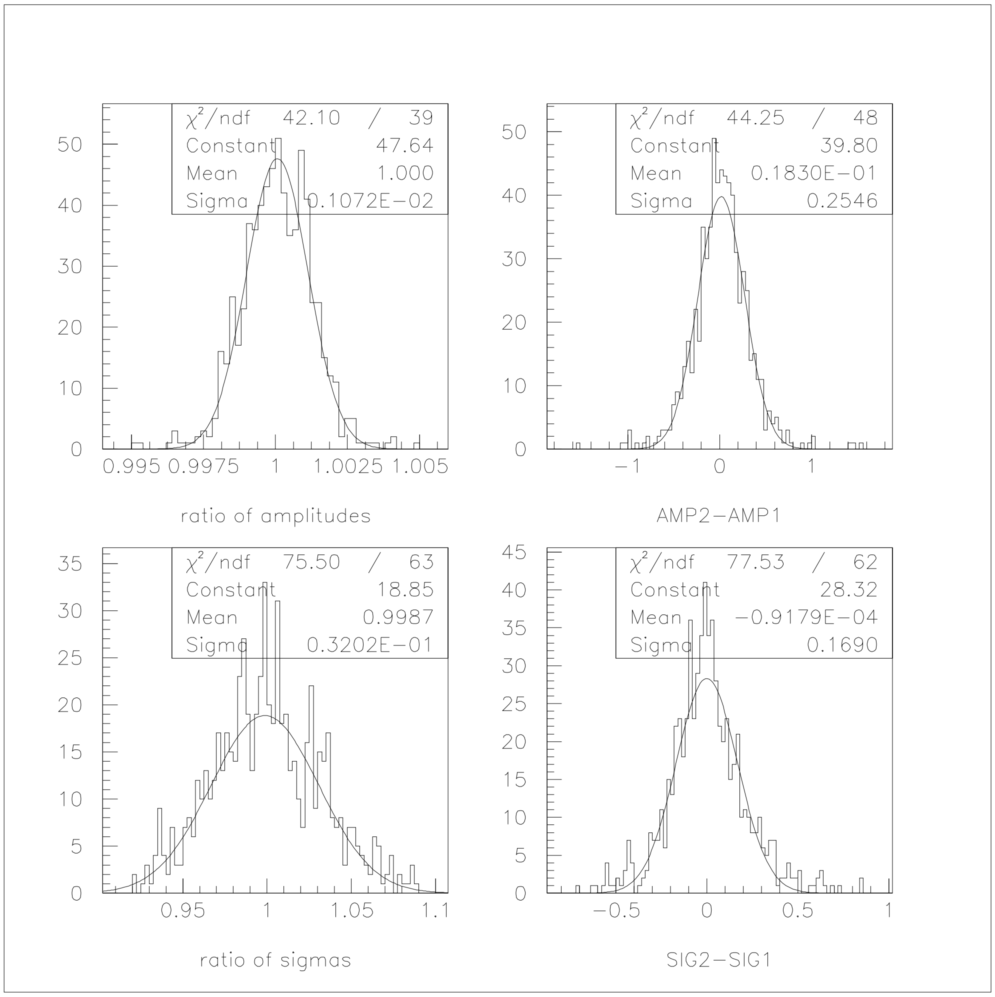
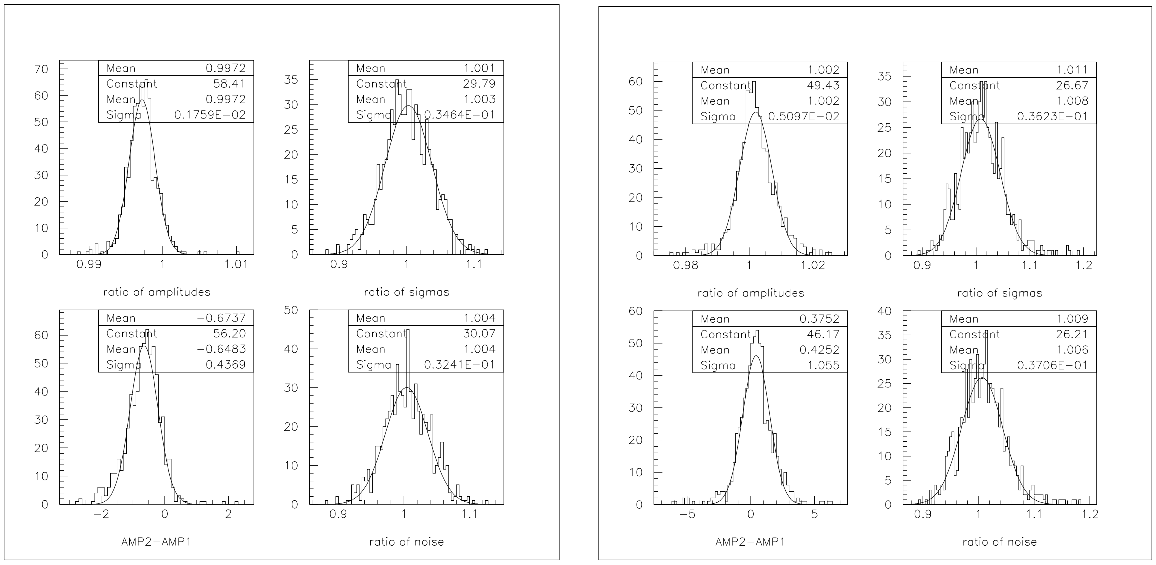


Рис. 46: Точность измерения амплитуды сигнала и ее дисперсии.

измерения амплитуды составила 0.18 каналов (0.075%), а ее дисперсии – 0.13 каналов (2.3%) и согласуется с числом набранных событий. Таким образом, точность измерения коэффициентов преобразования и шумов составила 0.075% и 2.3% соответственно.

Результаты измерения шумов уже приведены выше, поэтому остановимся на изучении стабильности. На рис. 47 приведено изменение параметров электронного тракта за 1 сутки и за 10 суток. Нестабильность составила десятые доли процен-

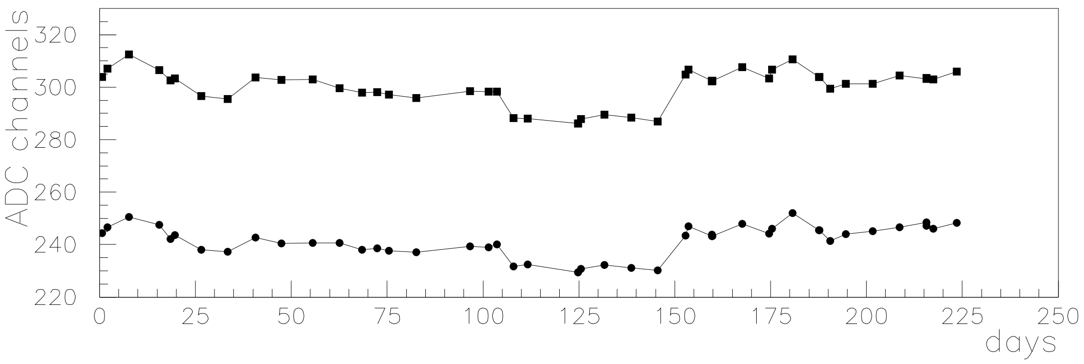


(а) за 1 сутки (б) за 10 суток

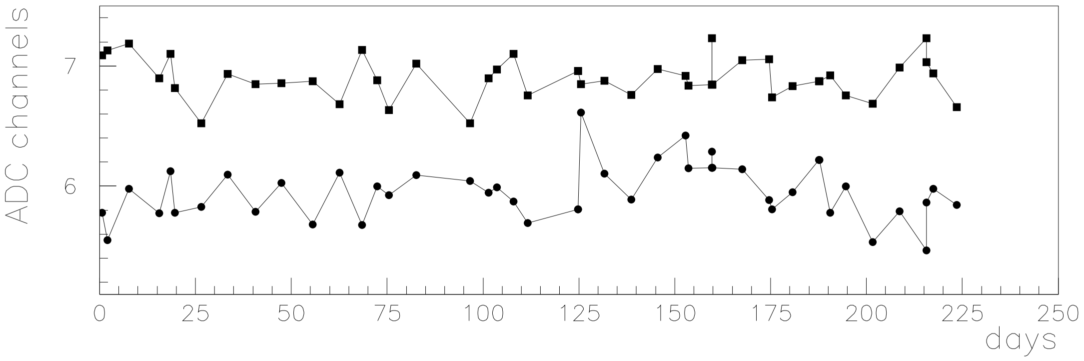
Рис. 47: Изменение коэффициента преобразования электронного тракта и шумов.

та. Следовательно, нет необходимости производить калибровки чаще, чем раз в неделю. Особо отметим малое изменение шумов, что свидетельствует о высокой помехозащищенности электроники торцевого калориметра. Кроме того, в алгоритме восстановления информации с торцевого калориметра используются данные о величине шумов электроники и стабильность этих данных важна для его работы.

На рис. 48 приведены значения коэффициентов преобразования и шумов каналов номер 1 и 2 за сеанс набора статистики. Для нахождения причины видимой на рисунке нестабильности измеренные при различных калибровках коэффициенты преобразования были сравнены с показаниями датчиков температуры, установленных в крейтах с А32 и формирующими усилителями и внутри калориметра. Корреляций с температурой А32 и формирующих усилителей не наблюдалось, но была обнаружена корреляция с температурой калориметра, то есть с температурой



(а) амплитуда



(б) шумы

Рис. 48: Параметры электронного тракта за сеанс набора статистики 1997-1998 года. Квадраты – канал номер 1, круги – канал номер 2. По оси абцисс отложено время в сутках.

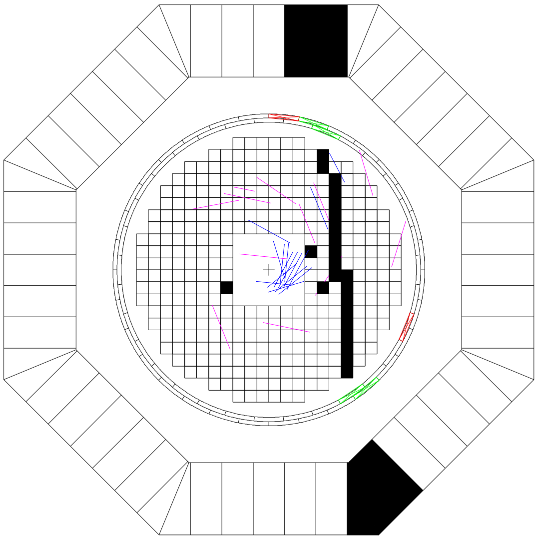
предусилителей. Анализ схемы предусилителей показал, что величина изменения коэффициента преобразования согласуется с температурным коэффициентом емкости конденсаторов на выходе предусилителей. Температурная зависимость коэффициента преобразования составила меньше -0.2%/градус, что в 7 раз меньше температурной зависимости световыхода кристаллов BGO и не играет существенной роли. Скачки амплитуды на несколько процентов в районе 105 и 150 дней связаны с заменой тестового генератора.

Электронная калибровка проводится 1 раз в неделю. При необходимости, например, замене или ремонте блоков, проводится внеочередная калибровка. Периодически проводятся специальные виды калибровок: измерение вклада индивидуальных каналов в суммарный сигнал, проверка работы схем управления коэффициентом усиления и другие. В случае обнаружения неисправных или шумящих каналов производится детальная диагностика. Если причина в А32 или формирующем усилителе, соответствующий блок ремонтируется. Если причина в предусилителе или фототриоде, то канал выключается из триггера, информация о нем заносится в базу данных и в дальнейшем используется при реконструкции события. Ремонт предусилителей и замена фототриодов производится при очередной разборке калориметра. Во время сеанса набора статистики высокое напряжение не выключается и все калибровки проводятся с включенным высоким напряжением. В начале и в конце сеансов проводятся калибровки с выключенным высоким напряжением для разделения причин неисправности между предусилителями и фототриодами. Необходимо отметить, что как правило причиной выхода из строя предусилителя является неисправный фототриод.

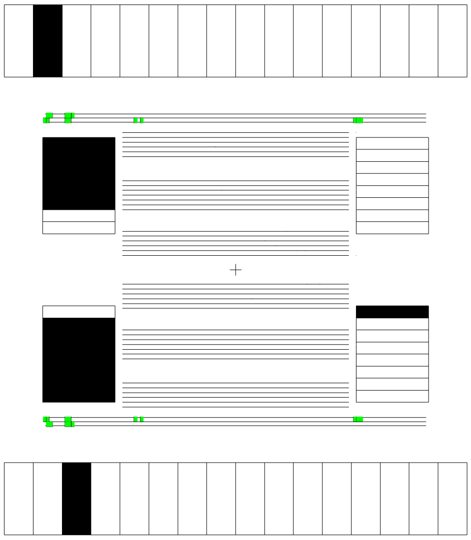
4.3 Калибровка калориметра по космическим частицам

Для нахождения коэффициентов преобразования из выделенной в кристалле энергии в код АЦП (энергетической калибровки калориметра) используются события прохождения космических частиц. Космические частицы являются независимым, всегда существующим стабильным источником заряженных частиц. Примерно 75% космических частиц составляют мюоны с характерной энергией 1 ГэВ, которые с большой вероятностью проходят через весь детектор. Пример события прохождения космического мюона через детектор приведен на рис. 49. Мюоны выделяют энергию в кристаллах калориметра за счет ионизационных потерь. Энерговыделение зависит в основном от пройденного по кристаллу пути и примерно одинаково для всех кристаллов.

Кристаллы имеют форму прямоугольного параллелепипеда и расположены в виде вертикальных линеек. Такая геометрия торцевого калориметра позволяет использовать достаточно простой алгоритм калибровки. В калориметрах с проективной геометрией и призматической формой кристаллов приходится использовать более сложный алгоритм, основанный на вычислении во всех событиях пройденно-



(а) R-φ проекция



(б) R-Z проекция

Рис. 49: Событие прохождения космического мюона через детектор.

го мюоном по каждому кристаллу пути [119,120].

Как видно из рис. 49 прохождение космического мюона через калориметр выглядит как длинный “трек”. Метод калибровки основывается на этом факте. Для каждого кристалла рассматриваются две пары соседних: сверху и снизу, справа и слева. Кристалл считается сработавшим, если сработали оба кристалла одной пары и не сработал ни один кристалл другой пары (рис. 50). Таким образом, осуществляется подавление шумовых срабатываний и отбор треков, пересекающих противоположные грани кристалла. При прохождении мюонов через смежные грани энерговыделение в кристалле имеет большой разброс и такие события отбраковываются. Как видно из рис. 51 данный алгоритм отбраковывает в основном события с малым энерговыделением и пик в распределении событий по энерговыделению в кристалле становится более четким. Аналогичный отбор событий используется при калибровке по космическим частицам электромагнитного калориметра детектора L3 [121] и цилиндрического калориметра КМД-2 [64].

Сложность использования этого простого и естественного алгоритма для калибровки торцевого калориметра связана с наличием плохих каналов и большим числом кристаллов, лежащих на границе калориметра и для которых стандартный алгоритм неприменим. 56 кристаллов прилегают к дырке вокруг компенсирующих магнитов, из расположенных на внешнем периметре калориметра кристаллов 64 не

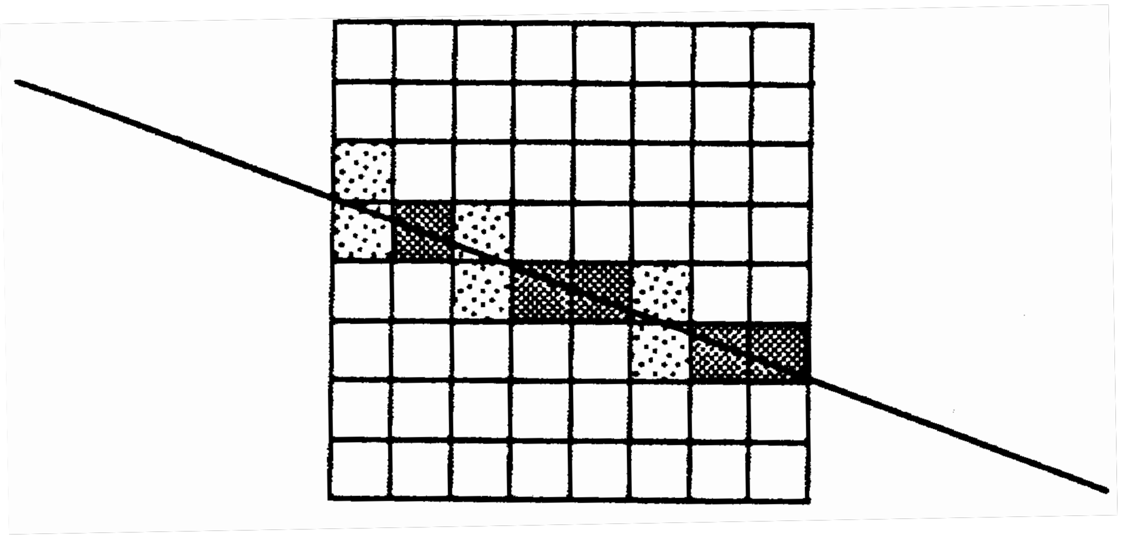


Рис. 50: Отбор сработавших кристаллов для калибровки по космическим частицам. Точками показаны сработавшие, но не прошедшие отбор, кристаллы, штриховкой – отобранные.

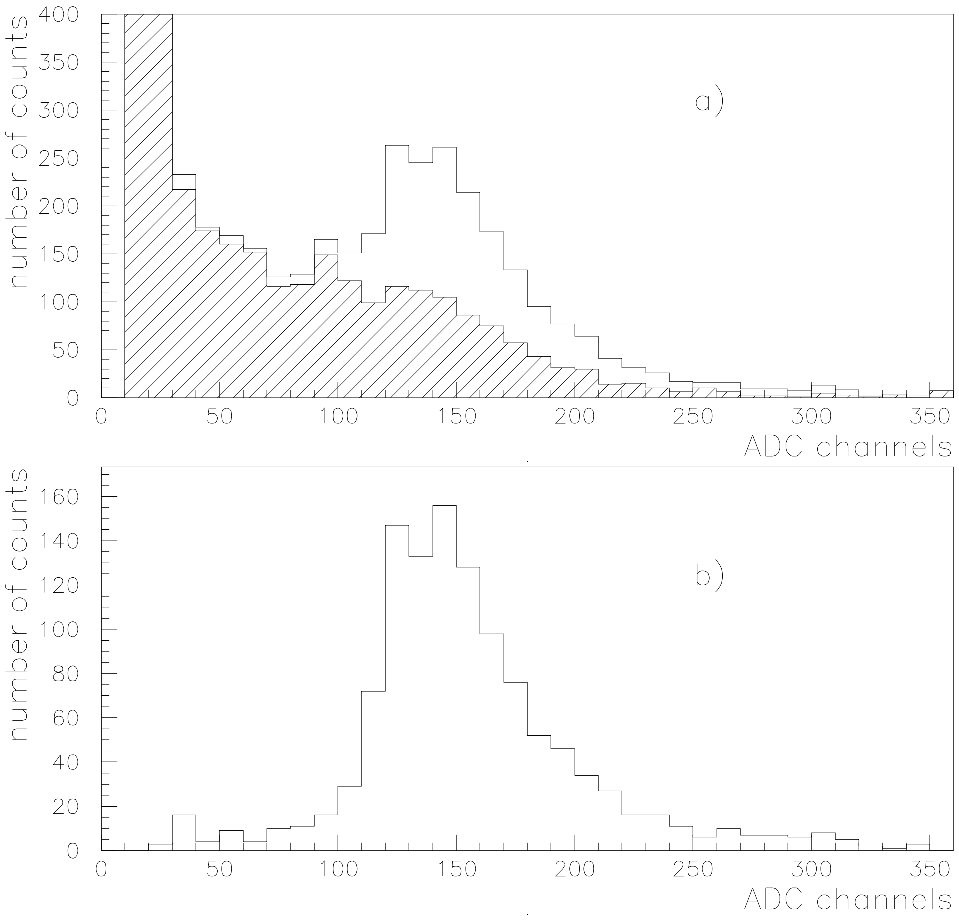


Рис. 51: Спектр энерговыделений космических частиц. a) – все события (заштрихованная область – отброшенные события), b) – отобранные события.

имеют одного соседнего, а 56 двух соседних кристаллов. Таким образом, чисто по геометрии торцевого калориметра 176 из 680 кристаллов требуют нестандартного отбора. Каждый плохой канал нарушает условия отбора для 4 соседних, что приводит для существующего количества плохих каналов к появлению еще нескольких десятков нестандартных ситуации. Таким образом, примерно треть кристаллов калориметра требует индивидуального подхода. Используемый при калибровке алгоритм решает вышеупомянутые проблемы следующим способом. Для каждого кристалла на краю калориметра имеется набор разрешенных масок срабатываний кристаллов. Топология события сравнивается с масками и при несовпадении отбраковывается. Если соседний с обрабатываемым кристаллом плохой, то рассматривается следующий за ним кристалл в том же ряду. Если плохой кристалл расположен на краю калориметра, то дополнительно используются маски срабатываний.

Энерговыделения в прошедших отбор кристаллов заносятся гистограммы. Набранные гистограммы подгоняются функцией 4.2, хорошо аппроксимирующей распределение ионизационных потерь Ландау [122] в окрестности пика наиболее вероятного энерговыделения. Пример спектра энерговыделений космических частиц, подогнанного распределением Ландау, приведен на рис. 52.

$$f(x) = \mathrm{P1} \cdot exp(-\frac{a+e^{-a}}{2}), \quad a = \frac{x-\mathrm{P2}}{\mathrm{P3}}, \tag{4.2}$$

где P1, P2 и P3 — максимум, положение пика и ширина распределения. В результате калибровки измеряется значение параметра P2, то есть код АЦП, соответствующий наиболее вероятному энерговыделению космических частиц.

Характерное время набора статистики составляет 2-3 часа, количество отобранных событий примерно 500 событий/кристалл. При этом статистическая ошибка подгонки составляет примерно 1% (рис. 53 a)). Для проверки один из более продолжительных наборов статистики был разделен на 2 части и каждая обработана независимо. На рис. 53 b) приведено отношение полученных калибровочных констант. Ширина распределения согласуется со статистической точностью подгонки спектров.

Для проведения каждой калибровки необходимо подогнать 680 гистограмм. Подгонка такого количества гистограмм вручную является трудоемкой и чреватой ошибками процедурой. Поэтому была написана программа автоматической под-

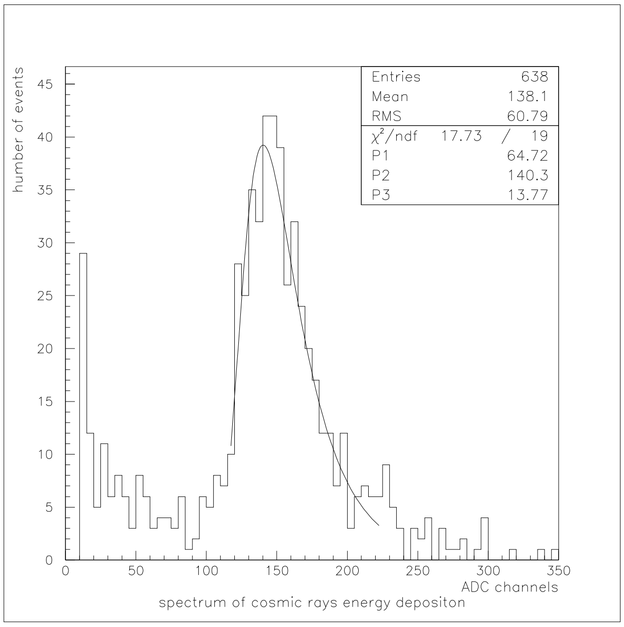


Рис. 52: Спектр энерговыделений космических частиц, подогнанный распределением Ландау.

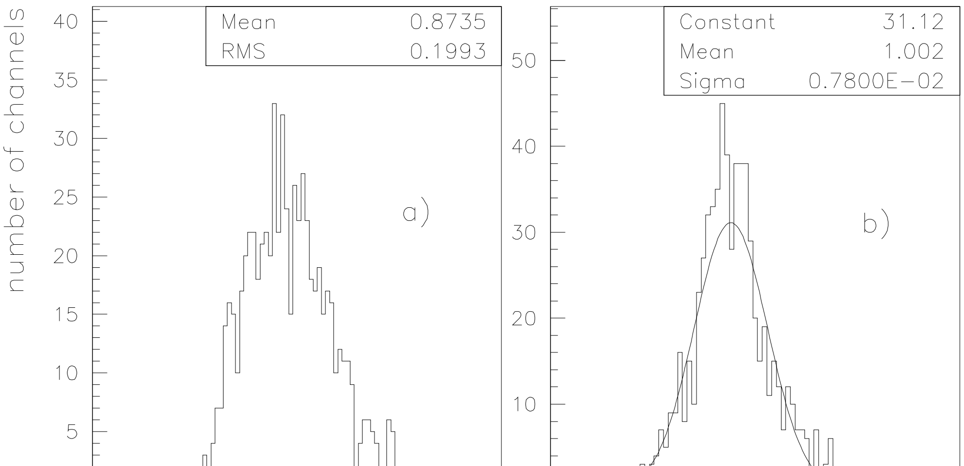


Рис. 53: Статистическая точность калибровки калориметра по космическим частицам. a) – статистическая ошибка подгонки спектров энерговыделений космических частиц в процентах. b) – отношение калибровочных констант, полученных из двух частей одного набора статистики.

гонки. Она работает в два этапа. На первом этапе гистограммы усредняются по трем каналам и для усредненных гистограмм находятся положение правой и левой границ пика энерговыделения. На втором этапе найденные предварительные параметры используются в качестве начального приближения при подгонке исходных гистограмм. Принцип работы программы автоматической подгонки подробно изложен в [123]. Результаты подгонки диагностируются по следующим параметрам: число событий, положение и относительная ширина пика энерговыделения, χ-квадрат подгонки. Подозрительные гистограммы просматриваются и при необходимости подгоняются вручную. Обычно их количество составляет 10-20 гистограмм. Следовательно, для 98–99% каналов обработка осуществляется программно. Для проверки процедуры автоматической подгонки один и тот же набор гистограмм был обработан вручную и программно. Разброс калибровочных коэффициентов составил 1% и находится в пределах статической точности.

Для определения коэффициентов пересчета кода АЦП в выделенную в кристалле энергию необходимо определить наиболее вероятное энерговыделение космических частиц в кристалле. С этой целью было проведено моделирование методом Монте-Карло прохождения мюонов через торцевой калориметр с учетом вещества всего детектора. Моделирование производилось программой моделирования КМД-2 CMD2SIM [124], разработанной на основе пакета GEANT [125]. Угловое и энергетические распределения космических мюонов, а также соотношение между относительным количеством отрицательных и положительных мюонов были взяты из [126]. Полученное из моделирования наиболее вероятное энерговыделение космических мюонов составило 22.7$\pm$1% МэВ (9.1 МэВ/см). Это значение согласуется с данными Particle Data Group 9.2 МэВ/см [33].

Возможными источником систематической ошибки может явится несоответствие реальных спектров космических мюонов приведенным в [126]. Причин может быть несколько, например, потери энергии в перекрытии экспериментального зала. Для проверки уровня возможных систематических ошибок производилось моделирование с искаженным угловым распределением и со сдвинутым энергетическим. Моделирование прохождения космических мюонов через калориметр подробно изложено в [127].

Другим возможным источником систематической ошибки может стать отбор событий на уровне первичного триггера детектора. Для изучения ее возможной величины производились наборы статистики с различными условиями запуска детектора. Совокупная систематическая ошибка оценивается меньше 4%. Систематическая ошибка в определении наиболее вероятного энерговыделения космических частиц приводит к пропорциональной ошибке в определении абсолютной энергии частиц и не влияет на энергетическое и координатное разрешение калориметра, так как все измеренные энерговыделения изменяются одинаково.

По результатам космической и электронной калибровок можно вычислить коэффициент преобразования из выделенной энергии во входной заряд предусилителя (интегральный световыход) по формуле 4.3 и энергетический эквивалент шумов по формуле 4.4. Распределения каналов по данным параметрам приведены на рис. 54 в магнитном поле 1 Тл и на рис. 55 без магнитного поля.

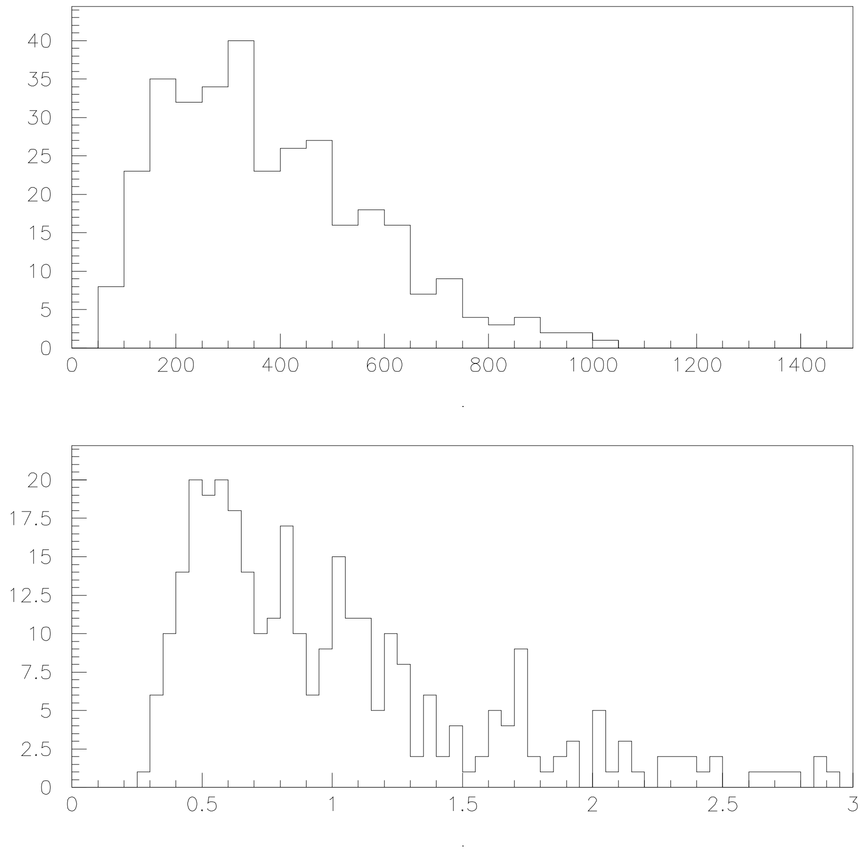


Рис. 54: Распределение каналов по входному заряду в электрон/МэВ (верхний рисунок) и энергетическому эквиваленту шумов в МэВ (нижний рисунок) в магнитном поле 1 Тл.

Средние входной заряд предусилителя и энергетический эквивалент шумов со-

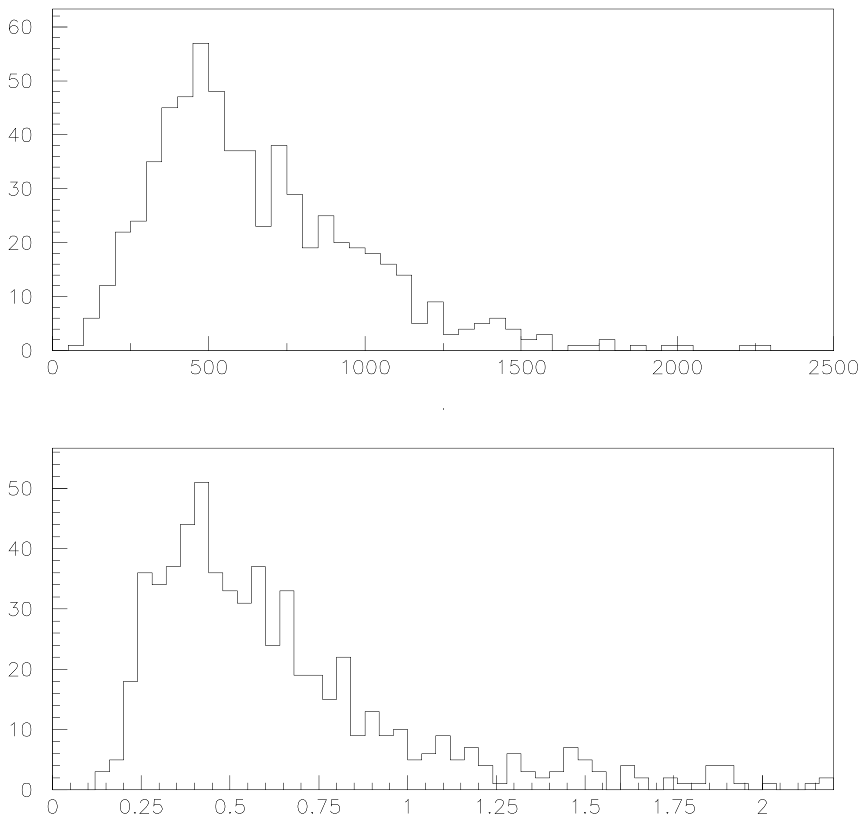


Рис. 55: Распределение каналов по входному заряду в электрон/МэВ (верхний рисунок) и энергетическому эквиваленту шумов в МэВ (нижний рисунок) без магнитного поля.

ставили 350 электронов/МэВ и 0.9 МэВ в магнитном поле и 600 электронов/МэВ и 0.5 МэВ без магнитного поля соответственно. Таким образом, проектная величина шумов была достигнута. В лучшем в настоящее время калориметре, построенном на основе кристаллов BGO, детектора L3 энергетический эквивалент шума составляет также 1 МэВ. Разница результатов в зависимости от наличия магнитного поля соответствует измеренному падению коэффициента усиления фототриодов.

$$Q_{in} = (Q_{\text{кал}} A_{\text{кос}})/(A_{\text{кал}} E_{\text{кос}}), \tag{4.3}$$

$$\sigma_{en} = E_{\text{кос}} \sigma_{\text{кал}} / A_{\text{кос}}, \tag{4.4}$$

где:

σ_{en} – энергетический эквивалент шума в МэВ,

Q_{in} – заряд в электронах на входе предусилителя при энерговыделении 1 МэВ,

$Q_{\text{кал}}$ – калибровочный заряд в электронах,

$A_{кос}$ – положение пика энерговыделения космических частиц в каналах АЦП,

$A_{кал}$ - амплитуда сигнала при электронной калибровке в каналах АЦП,

$\sigma_{кал}$ - дисперсия сигнала при электронной калибровке в каналах АЦП,

$E_{кос}$ – наиболее вероятное энерговыделение космических частиц 22.7 МэВ.

Параметр Q_{in} может быть вычислен как по формуле 3.1 через измеренные при проверке компонент калориметра параметры кристаллов и фототриодов, так и по формуле 4.3 на основе результатов калибровок. Теоретически оба способа должны дать одинаковый ответ. Однако световыход кристаллов измерялся в относительных единицах, поэтому имеет смысл говорить только о пропорциональности. На рис. 56 приведена зависимость измеренного при калибровках входного заряда предусилителя от вычисленного по результатам тестирования кристаллов и фототриодов. Зависимость вполне линейна, что свидетельствует о хорошем согласии между результатами калибровок и тестирования компонент. Относительно нескольких точек ниже главной последовательности было сделано предположение, что они соответствуют каналам с нарушенным оптическим контактом между кристаллом и фототриодом. Данная гипотеза подтвердилась при последующей разборке калориметра.

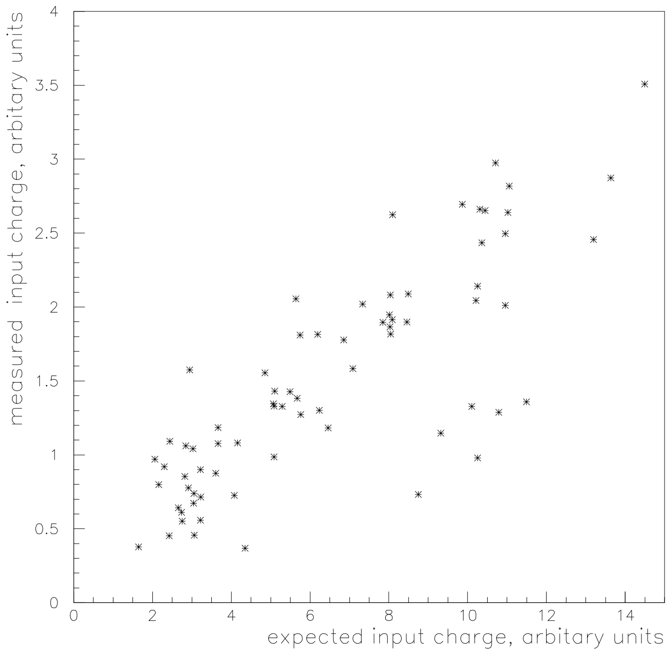
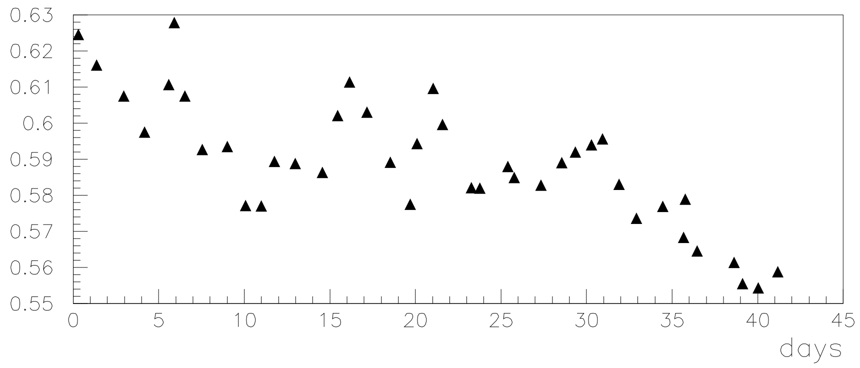
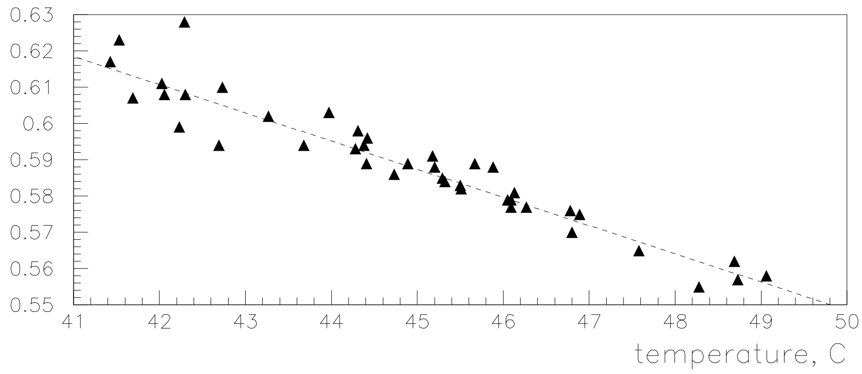


Рис. 56: Измеренный заряд предусилителя (ось ординат) как функция ожидаемого, вычисленного как произведение световыхода кристалла на квантовую эффективность и усиление фототриода (ось абсцисс). Оба в относительных единицах.

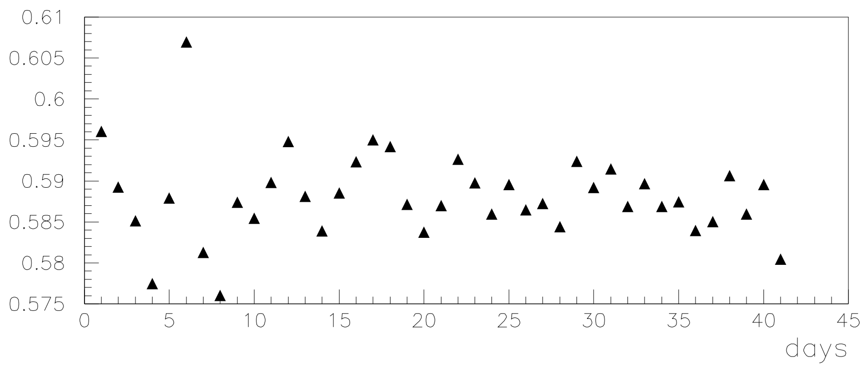
Для проверки стабильности коэффициента преобразования из выделенной в кристалле энергии во входной заряд ЗЧУ было проанализировано поведение среднего по каналам отношения положения пика энерговыделения космических частиц на амплитуду калибровки (средний световыход). На рис. 57 приведены его зависимость от времени а), температуры б) и от времени после введения температурной поправки в). После введения температурной поправки зависимость от времени в пределах разброса точек $\pm 0.5\%$ не наблюдается. Это свидетельствует об отсутствии на этом уровне радиационного повреждения кристаллов и деградации фототриодов. Эти данные согласуются с опытом эксплуатации калориметра СНД, где была обнаружена деградация фототриодов диаметром 50 мм и отсутствие ее на уровне ошибок у фототриодов диаметром 22 мм, однотипных с используемыми в торцевом калориметре КМД-2 [128].



а) зависимость от времени в сутках



б) зависимость от температуры в градусах Цельсия, прямая линия соответствует зависимости световыхода -1.3%/градус



в) зависимость от времени в сутках после температурной поправки

Рис. 57: Зависимость среднего световыхода (ось ординат) от времени и температуры.

Глава 5
Обработка информации с торцевого калориметра

5.1 Программа обработки информации с торцевого калориметра

Как было описано выше, в процессе проведения эксперимента система сбора данных записывает на магнитные ленты информацию о событии в детекторе в виде адресов и кодов сработавших каналов регистрирующей аппаратуры. Для обработки экспериментальных данных необходимо преобразовать эту информацию в физические характеристики события (количество частиц в калориметре, их энергия, углы и прочие параметры). Для решения этой задачи служит программа обработки событий. Она состоит из нескольких подпрограмм, являющихся частью общей программы реконструкции событий в детекторе. Основными требованием к программам обработки информации является обеспечение высокой эффективности регистрации частиц и точности измерения их параметров. Алгоритм обработки информации должен быть оптимизирован с учетом особенностей самого калориметра и проводимых на детекторе экспериментов. При обработке информации используются результаты калибровок детектора, описанные в предыдущей главе.

5.1.1 Алгоритм обработки информации.

Основными условиями, определяющими построение алгоритма обработки информации в торцевом калориметре являются:

- во многих изучаемых процессах рождается большое количество γ-квантов с небольшой энергией,
- относительно большой уровень электронных шумов на уровне 1 МэВ,
- наличие стыка с цилиндрическим калориметром и отверстия в центре каждого торца для компенсирующего соленоида,

- наличие неисправных каналов,
- обеспечение максимального согласования с алгоритмом восстановления информации в цилиндрическом калориметре для удобства обработки информации со всего детектора.

Введем терминологию, которую будем в дальнейшем использовать. Кристаллы будем считать соседними, если они имеют хотя бы одно общее ребро. Кластером назовем группу близких друг к другу кристаллов, ассоциированных с одной частицей. Поиск кластеров и определение их параметров является основной задачей программы обработки информации в торцевом калориметре.

После чтения и распаковки события производится отбор сработавших кристаллов калориметра по мягкому критерию отбора. Требуется, чтобы энерговыделение в них превышало 2σ шума соответствующего электронного канала. Кристаллы с меньшим энерговыделением исключаются из рассмотрения. Порог на энерговыделение был выбран из моделирования. Увеличение порога приводит к потере части информации о событии, а уменьшение - к росту вклада шумов в энергетическое разрешение. В работах [40,93,114,129] авторы так же обосновывают оптимальность порога 2σ для подавления электронных шумов.

Энерговыделения в кристаллах, прошедших мягкий отбор, переводятся из кодов АЦП в собственно выделенную энергию при помощи результатов калибровки калориметра. Далее проводится отбор сработавших кристаллов по жесткому критерию отбора. Требования жесткого отбора заключаются в выполнении двух условий: превышении энерговыделения в кристалле 5 МэВ и превышении энерговыделения в кристалле 4σ шума соответствующего электронного канала. Использование дополнительного абсолютного порога на энерговыделение приводит к выравниванию эффективности появления кластера. Порог 5 МэВ установлен равным соответствующему порогу в цилиндрическом калориметре. Для более 80% кристаллов ограничением является 5 МэВ. Дополнительное условие на превышение порога 4σ шума подавляет возникновение ложных кластеров из-за наличия в калориметре каналов с повышенным уровнем шума.

Информация о сработавших кристаллах является базовой при поиске кластеров в калориметре. Формирование кластеров происходит в три этапа. На первом этапе формируются ядра кластеров – энергетичные центры кластеров, которые определяют полное количество кластеров в калориметре. При формировании ядер кластеров используются только кристаллы, прошедшие жесткий отбор. Кроме того, в ядро кластера включаются неисправные каналы для предотвращения расщепления одного истинного кластера на несколько. В дальнейшем, при вычислении параметров кластера считается, что энерговыделение в неисправных каналах равно нулю.

Процесс формирования ядра кластера происходит следующим образом. Ищется кристалл, прошедший жесткий отбор. К нему присоединяются соседние кристаллы, прошедшие жесткий отбор или помеченные как неисправные. Потом процесс поиска продолжается через присоединенные кристаллы. В случае, когда среди всех соседей нет ни прошедших жесткий отбор, ни неисправных кристаллов, формирование первого ядра кластера заканчивается. Таким образом, ядром кластера является обособленная группа соседних кристаллов. Процесс поиска ядер кластеров продолжается до тех пор, пока не останется ни одного прошедшего жесткий отбор кристалла, не отнесенного к какому-либо ядру.

На втором этапе формирования кластеров к найденным ядрам присоединяются соседние кристаллы, прошедшие мягкий отбор, но не прошедшие жесткий. Если такой кристалл является соседним сразу к нескольким кластерам, то он присоединяется к тому кластеру, сумма энерговыделений которого в кристаллах, соседних с анализируемым максимальна. Эта процедура необходима для однозначного присоединения кристаллов к ядрам кластера.

После этого находится количество кристаллов в каждом кластере без учета включенных в него неисправных каналов. Кластеры, состоящие из одного кристалла, выделяются в одиночные кристаллы. Основными источниками возникновения одиночных кристаллов являются спонтанная генерация внутри вакуумных фототриодов сигналов, во много раз превышающих шумы [98], и попадание калориметр мягких γ-квантов, в основном фоновых. Среднее количество одиночных кристаллов в событии составляет 1.3, а характерное энерговыделение в них меньше 20 МэВ. Распределения по количеству одиночных кристаллов и энерговыделению в них приведены на рис. 58 и рис. 59 соответственно. Информация об одиночных кристаллах используется при глобальной реконструкции события в детекторе только, если в них попадает трек заряженной частицы или происходит совместная обработка информации с торцевого и цилиндрического калориметров на их стыке [65]. Использование отдельных кристаллов как кластеров привело бы к неоправданному увеличению комбинаторного фона.

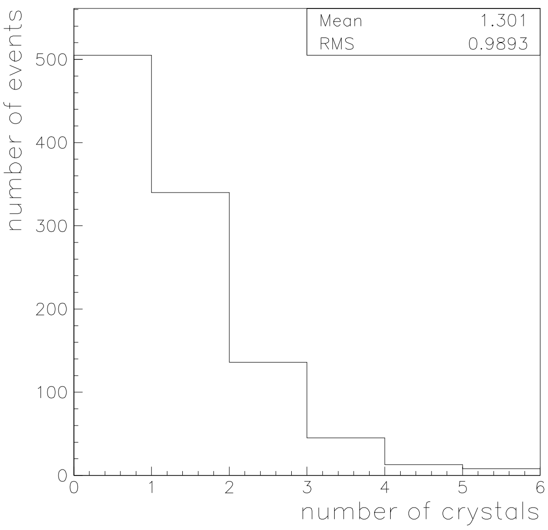


Рис. 58: Распределение по количеству одиночных кристаллов в событии.

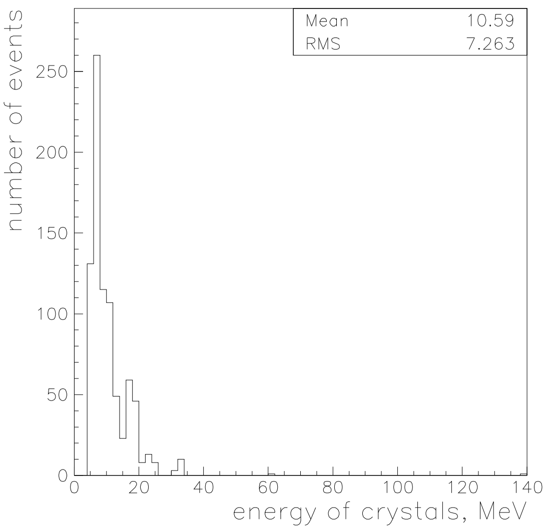
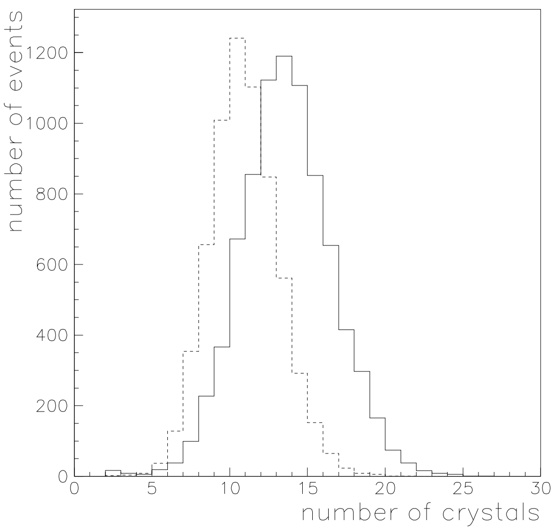


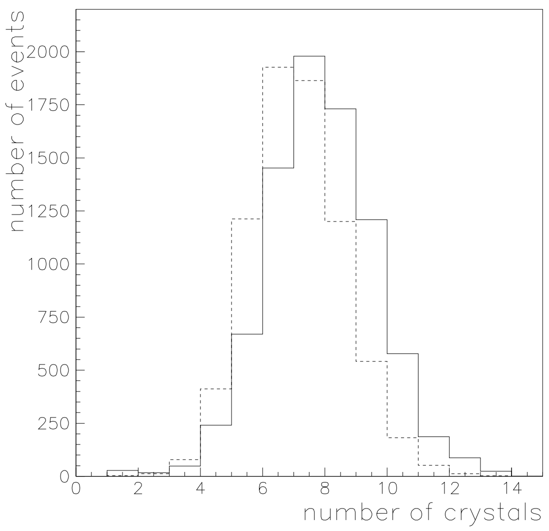
Рис. 59: Спектр энерговыделений в одиночных кристаллах.

На третьем этапе происходит присоединение к кластерам одиночных кристаллов и кристаллов, прошедших мягкий отбор, но не прошедших жесткий. Присоединение происходит, если центры таких кристаллов находятся на расстоянии от центров кластеров меньшем, чем заданное. Необходимость данного присоединения обусловлена тем, что при моделировании прохождения γ-квантов через калориметр, обнаружилось много кристаллов, которые не являются соседними к кластеру, но произведены ливнем падающего γ-кванта. Радиус присоединения был выбран из моделирования. Он зависит от энергии и равен 3.8 см при $E<30$ МэВ, 7.8 см при $E>200$ МэВ и аппроксимирован плавной кривой в промежутке. При увеличении радиуса присоединения кристаллов растет доля собранной в кластер энергии, однако вместе с тем растет и количество включенных в кластер шумовых срабатываний. Поэтому, при высоких энергиях, когда размеры ливня большие, а вклад шумов в разрешение мал, выгодно увеличивать радиус присоединения кристаллов к кластеру. При низких энергиях наоборот, размер ливня меньше, а вклад шумов выше, и радиус присоединения надо уменьшать. Необходимо отметить, что изменение радиуса присоединения кристаллов к кластеру не влияет на эффективность реконструкции многочастичных событий, так как количество кластеров задается количеством найденных ядер. На этом формирование кластеров заканчивается. Срабатывания кристаллов, не вошедших в кластеры, или одиночные кристаллы, считаются шумовыми и в дальнейшем не рассматриваются.

На рис. 60 приведены распределения по количеству кристаллов в кластере и его ядре из моделирования и эксперимента. Несколько большее количество сработавших кристаллов в реальных событиях, чем в моделировании, связано с наличием у вакуумных фототриодов более широкого, чем гауссово, распределения шумов в больших амплитудах. В моделировании же заложен гауссов спектр шумов.



(а) во всем кластере



(б) в ядре кластера

Рис. 60: Распределение по количеству кристаллов в кластере. Сплошная линия – эксперимент, пунктирная – моделирование.

В работе [114] подробно исследованы разные способы формирования кластеров. Авторами показано, что алгоритм, близкий к описанному, обеспечивает лучше энергетическое разрешение, чем использование фиксированного размера кластера (например, 3×3 кристалла). В этой же работе продемонстрирована возможность улучшения разрешения при низких энерговыделениях и значительном уровне электронных шумов за счет уменьшения размера кластера с уменьшением энерговыделения в нем. Авторами цитируемой работы было использовано ограничение по количеству включенных в кластер кристаллов.

5.1.2 Эффективность алгоритма обработки информации.

Полученная из моделирования эффективность регистрации γ-кванта в зависимости от его энергии приведена на рис. 61. Вероятность не зарегистрировать γ-квант меньше 1% при энергии γ-кванта больше 20 МэВ. Для γ-квантов с энергиями 20 МэВ, 30 МэВ и 50 МэВ эффективность дать кластер составляет 55%, 75% и 92% соответственно. Для сравнения, в цилиндрическом калориметре определенные так же из моделирования эффективности нахождения кластеров при энергиях γ-квантов 30 МэВ и 50 МэВ составляют 80% и 95% [64]. Таким образом, оба калориметра детектора имеют близкие эффективности.

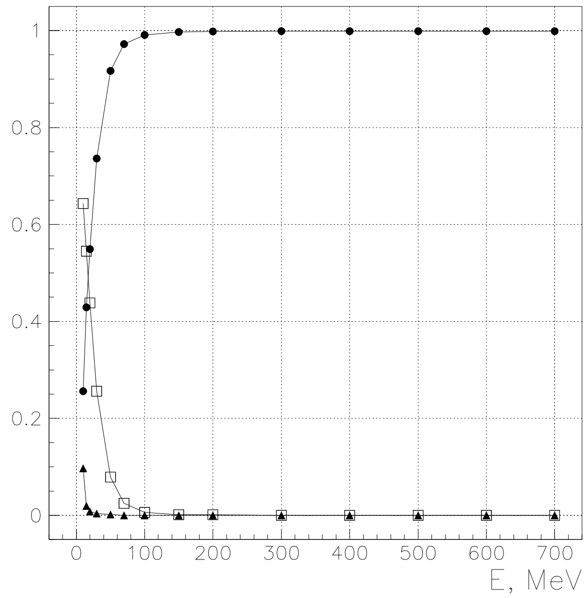


Рис. 61: Определенные из моделирования вероятности восстановить кластер (черные круги) и одиночный кристалл (пустые квадраты) в зависимости от энергии γ-кванта. Черными треугольниками показана вероятность не дать отклика в калориметре.

Ограничение размера кластера приводит к эффекту расщепления кластеров, то есть одна попавшая в калориметр частица дает два кластера. На рис. 62 приведена полученная из моделирования вероятность расщепления кластеров в зависимости от энергии падающего γ-кванта. Вторичный кластер имеет, как правило, небольшую энергию (рис. 63а). Как видно из рис. 63б, даже объединение всего торца калориметра в один кластер не гарантирует отсутствия расщепления кластеров, из-за рассеяния назад вторичные кластеры возникают даже в противоположном торце.

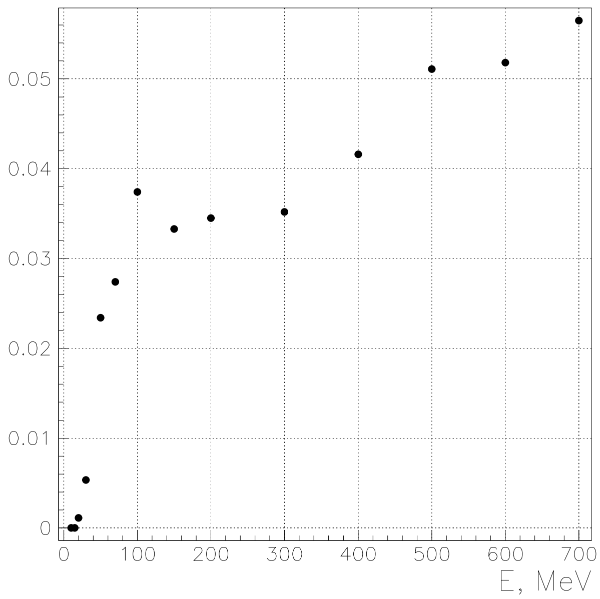
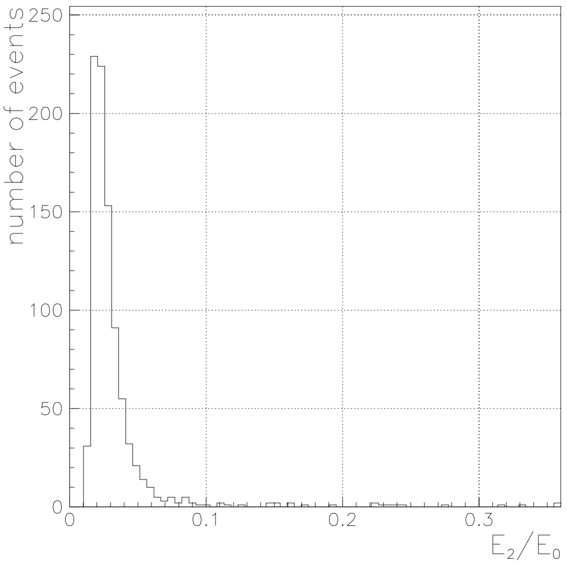
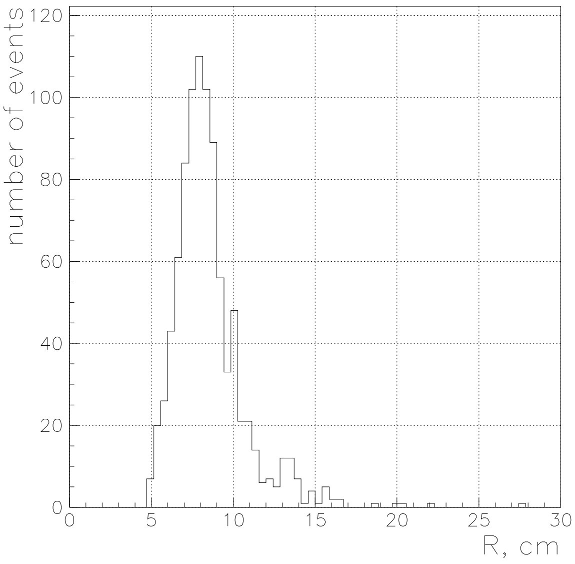


Рис. 62: Определенная из моделирования вероятность восстановить два кластера при попадании в калориметр одного γ-кванта в зависимости от его энергии.

Увеличение размера кластера приведет к уменьшению расщепления, но одновременно приведет к увеличению вероятности сливания кластеров во многочастичных событиях. Поэтому было принято решение не увеличивать размера кластеров, а при конечной обработке событий с небольшим количеством частиц производить при необходимости слияние близких кластеров.



(а) доля энергии во вторичном кластере



(б) расстояние между центрами кластеров

Рис. 63: Определенные из моделирования параметры вторичных кластеров при попадании в калориметр γ-кванта с энергией 500 МэВ.

Средняя выделенная в калориметре энергия меньше энергии падающей ливнеобразующей частицы из-за выхода части частиц ливня из калориметра. Этот эффект называется продольными утечками ливня. Ограничение размера кластера приводит к потере части энерговыделения. Этот эффект называется поперечными утечками ливня. Как видно из рис. 64, поперечные утечки существенно меньше продольных и с этой точки зрения так же нет необходимости увеличивать размер кластера.

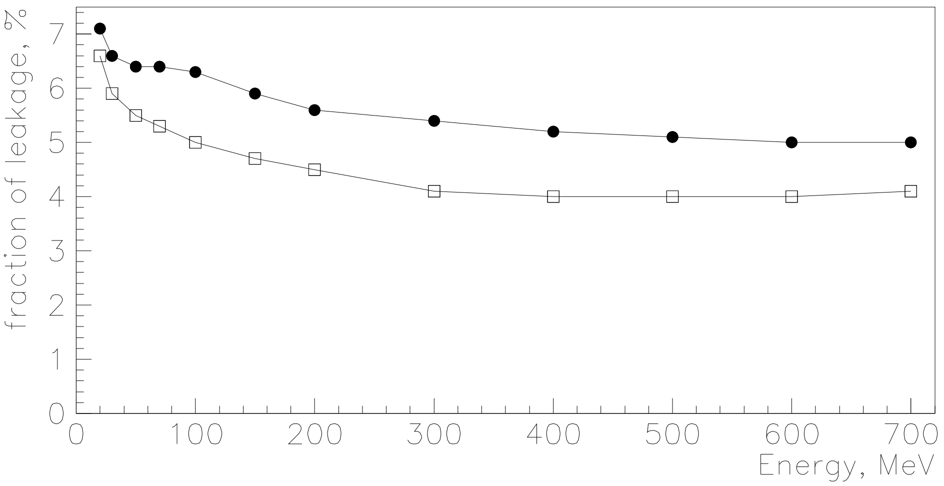


Рис. 64: Зависимость относительных величин продольной (пустые квадраты) и суммарной утечек (темные круги) ливня от энергии γ-кванта.

Суммируя вышеизложенное, можно сделать вывод, что предложенный алгоритм восстановления информации в торцевом калориметре удовлетворяет поставленной задаче.

5.1.3 Структура программы обработки информации.

Программа восстановления событий в детекторе КМД-2 CMD2OFF структурно состоит из трех частей: CMDINI, CMDRUN и CMDEND. Каждая из них производит общие для всех систем операции и вызывает специфичные для каждой системы подпрограммы. Часть структуры программы CMD2OFF, касающаяся обработки информации с торцевого калориметра, приведена на рис. 65.

Подпрограмма CMDINI вызывается по началу захода. Ее задачами является чтение калибровок, инициализация переменных, создание гистограмм и так далее. Для обработки информации с торцевого калориметра на этом этапе вызыва-

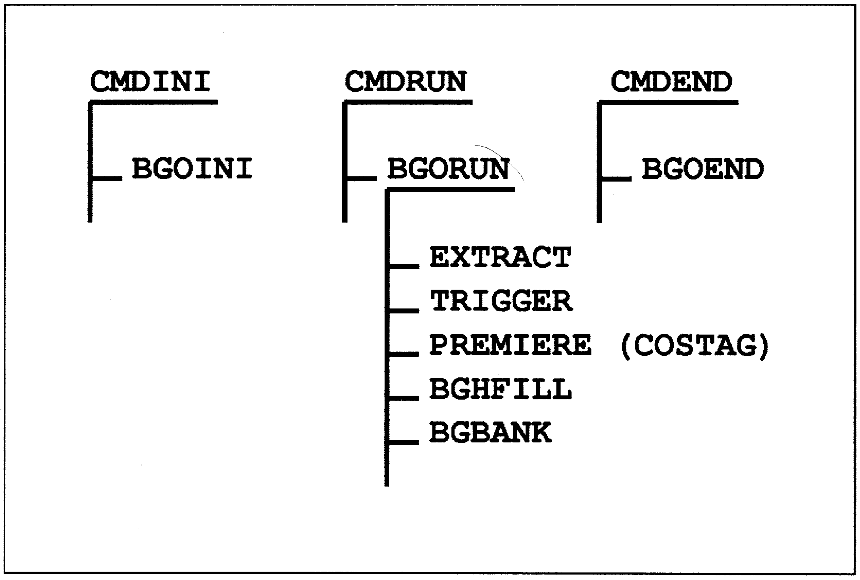


Рис. 65: Схема работы подпрограмм обработки торцевого калориметра в программе реконструкции CMD2OFF.

ется подпрограмма BGOINI. Она создает гистограммы для оперативного контроля за качеством обработки информации, читает из базы данных координаты центров кристаллов и относящиеся к данному заходу калибровки. На основе калибровок создается карта расположения неисправных каналов и находится для каждого канала коэффициент преобразования выделенной энергии из кодов АЦП в мегаэлектронвольты по формуле 5.1:

$$c_i[\text{МэВ/канал}] = \frac{e[\text{МэВ}]}{cos_i[\text{канал}]}, \tag{5.1}$$

где:

c_i – коэффициент преобразования для i-го кристалла,

e – полученное из моделирования наиболее вероятное энерговыделение космической частицы в кристалле,

cos_i – положение пика энерговыделения космических частиц в i-ом кристалле.

Так как калибровка по космическим частицам производится реже электронной, так что считанные данные этих калибровок могут различаться по времени. Поэтому необходимо подправить коэффициенты преобразования для учета возможного изменения коэффициента усиления. Для этого сравниваются даты калибровок. Если электронная калибровка новее космической, то считывается электронная калибровка, соответствующая по времени калибровке по космическим частицам, и вычисляются новые коэффициенты преобразования по формуле 5.2:

$$c_{new} = c_{old}\frac{e_{new}}{e_{old}}, \tag{5.2}$$

где:

e_{old} и e_{new} – электронные калибровки, соответствующие калибровке по космическим частицам и обрабатываемому заходу,

c_{old} и c_{new} – старые и новые коэффициенты преобразования.

На этапе обработки каждого события вызывается подпрограмма CMDRUN. Для обработки информации в торцевом калориметре из нее последовательно вызываются несколько подпрограмм. Опишем их функции в порядке вызовов.

Подпрограмма EXRTACT распаковывает информацию о событие, создает карты кристаллов, прошедших мягкий и жесткие отборы, и вычисляет энерговыделения в каждом канале по формуле 5.3:

$$E_i[\text{МэВ}] = (a_i[\text{канал}] + p_i[\text{канал}]) \times c_i[\text{МэВ/канал}], \tag{5.3}$$

где:

E_i – энерговыделение в i-ом кристалле,

a_i – считанный код АЦП для i-го кристалла,

p_i – пьедестал АЦП для i-го кристалла,

c_i – коэффициент преобразования для i-го кристалла.

Подпрограмма TRIGGER имитирует работу триггера калориметра.

Подпрограмма PREMIERE реализует описанный выше алгоритм поиска кластеров. В ней же вычисляются параметры найденных кластеров. Основными параметрами являются энергия и координаты кластера, количество кристаллов в кластере. Энергия кластера вычисляется простым суммированием по энерговыделениям всех кристаллов по формуле 5.4, а координаты кластера вычисляются методом центра тяжести по формулам 5.5 и 5.6:

$$E_{\text{кл}} = \sum_{i=1}^{n} E_i, \tag{5.4}$$

$$X_{кл} = \frac{1}{E_{\text{кл}}}\sum_{i=1}^{n} E_i X_i, \tag{5.5}$$

$$Y_{кл} = \frac{1}{E_{\text{кл}}}\sum_{i=1}^{n} E_i Y_i, \tag{5.6}$$

где:

$E_{\text{кл}}$ – выделившаяся в кластере энергия,

$X_{\text{кл}}$ и $Y_{\text{кл}}$ – координаты центра тяжести кластера,

n – количество кристаллов в кластере,

E_i – выделившаяся в кристалле энергия,

X_i и Y_i – координаты центра i-го кристалла.

Для удобства использования информации вычисляются координаты в сферической системе координат по формулам 5.7 и 5.8:

$$\theta = \operatorname{arctg}\frac{\sqrt{X^2+Y^2}}{Z}, \tag{5.7}$$

$$\varphi = \arccos\frac{X}{\sqrt{X^2+Y^2}}\ \textit{при}\ Y > 0, \tag{5.8}$$

$$\varphi = 2\pi - \arccos\frac{X}{\sqrt{X^2+Y^2}}\ \textit{при}\ Y < 0,$$

где:

θ – полярный угол,

ϕ – азимутальный угол,

X и Y – координаты кластера,

Z – Z-координата расположения кристаллов калориметра, которая равна 24.7 см.

Метод определения координат кластера более подробно рассмотрен в следующем разделе.

Следующие параметры - большой и малый моменты кластера и угол между осью большого момента и направлением на ось пучков служат для описания размера, формы и ориентации кластера. Проведем аналогию с динамикой твердого тела. Представим кластер телом, состоящим из квадратов, склеенных друг к другу. Масса каждого квадрата пропорциональна отношению выделившейся в кристалле энергии к полной энергии кластера, а их расположение на плоскости такое же, как и проекции калориметра. Получится плоское тело, которое имеет две оси вращения. При этом одна отвечает максимальному моменту инерции, а другая – минимальному. Для такого тела можно сосчитать величины главных моментов инерции и угол главной оси в местной системе координат по формулам физики твердого тела. Корень квадратный из получившихся моментов инерции будет размерности длины, и его суть будет заключаться в продольном размере кластера относительно направления главных осей. Таким образом форму кластера можно описать эллипсом, главными осями которого будут эти величины. Для повышения точности моменты кластеров рассчитываются только по их ядрам. Детальное вычисление моментов кластеров приведено в [123]. Минимальноионизирующая частица оставляет в калориметре след в виде цепочки сработавших кристаллов, а электромагнитный ливень вызывает срабатывание компактной группы кристаллов. Поэтому отношение моментов кластера позволяет эффективно разделять эти типы событий. Более детально это будет рассмотрено далее. Кроме того, угол между осью большого момента и направлением на ось пучков дает возможность отделять космические частицы от летящих из пучка минимальноионизирующих частиц.

Для каждого кластера находится параметр расположения. Он отражает три ситуации: расположение кластера относительно внутреннего края, расположение кластера относительно внешнего края и расположение относительно плохих каналов. Параметр кодируется следующим образом:

$$p = 16 \cdot \mathrm{bad} + 4 \cdot \mathrm{ext} + \mathrm{int}.$$

Здесь int – параметр расположения кластера относительно внутреннего края, ext – параметр расположения относительно внешнего края и bad – относительно плохих каналов в калориметре. Каждый из этих параметров кодируется по следующему принципу. Если записать параметр в двоичном представлении, то он будет представлять из себя два бита. Старший бит будет установлен в единицу, если кристалл с самым большим энерговыделением будет рядом с внешним или внутренним, или же по соседству с плохим кристаллом, в случае с параметром bad, при этом первый бит не взводится. Первый бит будет установлен в единицу, если край калориметра или плохой канал находится вблизи кластера, но не вблизи самого энергетичного кристалла в кластере.

Смысл параметров следующий. Установка битов параметра внешнего края обозначает, что надо объединять информацию с торцевого и цилиндрического калориметра. Установка битов плохих кристаллов предупреждает, что восстановленные параметры кластера могут быть искажены. Установка параметров внутреннего края показывает, что часть энерговыделения может быть потеряна. Кроме того, анализ эксперименальных данных показал, что примерно половина событий имеет фоновый кластер с максимумом энерговыделения в кристалле, соседним с внутренним краем калориметра. Распределение кластеров по расстоянию от пучков приведено на рис. 66. Причиной появления фоновых кластеров является выбывание частиц из пучка. Большая часть фоновых кластеров имеет энерговыделение меньше 50 МэВ (рис. 67). Для уменьшения комбинаторного фона прилегающие к внутрен-

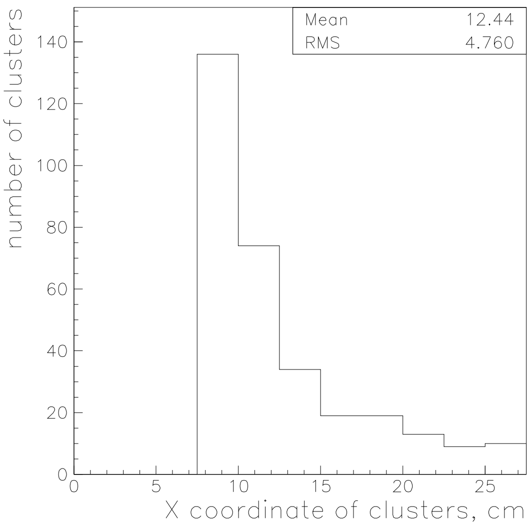


Рис. 66: Распределение кластеров по расстоянию от пучков.

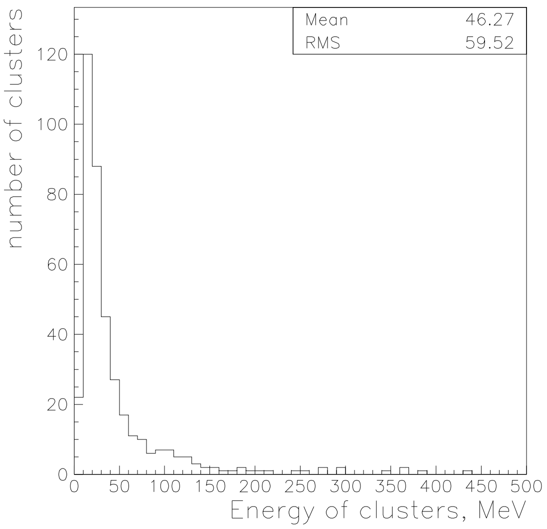


Рис. 67: Спектр энерговыделений кластеров с максимумом в прилегающем к внутреннему краю кристалле.

нему краю калориметра кластеры используются в процедуре полной реконструкции события в детекторе, если они ассоциируются с треком в дрейфовой камере, и не используются при подсчете количества γ-квантов. Необходимо отметить, что в расположенных вблизи пучков калориметрах часто приходится исключать прилегающую к пучку область. Например, в калориметре детектора Crystal Ball кластеры, прилегающие к внутреннему краю калориметра, так же считались фоновыми и исключались из рассмотрения [26].

В конце обработки события происходит заполнение гистограмм в подпрограмме BGHFILL и создание и заполнение банков в подпрограмме BGBANK. Всего создается три разных типа банков: HBGO, содержащий общую информацию о событии, BGCL, который содержит информацию о параметрах кластера и BGAL, содержащий информацию об одиночных каналах. Банк HBGO создается всегда, количество банков BGCL равно количеству найденных в событии кластеров, так что при отсутствии кластеров их может и не быть, а банк BGAL может либо быть, если в событии найдены одиночные кристаллы, или не быть, если одиночных кристаллов не находится. Для удобства использования структура банков совпадает со структурой банков цилиндрического калориметра. В одинаковых позициях расположены или такие же переменные (энергия, координаты кластера) или близкие по смыслу (моменты кластера заносятся в позиции, в которых расположены протяженность кластеров в цилиндрическом калориметре). Полную информацию об содержании банков можно найти в [123].

По окончанию обработки захода вызывается процедура CMDEND. Из нее вызывается подпрограмма BGOEND, где происходит запись на диск накопленных гистограмм.

5.1.4 Измерение координат электромагнитного ливня.

В калориметрии используется несколько методов измерения координат электромагнитного ливня. Основными из них являются методы центра тяжести, максимального правдоподобия, логарифмический, гиперболического синуса и нелинейного взвешивания. Эти методы детально проанализированы в работе [130]. Метод центра тяжести является самым простым и модельно-независимым. Он обеспечивает одно из лучших пространственных разрешений. Однако его существенным недостатком является систематический сдвиг измеренной координаты к центру кристалла относительно истинной точки входа частицы. Остальные методы используют информацию об усредненном профиле электромагнитного ливня и обеспечивают меньший систематический сдвиг измеренной координаты и лучшее разделение перекрывшихся ливней. Однако их применение при низких энергиях ограничено существенными флуктуациями развития ливня относительно среднего и усиленным влиянием шумов на пространственное разрешение. Эти методы нашли широкое применение в калориметрах, работающих на экспериментах с фиксированной мишенью [131,132]. Характерной особенностью этих экспериментов является высокая энергия γ-квантов в области десятков ГэВ и большая вероятность перекрытия электромагнитных ливней. В экспериментах на встречных пучках при регистрации γ-квантов с энергиями от 100 МэВ обычно используется метод центра тяжести с последующей коррекцией систематического сдвига измеренной координаты [27,38,64]. И в цилиндрическом, и в торцевом калориметрах детектора КМД-2, для измерения координат электромагнитных ливней был выбран метод центра тяжести. Необходимо отметить, что в калориметре детектора СНД, работающем в том же диапазоне энергий, используется логарифмический метод восстановления координат. Этот выбор обусловлен в три раза меньшей гранулярностью калориметра детектора СНД по сравнению с калориметром детектора КМД-2 и, следовательно, большими систематическими сдвигами измеренных координат и вероятностями перекрытия электромагнитных ливней. Использование логарифмического метода в калориметре СНД стало возможно благодаря низкому уровню шумов 0.1 МэВ и сферической симметрии калориметра, позволившей использовать простую аппроксимацию профиля ливня [133].

Так как кристаллы торцевого калориметра ориентированы не вдоль направления движения частицы (проективно), а параллельно оси сталкивающихся пучков, то частицы входят в кристаллы под углом их оси. Из-за продольного развития электромагнитного ливня центр тяжести проекции продольного распределения энерговыделения оказывается смещен в среднем дальше от оси пучков. В результате возникает систематический сдвиг измеренного полярного угла относительно истинного. Этот эффект иллюстрируется на рис. 68.

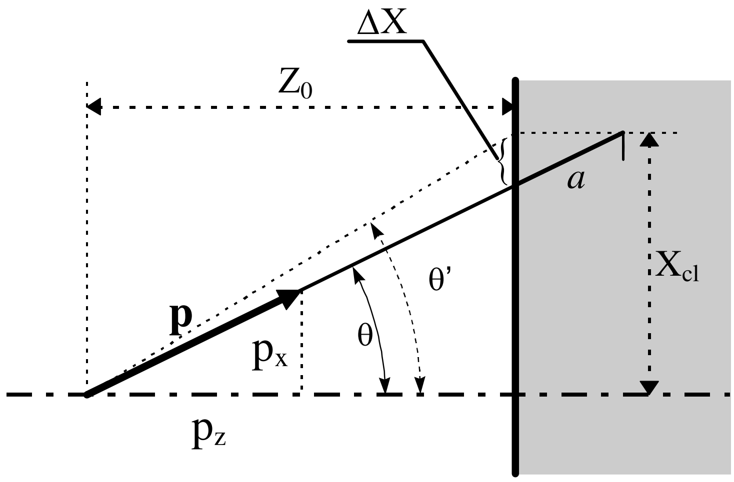


Рис. 68: Систематический сдвиг измеренного полярного угла относительно истинного.

С целью нахождения поправочных функций для коррекций систематических сдвигов измеренных координат было проведено моделирование прохождения

γ-квантов через торцевой калориметр. Оно показало, что внесение поправки на сдвиг измеренной координаты к центру кристалла не улучшает координатного разрешения, а систематический сдвиг измеренного полярного угла превышает ширину распределения. Поэтому было принято решение не вносить при обработке эксперیметальных данных поправки на сдвиг измеренной координаты к центру кристалла и вносить поправку только на систематический сдвиг измеренного полярного угла. Аналогичное решение было принято при восстановлении координат электромагнитных ливней в калориметре детектора CLEO-2. Кристаллы цилиндрической части калориметра этого детектора имеют проективную геометрию и для них используется поправка на сдвиг измеренной координаты к центру кристалла, а для торцевого калориметра, кристаллы которого расположены вдоль оси пучков, вносится только поправка на систематический сдвиг измеренного полярного угла [27]. Более того, было показано, что даже при проективной геометрии кристаллов, поправка на сдвиг измеренной координаты к центру кристалла не дает выигрыша в разрешении при энергии 180 МэВ, при этом она существенно улучшает разрешение при энергии 5 ГэВ [114].

Рассмотрим выбранный метод коррекции систематического сдвига измеренного полярного угла от истинного [134]. При обсуждении будут использоваться обозначения с рис. 68. Для определения величины сдвига находилась средняя глубина центра ливня в зависимости от энергии γ-кванта (параметр a). Для этого моделировались γ-кванты с энергиями 50-700 МэВ, распределенные по координате точки входа в калориметр -15 см$< X_i <$15 см, 10.25 см$< Y_i <$11.75 см. Эти границы выбирались так, чтобы перекрыть всю чувствительную область калориметра по оси X и размер одного кристалла по оси Y. Для каждого события определялись X_{cl}, Y_{cl} и $\Delta X = X_{cl} - Z_0 p_x/p_z$, затем строилась зависимость величины ΔX как функция величины $p_x/\sqrt{p_x^2+p_y^2+p_z^2}$. Это должна быть линейная зависимость с коэффициентом, равным a – средней глубине центра ливня. Полученные графики для энергии 50 МэВ и 500 МэВ приведены на рис. 69.

Значения a, полученные линейной подгонкой графиков на рис. 69, приведены в таблице 6. Зависимость от энергии хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью: a[см]=$(1.048 \pm 0.013)\ln(E) - (0.22 \pm 0.08)$ (рис. 70). Для электронов было получено значение a[см]=$(1.115 \pm 0.016)\ln(E) - (1.82 \pm 0.09)$.

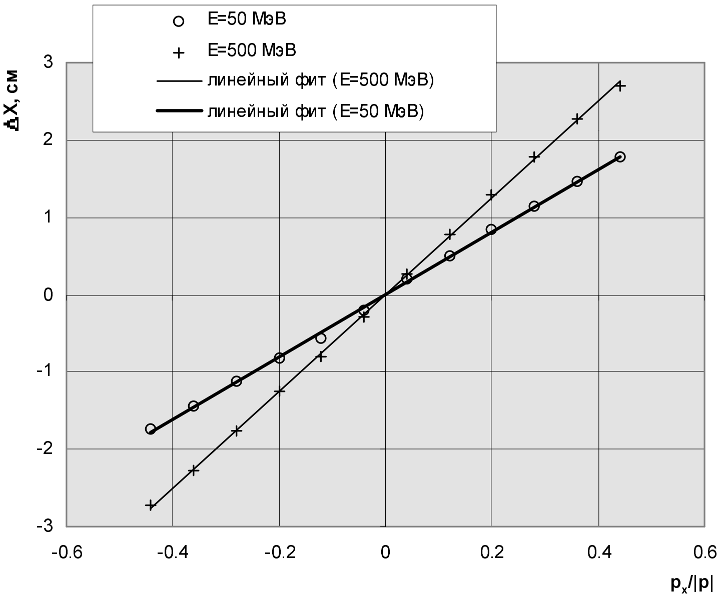


Рис. 69: Определение глубины ливня для γ-квантов.

Таблица 6: Зависимость глубины ливня от энергии γ-кванта.

Энергия γ-квантов E, МэВ	lnE	a, см	σ_a, см
50	3.912	3.98	0.04
100	4.605	4.51	0.03
200	5.298	5.37	0.03
500	6.215	6.30	0.03
700	6.551	6.65	0.02

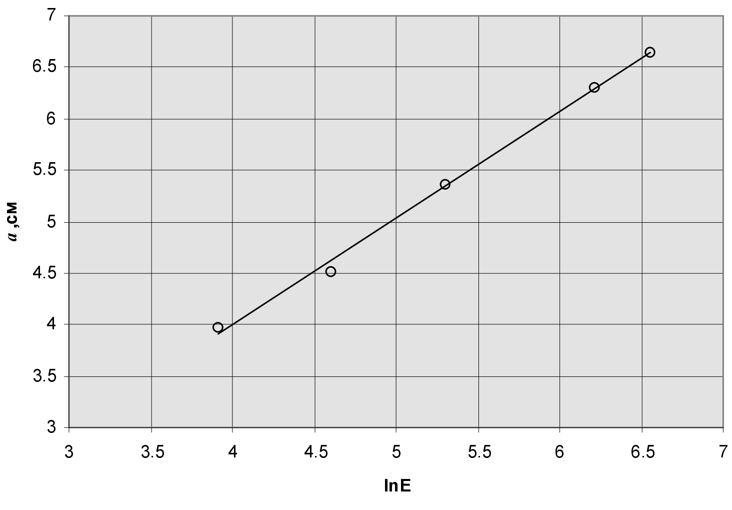


Рис. 70: Зависимость глубины ливня от энергии γ-кванта.

Результаты моделирования согласуются с данными Particle Data Group [33] и моделированием профилей развития электромагнитных ливней в кристаллах BGO. Эффект коррекции систематического сдвига измеренного полярного угла демонстрируется на рис. 71.

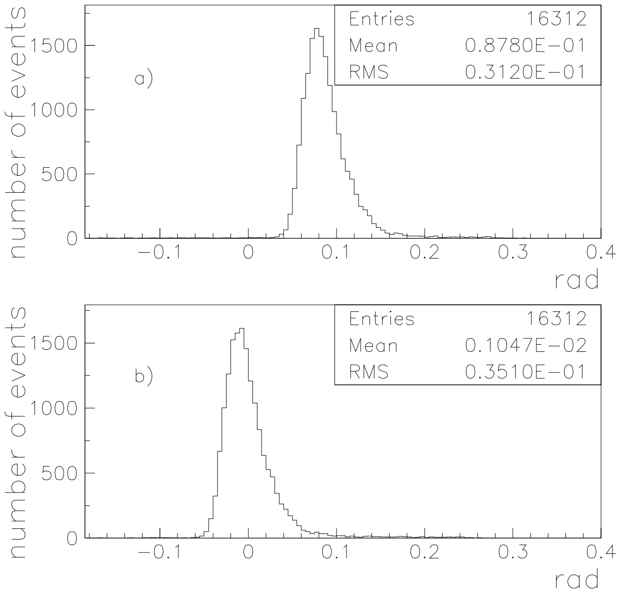


Рис. 71: Распределение событий по разнице между истинным и измеренным полярными углами до коррекции a) и после b) (данные моделирования).

Для экспериментальной проверки результатов моделирования было проведено сравнение значений полярных углов вылета частиц в процессе упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$, определённых по торцевому калориметру и по дрейфовой камере. Как видно из рис. 72, средняя разница между восстановленными в торцевом калориметре и дрейфовой камере полярными углами составила несколько миллирадиан, что на порядок меньше разрешения.

5.2 Энергетическое и координатное разрешение

Для определения энергетического и координатного разрешения торцевого калориметра выбирались попавшие в него события упругого рассеяния $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ и события двухквантовой аннигиляции $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to 2\gamma$ в диапазоне энергий пучков от 180 до 685 МэВ. Полученные результаты сравнивались с данными моделирования.

При обработке событий и проведении моделирования учитывались измеренные

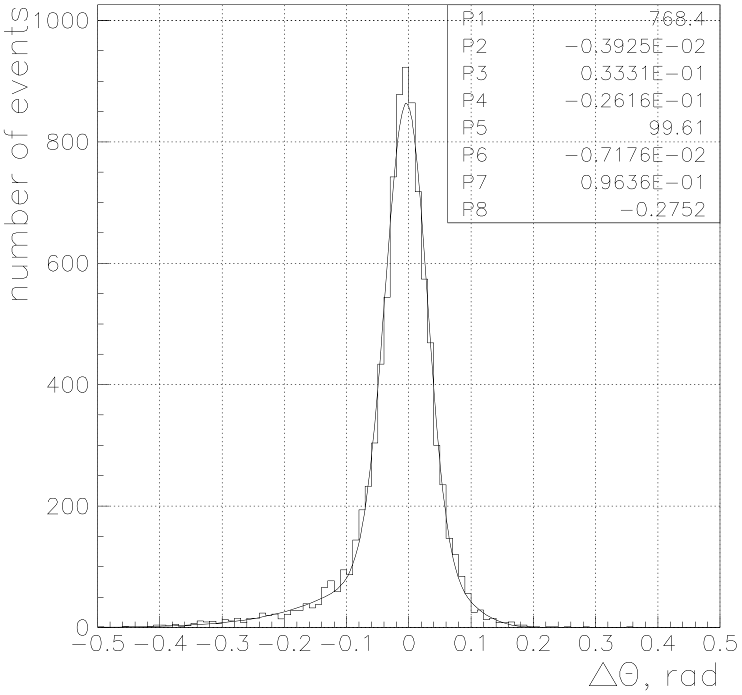


Рис. 72: Распределение событий процесса $e^+e^- \to e^+e^-$ по разнице между полярными углами частиц, восстановленными в торцевом калориметре и дрейфовой камере. Подгоночная кривая – сумма двух распределений логарифмического гаусса (см. формулу 5.9). Значение параметров подгонки: P1,P5 – высота, P2,P6 – положение максимума, P3,P7 – деленная на 2.36 ширина на полувысоте, P4,P8 – асимметрия для обоих распределений соответственно.

по коллинеарным событиям на большие углы координаты положения пучков и их размеры. При проведении моделирования учитывались все известные параметры калориметра, которые влияют на разрешение.

Разрешение торцевого калориметра определяется в основном флуктуациями утечек ливня, неоднородностью светосбора кристаллов, неточностью калибровки, нестабильностью электроники и температуры, а при низких энергиях к этим эффектам добавляется вклад шумов электроники. Все эти вклады в разрешение учитывались при проведении моделирования.

Утечки ливня учитываются при полном моделировании прохождения частиц через вещество. Неоднородность светосбора кристаллов учитывалась в моделировании в линейном приближении, так как при тестировании кристаллов было показано, что данное приближение хорошо описывает зависимость светосбора от координаты точки энерговыделения вдоль кристалла. Для всех кристаллов задавалась одинаковая неоднородность световыхода, равная средней измеренной при тестировании. Разброс неоднородности светосбора от кристалла к кристаллу описывался в моделировании как шумы, пропорциональные выделенной энергии. Таким же образом описывались вклады неточности калибровки и нестабильностей. Шумы электроники задавались одинаковыми для всех каналов. Соответствующие вклады оценивались по результатам калибровок и тестирования компонент калориметра.

5.2.1 Отбор событий.

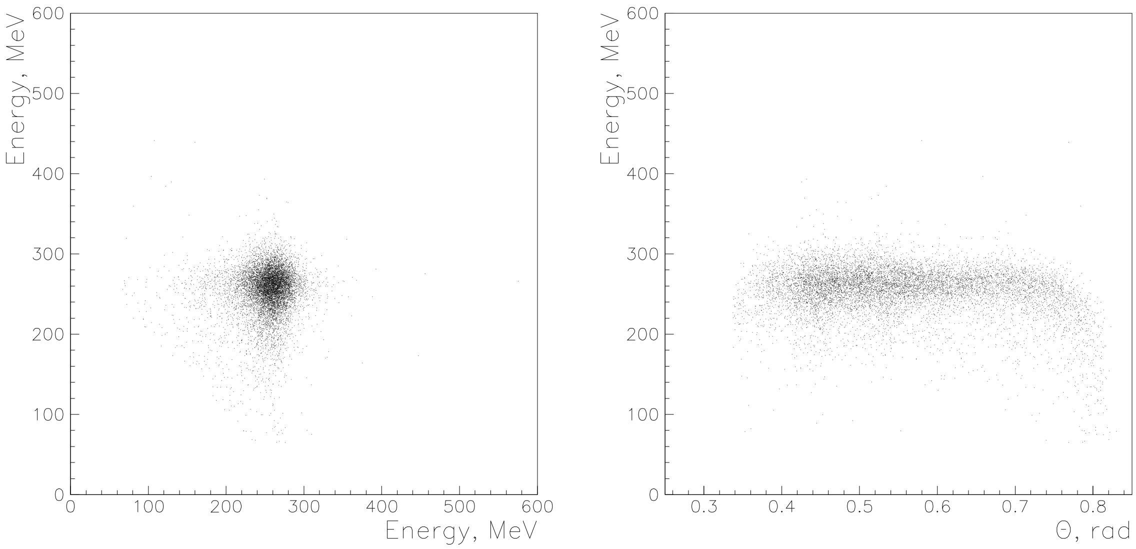
Отбор событий производился на основе информации только с торцевого калориметра. Использовались следующие условия отбора (в скобках приведены численные значения для энергии пучков 500 МэВ):

- в каждом торце есть кластер с энергией больше 0.2$\times$ энергию пучков ($>$100 МэВ)
- сумма энергий наиболее энергетичных кластеров каждого торца больше энергии пучка ($>$500 МэВ)
- их расколлинеарность в $r-\phi$ плоскости меньше умноженного на 4 угла поворота электрона в магнитном поле детектора ($<$0.4 радиана)

В дальнейшем рассматривались только отобранные по данным критериям кластеры. На рис. 73 приведены зависимости энерговыделения в кластере второго торца от энерговыделения в кластере первого торца и от полярного угла. На краях калориметра определяющую роль играют утечки ливня из калориметра. Поэтому для изучения параметров калориметра была выбрана его центральная часть, ограниченная полярными углами от 0.5 до 0.7 радиана. Соответствующие распределения для отобранных по полярному углу событий приведены на рис. 74.

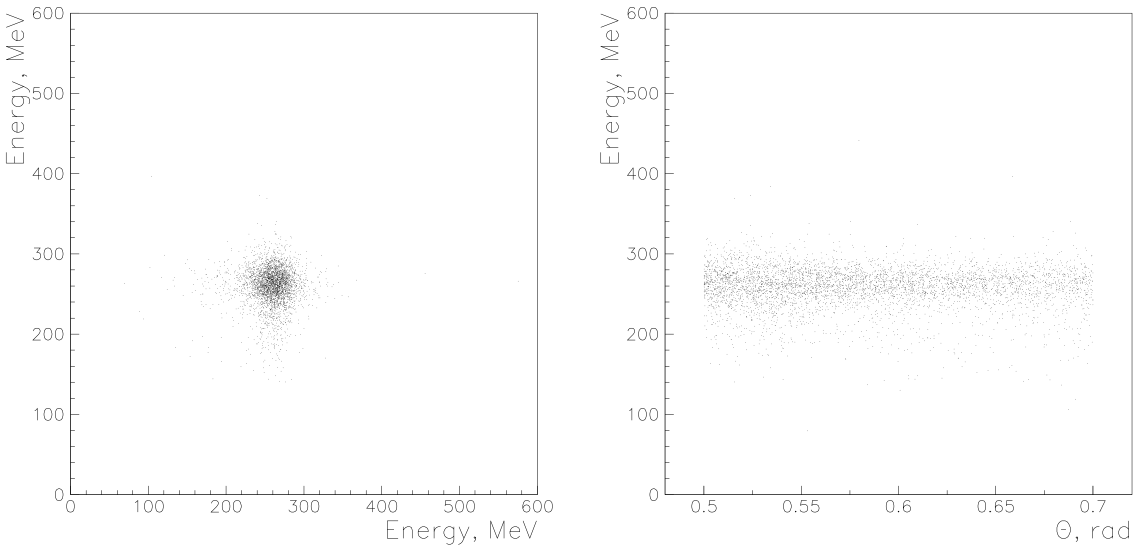
5.2.2 Координатное разрешение.

Для измерения координатного разрешения в r-φ-плоскости строилось распределение событий по азимутальному углу расколлинеарности кластеров



(а) (б)

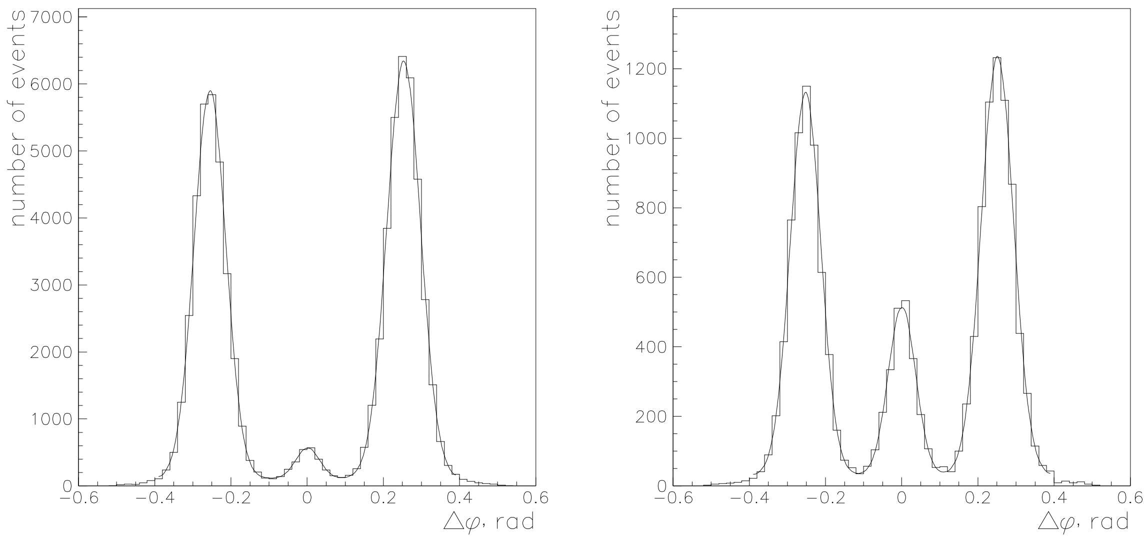
Рис. 73: Зависимости энерговыделения в кластере второго торца от энерговыделения в кластере первого торца (а) и от полярного угла (б).



(а) (б)

Рис. 74: Зависимости энерговыделения в кластере второго торца от энерговыделения в кластере первого торца (а) и от полярного угла (б) в диапазоне полярных углов от 0.5 до 0.7 радиана.

$\Delta_\varphi = \pi - |\varphi_1 - \varphi_2|$, где φ_1 и φ_2 – азимутальные углы кластеров в первом и втором торцах. Распределение для всех отобранных событий приведено рис. 75(а). Смещенные пики соответствуют событиям упругого рассеяния, а несмещенный пик – событиям двухквантовой аннигиляции. Для отбора событий двухквантовой аннигиляции требовалось отсутствие треков в дрейфовой камере. Распределение для бестрековых событий приведено рис. 75(б). Соответствующие событиям упругого рассеяния пики уменьшились примерно в 5 раз, но не исчезли совсем из-за неэффективности восстановления сильно наклонных треков в дрейфовой камере.



(а) все события (б) бестрековые события

Рис. 75: Распределение событий по углу расколлинеарности кластеров. Подгоночная кривая – три гауссовых распределения и постоянная подложка.

Каждый из пиков распределения подгонялся гауссовым распределением. Кроме того, при подгонке распределения добавлялась постоянная подложка. Анализ событий с треками показал, что количество событий в подложке пропорционально количеству событий упругого рассеяния. Сравнение разрешений по азимутальному углу расколлинеарности кластеров при различных энергиях γ-квантов, полученных в эксперименте и рассчитанных в моделировании, приведено в таблице 7. Хорошее согласие между экспериментом и моделированием позволяет использовать последнее для определения координатного разрешения для одиночного γ-кванта.

Изучение зависимости разрешения по азимутальному углу от расстояния до оси пучков показало, что координатное разрешение σ_x остается постоянным, а угло-

Таблица 7: Сравнение разрешений по азимутальному углу расколлинеарности кластеров в зависимости от энергии γ-квантов, полученных в эксперименте и рассчитанных в моделировании.

Энергия γ-квантов	эксперимент	моделирование
180 МэВ	42.06±1.32 мрад	43.00±0.31 мрад
220 МэВ	39.44±1.38 мрад	40.81±0.31 мрад
300 МэВ	37.44±0.77 мрад	38.10±0.29 мрад
395 МэВ	35.71±0.96 мрад	36.18±0.27 мрад
520 МэВ	30.12±1.05 мрад	29.55±0.22 мрад
555 МэВ	28.43±0.74 мрад	28.59±0.21 мрад
590 МэВ	29.17±0.98 мрад	28.85±0.21 мрад
685 МэВ	28.59±1.60 мрад	27.50±0.20 мрад

вое разрешение σ_φ определяется базой R, на которой измеряется угол $\sigma_\varphi = \frac{\sigma_x}{R}$. Зависимость координатного разрешения от энергии γ-кванта приведена Зависимость аппроксимировалась функцией $\sigma_x[mm] = \frac{0.44}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 4.40$ при $E_\gamma < 0.1$ ГэВ и $\sigma_x[mm] = \frac{3.26}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$ при $E_\gamma > 0.1$ ГэВ. на рис. 76.

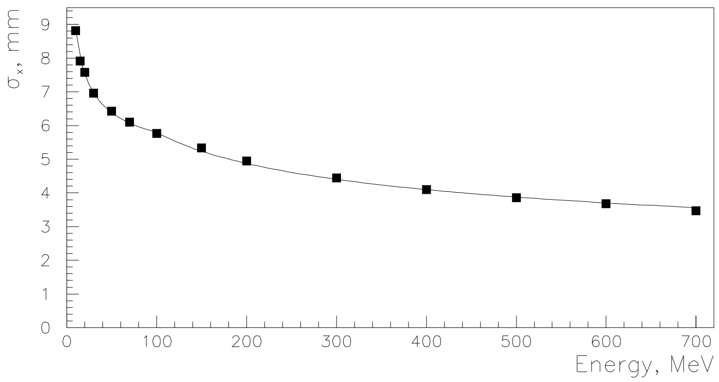


Рис. 76: Зависимость координатного разрешения в $r-\varphi$-плоскости от энергии γ-кванта (моделирование). Аппроксимация функцией $\sigma_x[mm] = \frac{0.44}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 4.40$ при $E_\gamma < 0.1$ ГэВ и $\sigma_x[mm] = \frac{3.26}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$ при $E_\gamma > 0.1$ ГэВ.

Для измерения координатного разрешения в r-z-плоскости строилось распределение событий по полярному углу расколлинеарности кластеров $\Delta_\theta = \pi - \theta_1 - \theta_2$, где θ_1 и θ_2 – полярные углы кластеров в первом и втором торцах. Для отбора событий двухквантовой аннигиляции дополнительно к отсутствию треков в дрейфовой камере на события накладывалось условие на величину азимутальной расколлинеарности. Требовалось, чтобы азимутальная расколлинеарность кластеров была меньше полуширины на полувысоте распределения для событий двухквантовой аннигиляции на данной энергии.

Полученные распределения подгонялся гауссовым распределением. Сравнение разрешений по полярному углу расколлинеарности кластеров при различных энергиях γ-квантов, полученных в эксперименте и рассчитанных в моделировании, приведено в таблице 8. Хорошее согласие между экспериментом и моделированием позволяет использовать последнее для определения координатного разрешения для одиночного γ-кванта.

Таблица 8: Сравнение разрешений по полярному углу расколлинеарности кластеров в зависимости от энергии γ-квантов, полученных в эксперименте и рассчитанных в моделировании.

Энергия γ-квантов	эксперимент	моделирование
180 МэВ	53.4±1.3 мрад	54.9±0.4 мрад
220 МэВ	57.3±1.7 мрад	58.0±0.4 мрад
300 МэВ	62.8±1.2 мрад	60.0±0.4 мрад
395 МэВ	69.9±1.2 мрад	69.9±0.4 мрад
520 МэВ	59.0±1.4 мрад	62.2±0.4 мрад
555 МэВ	58.1±1.0 мрад	59.0±0.4 мрад
590 МэВ	65.6±2.1 мрад	69.4±0.4 мрад
685 МэВ	65.2±2.3 мрад	65.9±0.4 мрад

Изучение зависимости разрешения по полярному углу от расстояния до оси пучков показало, что координатное разрешение σ_r изменяется, а угловое разрешение σ_θ остается примерно постоянным. Этот факт объясняется взаимной компенсацией двух зависимостей. С одной стороны, с ростом полярного угла увеличивается база $R \sim \frac{1}{\cos(\theta)}$, на которой измеряется угол. С другой стороны, вклад флуктуаций продольного развития ливня в угловое разрешение растет $\sim \sin(\theta)$. Поэтому разрешение в r-z-плоскости правильней описывать в терминах углового разрешения. Зависимость углового разрешения по полярному углу от энергии γ-кванта приведена на рис. 77. Зависимость аппроксимировалась функцией $\sigma_\theta[\text{мрад}] = \frac{11.2}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}} + 7.2$.

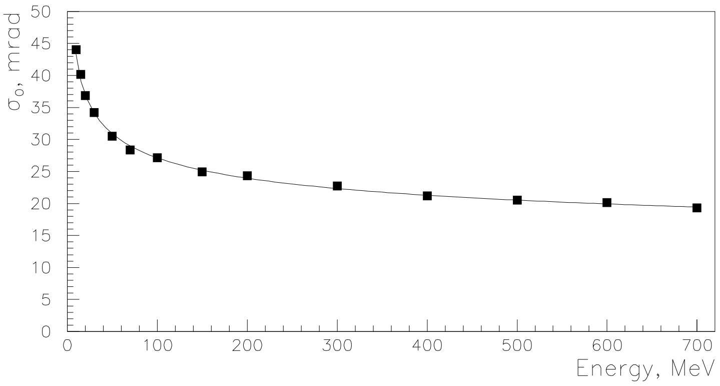


Рис. 77: Зависимость разрешения по полярному углу от энергии γ-кванта (моделирование). Аппроксимация функцией $\sigma_\theta[\text{мрад}] = \frac{11.2}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}} + 7.2$.

Необходимо отметить, что разрешение по полярному углу расколлинеарности для событий двухквантовой аннигиляции определяется продольным размером пучков в накопителе. Для проверки этого факта было проведено моделирование событий двухквантовой аннигиляции с энергией 395 МэВ с нулевым размером пучка, но с точкой вылета, сдвинутой от места встречи на 1σ продольного размера пучка 2.2 см. Сдвиг среднего полярного угла расколлинеарности составил 62 мрад при разрешении в реальных событиях и моделировании 70 мрад. Таким образом, для нейтральных событий угловое разрешение по полярному углу определяется продольным размером пучков. А для событий с двумя и больше заряженными частицами, в которых можно восстановить реальную точку вылета частиц, вклады в угловое разрешение по полярному углу координатного разрешения калориметра и неопределенности точки вылета примерно одинаковы.

5.2.3 Энергетическое разрешение.

Для измерения энергетического разрешения калориметра набирались спектры энерговыделений в кластерах для отобранных событий. Полученные спектры подгонялось распределением логарифмического гаусса (см. формулу 5.9), широко используемым в калориметрии [64,101,128]. Это асимметричное распределение и оно лучше описывает отклик калориметра, чем традиционное гауссово распределение.

$$f(x(E)) = \frac{\mathrm{P4}}{2\pi} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\ln(1+x\cdot \mathrm{P3})}{\mathrm{P3}}\right)^2 + \mathrm{P3}^2\right]\right], \tag{5.9}$$

где x связан с энерговыделением E так

$$x(E) = \frac{\mathrm{sh}(\mathrm{P3}\sqrt{\ln 4})}{\mathrm{P3}\sqrt{\ln 4}} \cdot \frac{E - \mathrm{P1}}{\mathrm{P2}}.$$

Параметры распределения имеют следующий смысл: P1 – максимум функции энерговыделения, P2 – ширина распределения на полувысоте, деленная на 2.36, P3 – асимметрия распределения, а P4 – нормировочный множитель. Параметр P2 использовался в качестве энергетического разрешения калориметра. На рис. 78 приведен пример спектра энерговыделений событий двухквантовой аннигиляции, подогнанный распределением логарифмического гаусса. Формы спектров энерговыделений, полученных в эксперименте и моделировании, хорошо согласуются.

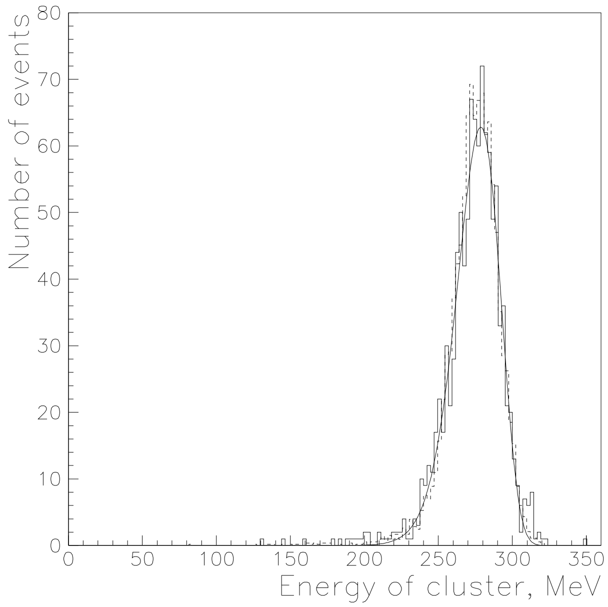


Рис. 78: Спектр энерговыделения событий двухквантовой аннигиляции (сплошная гистограмма), подогнанный распределением логарифмического гаусса. Пунктирная гистограмма - моделирование.

Зависимости энергетического разрешения от энергии для γ-квантов и электронов приведены на рис. 79 и рис. 80 соответсвенно. Для γ-квантов зависимость хорошо аппроксимируется кривой $\sigma_E/E[\%] = \frac{3.2}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 1.4\ln(E[\text{ГэВ}]) + 0.9$, а для электронов кривой $\sigma_E/E[\%] = \frac{4.1}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 1.7\ln(E[\text{ГэВ}])$. Полученные экспериментальные

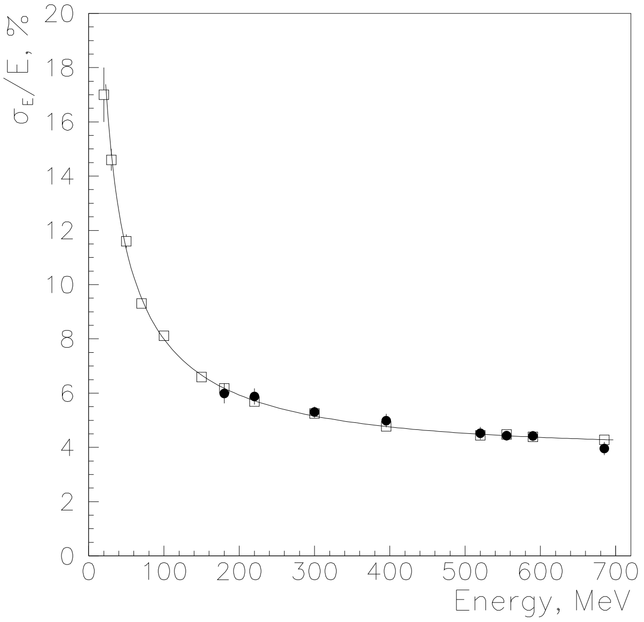


Рис. 79: Энергетическое разрешение для γ-квантов в зависимости от энергии. Темные круги – эксперимент. Светлые квадраты – моделирование. Аппроксимация функцией – $\sigma_E/E[\%]= \frac{3.2}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 1.4\ln(E[\text{ГэВ}]) + 0.9$.

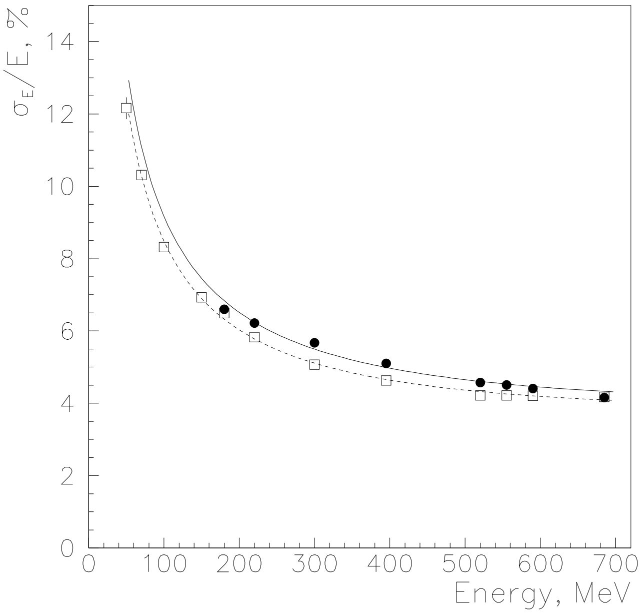


Рис. 80: Энергетическое разрешение для электронов в зависимости от энергии. Темные круги – эксперимент. Светлые квадраты – моделирование. Аппроксимация функциями: эксперимент – $\sigma_E/E[\%]= \frac{4.1}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 1.7\ln(E[\text{ГэВ}])$ (сплошная кривая),моделирование – $\sigma_E/E[\%]= \frac{3.9}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 1.7\ln(E[\text{ГэВ}])$ (пунктирная кривая).

данные хорошо согласуются с результатами моделирования. Энергетическое разрешение для электронов несколько хуже, чем для γ-квантов, по причине более сильного влияния на разрешение вещества перед калориметром и неоднородности световыхода кристаллов.

В таблице 9 приведено сравнение энергетических разрешений торцевого калориметра детектора КМД-2 и калориметра детектора СНД, который имеет такую же толщину 13.5 радиационных длин и работает на том же накопителе. Видно, что торцевой калориметр имеет в среднем лучшее энергетическое разрешение.

Таблица 9: Сравнение энергетических разрешений торцевого калориметра детектора КМД-2 и калориметра детектора СНД.

Частица, энергия	σ_E/E КМД-2	σ_E/E СНД
γ-кванты, 180 МэВ	6.0%	6.5%
γ-кванты, 500 МэВ	4.6%	5.0%
электроны, 180 МэВ	6.6%	7.0%
электроны, 500 МэВ	4.7%	4.7%

На рис. 81 приведен спектр инвариантных масс двух γ-квантов, попавших в торцевой калориметр в процессе $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. На нем четко виден пик на массе π^0-мезона. Для увеличения статистики в гистограмме оставлены события, в которых один или даже оба γ-кванта попали на края калориметра. Небольшой сдвиг восстановленной массы π^0-мезона связан с неучтенной асимметрией спектров энерговыделения в калориметре.

5.3 Калибровка по записанным на магнитные ленты событиям прохождения космических мюонов через торцевой калориметр

Точность калибровки калориметра существенным образом входит в его энергетическое разрешение. Как было описано в предыдущей главе, калибровка кало-

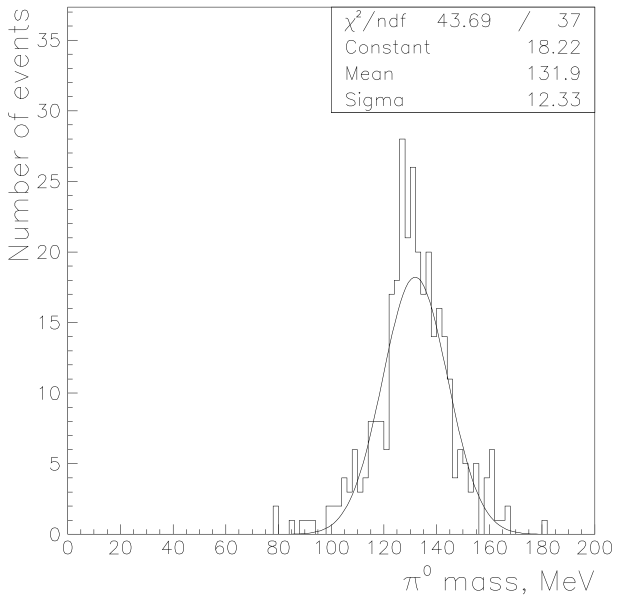


Рис. 81: Разрешение по массе π^0-мезона в процессе $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

риметра по событиям прохождения космических мюонов производится раз в несколько недель в промежутках между набором статистики. Она обладает рядом недостатков. Во-первых, она не привязана к заходам. Во-вторых, статистика ограничена доступным для калибровки временем. В-третьих, периодичность ее недостаточна для отслеживания изменения параметров калориметра, главным образом, изменения световыхода кристаллов в следствие изменения температуры калориметра (рис. 57). Более того, во время проведения калибровки накопитель как правило выключен и температурный режим отличается от рабочего. Для улучшения точности калибровки калориметра было решено проводить калибровку по записанным на магнитные ленты событиям прохождения космических мюонов через торцевой калориметр.

События прохождения космических мюонов через калориметр вызывают срабатывания триггера цилиндрического калориметра с частотой около 2 Гц. Часть этих событий проходит через торцевой калориметр. Характерная частота запусков детектора составляет 50–70 Гц. Поэтому необходимо обеспечить подавление фоновых событий в несколько тысяч раз. Основным типом фоновых событий являются электромагнитные ливни от выбывших из накопителя частиц. Поэтому для подавления фона использовалось различие в топологии событий попадания в калориметр ливнеобразующих и минимальноионизирующих частиц.

Минимальноионизирующая частица оставляет в калориметре след в виде цепочки сработавших кристаллов, а электромагнитный ливень вызывает срабатывание компактной группы кристаллов. Поэтому отношение моментов кластера для ливнеобразующей частицы стремится к 1, а в случае минимальноионизирующей частицы оно много больше 1.

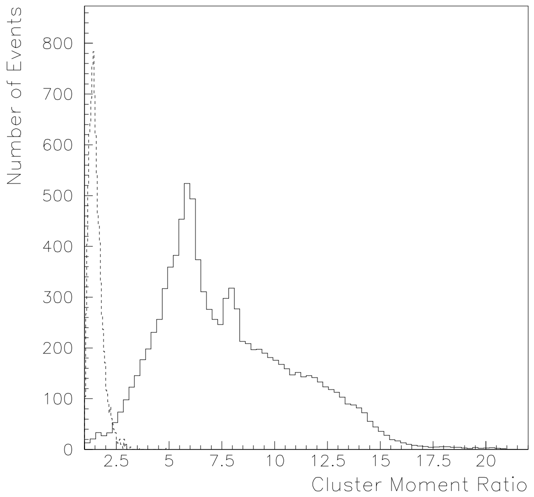
Другим критерием отбора, основанным на разной топологии событий, является количество соседних сработавших кристаллов. Для минимальноионизирующей частицы оно стремится к двум, а в случае электромагнитного ливня данный параметр равен восьми для центрального кристалла и меньше для периферийных.

При прохождении минимальноионизирующей частицы через калориметр энерговыделение в кристаллах примерно одинаково, в то время как в электромагнитном ливне большая часть энергии выделяется в нескольких центральных кристаллах. На этом факторе основаны следующие критерии отбора. Для кластера вычисляется дисперсия энерговыделений в кристаллах и средние энерговыделения в них. В случае прохождения через калориметр минимальноионизирующей частицы они определяются распределением Ландау и существенно меньше, чем для ливнеобразующих частиц.

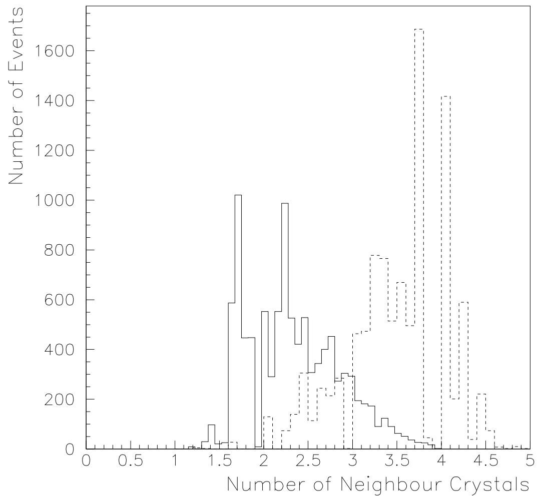
Для выбора критериев отбора были обработаны события упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$ и события прохождения космических частиц через торцевой калориметр из заходов, записанных с запуском детектора от космических частиц. Как видно из рис. 82, распределения по описаным выше параметрам существенно различаются для этих классов событий. Это позволяет эффективно выделять события события прохождения космических частиц через торцевой калориметр из общего потока данных.

Были выбраны следующие критерии отбора:

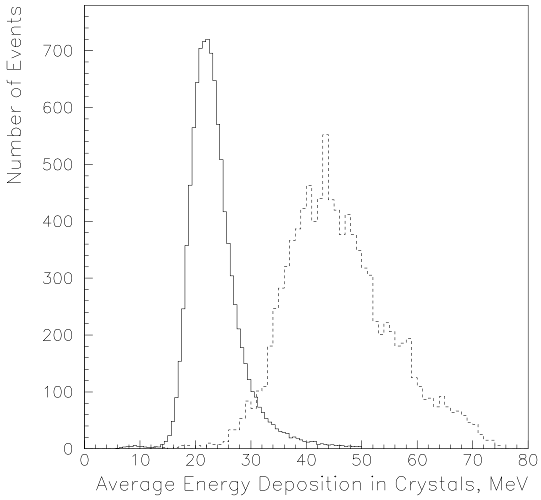
- отношение главных моментов ≥ 3
- количество соседних сработавших кристаллов ≤ 3
- среднее энерговыделение в кристаллах ≤ 30 МэВ,
- дисперсия энерговыделения в кристаллах ≤ 20 МэВ
- количество кристаллов в кластере $n \geq 5$



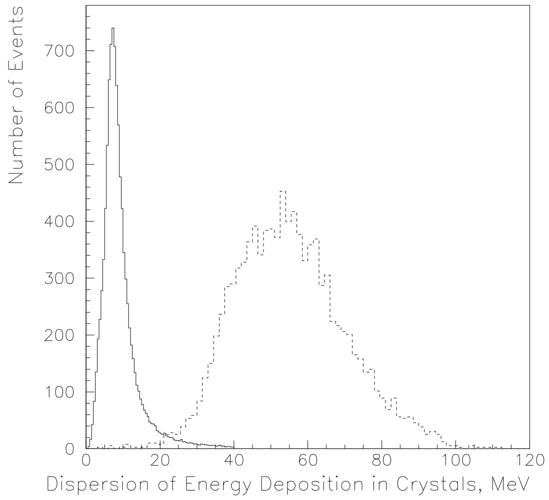
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 82: Распределения событий прохождения космических частиц (сплошная линия) и электронов с энергией 395 МэВ (пунктирная линия) по отношению моментов кластера (а), количеству соседних сработавших кристаллов (б), среднему энерговыделению в кристаллах (в) и его дисперсии (г).

Дополнительное требование срабатывания более 4 кристаллов введено для улучшения точности калибровки.

Обработка заходов, записанных с запуском детектора от событий прохождения космических частиц через калориметр, показала, что при выбранных критериях отбора событий отбраковывается примерно 30% событий. В основном отбраковываются события, в которых космические частицы проходят под большим углом к вертикали. В этом типе событий пройденный космическими частицами по кристаллам путь и, следовательно, энерговыделение в них, сильно различается от кристалла к кристаллу. Поэтому они мало пригодны для проведения калибровки. Анализ стандартных заходов показал, что примесь фоновых событий составляет после отборов около 1.5% и не влияет на результаты калибровки.

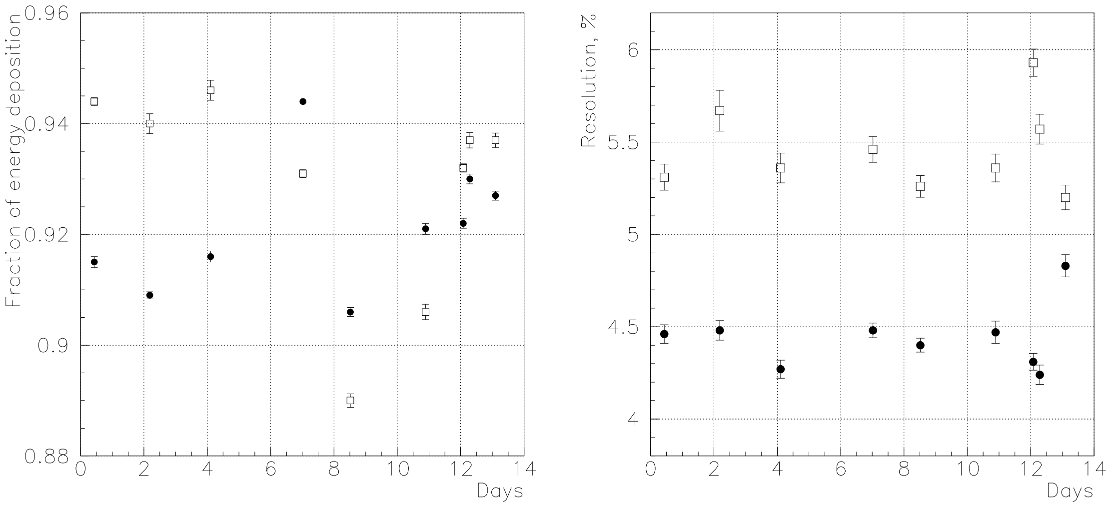
Как видно из рис. 2, калориметр имеет отверстие в центре, где располагается компенсирующий соленоид. Вследствие этого космическая частица, прошедшая близко к центру калориметра, вызовет образование двух кластеров. Для предотвращения данного эффекта используется процедура слияния кластеров, касающихся внутреннего края калориметра. По углу поворота главных осей прошедшего отбор кластера дальнейшая траектория космической частицы экстраполируется прямой линией. Расположенный на расстоянии не больше 2.5 см, что равно размеру одного кристалла, от проведенной траектории кластер присоединяется к космическому и пересчитываются параметры такого объединенного кластера.

На заключительной стадии все кристаллы выделенных для калибровки кластеров проходят процедуру отбора, аналогичную описанной в предыдущей главе. По энерговыделениям прошедших через эту процедуру кристаллов производится заполнение гистограмм. Гистограммы затем подгоняются стандартной программой автоподгонки и с поправленными коэффициентами космической калибровки происходит собственно обработка событий.

Для ускорения процесса обработки, предварительный отбор событий для калибровки калориметра реализован на уровне третичного триггера детектора. Оставшиеся после предварительного отбора 6% событий обрабатываются программой CMD2OFF с той разницей, что вместо вызова подпрограммы обработки кластеров вызывается подпрограмма COSTAG (рис. 65), в которой и производятся все необходимые отборы и заполнение гистограмм.

Для обеспечения точности калибровочных констант 1% необходимо использовать статистику, набранную за 2 суток. Характерное время набора одного захода 5 часов. Поэтому заходы объединялись в группы по следующим принципам. Заходы разбивались на группы относящиеся к одной электронной калибровке, которые проводятся раз в неделю. Затем для каждой группы анализировались показания температурных датчиков. Если в течении данной недели температура была стабильна, то дальнейшего разбиения не производилось. Если же наблюдалось изменение температуры, то группа дополнительно разделялась на заходы, соответствующие примерно одинаковой температуре.

На рис. 83 приведено сравнение нормированного на энергию пучков среднего измеренного энерговыделения в калориметре и энергетического разрешения для событий процесса упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$ для части заходов сеанса набора статистики при сканировании ϕ-мезона в 1996 году, обработанных с калибровочными константами, полученными из калибровки между заходами и из калибровки по записанным на магнитные ленты событиям. Для сравнения из диапазонов между электронными калибровками выбирались 3 захода: в начале, середине и конце.



(а) среднее энерговыделение (б) энергетическое разрешение

Рис. 83: Сравнение результатов обработки событий процесса упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$ с использованием данных калибровки по записанным на магнитные ленты событиям (темные круги) и калибровки между заходами (пустые квадраты).

Среднее нормированное энерговыделение при использовании данных калибровки между заходами составило E/E_0=0.929 при дисперсии распределения 0.018, а с использованием данных калибровки по записанным на магнитные ленты событиям 0.921 при дисперсии распределения 0.011. Таким образом, дисперсия распределения по среднему энерговыделению уменьшилась в 1.6 раза за счет компенсации в среднем изменения температуры калориметра. Уменьшение разброса средних энерговыделений позволяет улучшить энергетическое разрешение по большим группам заходов. Кроме того, использование полученных в результате калибровки по записанным на магнитные ленты событиям калибровочных констант позволяет улучшить энергетическое разрешение в отдельном заходе с σ_E/E=5.46% при дисперсии распределении 0.22% до 4.44% при дисперсии распределения 0.17% за счет их лучшей точности. Точность проводимой между заходами калибровки, оцененная по формуле 5.10, составляет 3.18±0.45%, что согласуется с оценкой, сделанной в предыдущей главе.

$$\sigma_{onlinecal} = \sqrt{(\sigma_E/E)^2_{online} - (\sigma_E/E)^2_{offline}}, \qquad (5.10)$$

где:

$\sigma_{onlinecal}$ – точность проводимой между заходами калибровки,

$(\sigma_E/E)_{online}$ и $(\sigma_E/E)_{offline}$ – энергетические разрешения при использовании калибровочных констант, полученных при калибровках между заходами и по записанным на магнитные ленты событиям соответственно.

Глава 6
Заключение

Данная диссертация посвящена разработке и изготовлению торцевого калориметра детектора КМД-2, его запуску, эксплуатации, созданию алгоритмов обработки полученной с него информации. Получены следующие основные результаты:

1. Разработан и создан компактный торцевой калориметр детектора КМД-2 на основе кристаллов BGO с использованием вакуумных фототриодов, работающий в магнитном поле 1Т. Набранный с торцевым калориметром интеграл светимости составляет 22.5 пбн$^{-1}$. Использование торцевого калориметра позволяет значительно увеличить эффективность регистрации многочастичных процессов, например, $\phi \to \eta\prime\gamma, \eta\prime \to \pi^+\pi^-\eta, \eta \to \gamma\gamma$ примерно в 2 раза, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \pi^0 \to \gamma\gamma$ более, чем в 3 раза.

2. Совместно с Институтом Неорганической Химии СО РАН разработана технология выращивания кристаллов BGO, было налажено их производство на Красноярском заводе цветных металлов и Опытном заводе СО РАН. В настоящее время торцевой калориметр детектора КМД-2 является единственной в России крупной установкой на основе кристаллов BGO.

3. Достигнутые характеристики кристаллов, вакуумных фототриодов и электронного тракта позволили получить энергетический эквивалент шумов 0.9 МэВ, что не уступает лучшему в настоящее время калориметру, построенном на основе кристаллов BGO с использованием фотоприемников с низким коэффициентом усиления, детектора L3.

4. Созданы методики проверки кристаллов, вакуумных фототриодов и блоков электроники. Все компоненты торцевого калориметра были проверены перед установкой в детектор.

5. Разработаны методики контроля и калибровки электронного тракта, оперативной калибровки калориметра по космическим частицам и создано соответствующее программное обеспечение.

6. Создана процедура калибровки торцевого калориметра по событиям прохождения космических частиц, записанным на магнитные ленты.

7. Разработаны программы реконструкции кластеров и восстановления энергии и углов вылета частиц по информации в торцевом калориметре.
   Получены для γ-квантов: координатное разрешение в r-φ-плоскости $\sigma_x[mm] = \frac{0.44}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 4.40$ при $E_\gamma < 0.1$ ГэВ и $\sigma_x[mm] = \frac{3.26}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$ при $E_\gamma > 0.1$ ГэВ, угловое разрешение по полярному углу $\sigma_\theta[\text{мрад}] = \frac{11.2}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}} + 7.2$, энергетическое разрешение $\sigma_E/E[\%] = \frac{3.2}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 1.4\ln(E[\text{ГэВ}]) + 0.9$.
   Энергетическое разрешение для электронов составляет $\sigma_E/E[\%] = \frac{4.1}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} + 1.7\ln(E[\text{ГэВ}])$.

В заключение, я хочу выразить искреннюю благодарность моим научным руководителям Л.М.Баркову и В.П.Смахтину за постоянное внимание и активное участие в этой работе.

Я глубоко признателен Р.Р.Ахметшину, В.М.Борейко, А.В.Брагину, В.Ф.Казанину, И.Б.Логашенко, Э.Э.Мархелю, В.С.Мельникову, В.С.Охапкину, А.А.Рубану, В.И.Свердлову, И.Г.Снопкову, В.М.Титову, В.Е.Федоренко, А.И.Шехтману, Ю.В.Юдину, которые участвовали в работах по созданию и эксплуатации торцевого калориметра, студентам И.В.Башкирову, Л.В.Вайсману, Н.С.Даирбекову, В.В.Левашову, В.В.Щербакову, дипломные работы которых внесли свой вклад в данную работу, Я.В.Васильеву, В.Н.Шлегелю, Р.Г.Юматовой и другим сотрудникам Института неорганической химии СО РАН, которые разработали технологию производства кристаллов BGO, коллективам цехов Красноярского завода цветных металлов и Опытного завода СО РАН, выпустивших кристаллы BGO для торцевого калориметра, $\boxed{\text{П.М.Бесчастнову}}$ и Е.Э.Пяте, разработавшим и изготовившим фотодиоды для торцевого калориметра, а также всем участникам коллаборации КМД-2 и ВЭПП-2М, коллективный труд которых позволил выполнить данную работу. Я хочу поблагодарить дирекцию Института за обеспечение проведения этой работы.

Я благодарен В.М.Аульченко, А.Е.Бондарю, В.Б.Голубеву, А.С.Кузьмину, Л.М.Курдадзе, $\boxed{\text{В.С.Панину}}$, Т.А.Пурлац, Н.И.Рооту, Н.М.Рыскулову, С.И.Середнякову, Е.П.Солодову, А.С.Суханову, Г.В.Федотовичу, Б.И.Хазину, А.Г.Шамову, Б.А.Шварцу, С.И.Эйдельману за многочисленные и полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Г.А.Аксенов, В.М.Аульченко, Л.М.Барков *и др.*, Проект детектора КМД-2., Препринт ИЯФ **85-118**, Новосибирск, 1985.

[2] E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko,…,D.N.Grigoriev *et al.*, General Purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at the VEPP-2M Collider., ICFA Instrumentation Bulletin, 1988, **v.5** p.18.

[3] S.I.Redin., Preparation and first result of BNL experiment E821 ”A New Precision Measurement of the Muon (g-2) Value”., A Dissertation in Candidacy for the Degree of Doctor of Philosophy, Yale University, 1999.

[4] J.E.Augustin, J.C.Bizot, J.Buon *et al.*, Study of the ϕ-meson production with the Orsay electron-positron colliding beams., Phys. Lett., 1968, **v.28B**, p.517.

[5] J.C.Bizot, J.Buon, Y.Chatelus *et al.*, Study of the ϕ-meson by e^+e^- annihilation into charged K-mesons and tests of Vector Dominance Model., Phys. Lett., 1970, **v.32B**, p.416.

[6] G.Cosme, B.Jen-Marie, S.Julian *et al.*, $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $\pi\pi\gamma$ production by e^+e^- annihilation in the ϕ energy range with the Orsay storage ring., Phys. Lett., 1974, **v.48B**, p.155.

[7] V.E.Balakin, G.I.Budker, E.V.Pakhtusova *et al.*, Investigation of the ϕ-meson resonance by electron-positron colliding beams., Phys.Lett., 1971, **v.34B**, p.328.

[8] V.E.Balakin, A.D.Bukin, E.V.Pakhtusova *et al.*, Evidence for electron-positron pair elektroproduction., Phys.Lett., 1971, **v.34B**, p.663.

[9] G.Parrour, G.Cosme, A.Courau *et al.*, Evidence for an interference effect between ω and ϕ resonances in $\pi^+\pi^-\pi^0$ production with the Orsay colliding-beam ring., Phys.Lett., 1976, **v.63B**, p.357.

[10] A.Cordier, B. Delcourt, P. Eschstruth *et al.*, Cross-section of the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ for center-of-mass energies from 750-MeV to 1100-MeV., Nucl.Phys., 1980, **v.B172**, p.13.

[11] А.Д.Букин, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков *и др.*, ϕ-мезон: прецизионные измерения массы, наблюдение $\omega - \phi$-интерференции., Ядерная Физика., 1978, **т.27**, с.516.

[12] Л.М.Курдадзе, М.Ю.Лельчук, Е.В.Пахтусова *и др.*, Исследование реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ при 2E до 1.4 ГэВ., Письма в ЖЭТФ, 1986, **т.43**, с.497.

[13] Л.М.Барков, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев *и др.*, Прецизионное измерение массы нейтрального каона., Ядерная физика., 1987, **т.46**, с.1088.

[14] Л.М.Барков, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев *и др.*, Изучение реакций множественного рождения пионов на накопителе ВЭПП-2М с помощью Криогенного Магнитного Детектора., Ядерная физика., 1988, **т.47**, с.393.

[15] 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., 1991, **v.202**, p.99.

[16] В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, П.М.Бесчастнов *и др.*, СНД — Сферический Нейтральный Детектор для ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ **87-36**, Новосибирск, 1987.

[17] R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov,...,D.N.Grigoriev *et al.*, Measurement of Φ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider., Phys. Lett., 1995, **v.B364**, p.199.

[18] R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov,...,D.N.Grigoriev *et al.*, Study of K_SK_L coupled decays and K_L-Be interactions with CMD-2 detector at VEPP-2M collider., Phys. Lett., 1997, **v.B398**, p.423.

[19] R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin,...,D.N.Grigoriev *et al.*, First observations of the decay $\phi \to \eta\prime\gamma$., Phys. Lett., 1997, **v.B415**, p.445.

[20] R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov,...,D.N.Grigoriev *et al.*, Study of dynamics $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ decay with CMD-2 detector., Phys. Lett., 1998, **v.B434**, p.426.

[21] R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov,...,D.N.Grigoriev *et al.*, Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M., Препринт ИЯФ **99-11**, Новосибирск, 1999.

[22] Т.А.Пурлац, частное сообщение.

[23] Н.И.Роот, частное сообщение.

[24] M.Antonelli, G.Barbellini, S.Bertolucci *et al.*, The electromagnetic calorimeter of the KLOE experiment at DAΦNE., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.511.

[25] M.Akrawy, G.T.J.Arnison, J.R.Batley *et al.*, Development studies for the OPAL end cap electromagnetic calorimeter using vacuum photo triode instrumented leadglass., Nucl.Instrum. and Meth., 1990, **v.A290**, p.76.

[26] R.Nerst, D.Antreasyan, D.Aschman *et al.*, Observation of Three P States in the Radiative Decay of Υ(2S)., Phys. Rev. Lett., 1985, **v.54**, p.2195.

[27] Y.Kubota, J.K.Nelson, D.Perticone *et al.*, The CLEO-II Detector. Nucl.Instrum. and Meth., 1992, **v.A320**, p.66.

[28] E. Aker, C.Amsler, I.Augustin *et al.*, The Crystal Barrel Detector at LEAR., Nucl.Instrum. and Meth., 1992, **v.A321**, p.69.

[29] H. Calen, S.Carius, K.Fransson *et al.*, Detector setup for a storage ring with an internal target., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.57.

[30] The BELLE Collaboration, A study of CP Violation inB-meson Decays, Technical Design Report, KEK Report 95-1, April 1995.

[31] The BABAR Collaboration, BABAR Technical Design Report, SLAC-R-95-457, March 1995.

[32] V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, A.E.Bondar *et al.*, CsI calorimeters for KEDR and CMD-2 detectors., Proceeding of the 5th International conference on Instrumentation for colliding beam physics., INP, Novosibirsk, 1990, p.318.

[33] R.M.Barnett, C.D.Carone, D.E.Groom *et al.*, Review of Particle Physics. Particle Data Group., Phys. Rev., 1996, **v.D54**, p.1.

[34] M.J.Weber and R.R.Monchamp., Luminescence of $Bi_4Ge_3O_{12}$: Spectral and decay properties., J. Appl. Phys., **v.44**, No.12, 1973.

[35] J.Iwahori, T.Kamitani, M.Kobayashi *et al.*, Performance BGO calorimeter below 1.6 GeV., Nucl.Instrum. and Meth., 1986, **v.A248**, p.309.

[36] P.M.Tuts., The CUSB-2 BGO calorimeter., Nucl.Instrum. and Meth., 1988, **v.A265**, p.243.

[37] R.Sumner., The L3 BGO electromagnetic calorimeter., Nucl.Instrum. and Meth., 1988, **v.A265**, p.252.

[38] Y.Kariotakis., The L3 electromagnetic calorimeter., **LAPP-EXP-95-02**, 1995.

[39] F.S.Porter., A BGO Ball for the Stanford Linear Collider., Proceeding of the International Workshop on Bismuth Germanate, Princeton University, NJ, USA, November, 1982, p.634.

[40] П.А.Горичев, М.А.Кубанцев, В.Г.Уралов и В.И.Шекелян., Расчет характеристик сферического электромагнитного калориметра на основе 2880 кристаллов ортогерманата висмута., Препринт ИТЭФ **106-88**, Москва, 1988.

[41] G.Loh., A BGO Shell Upgrage for an Existing Calorimeter at Stanford., Proceeding of the International Workshop on Bismuth Germanate, Princeton University, NJ, USA, November, 1982, p.665.

[42] F.Pauss., Some projects for BGO calorimeters in high energy physics., Proceeding of the International Workshop on Bismuth Germanate, Princeton University, NJ, USA, November, 1982, p.672.

[43] Г.М.Тумайкин., Электрон-позитронный накопитель с высокой светимостью ВЭПП-2М., Труды 10-й международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1977, **т.1**, с.443.

[44] В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич *и др.*, Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП., Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.

[45] Рабочие материалы, Накопительное кольцо БЭП., Препринт ИЯФ **83-98**, Новосибирск, 1983.

[46] E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.*, A coordinate system of the CMD-2 detector., Nucl.Instrum. and Meth., 1989, **v.A283**, p.752.

[47] L.M.Barkov, V.S.Okhapkin, S.G.Pivovarov *et al.*, The magnetic system of the CMD-2 detector., Proc. 5th International conference on Instrumentation for colliding beam physics., INP, Novosibirsk, 1990, p.480.

[48] D.N.Grigoriev, R.R.Akhmetshin, P.M.Beschastnov *et al.*, Performance of the BGO endcap calorimeter with phototriode readout for the CMD-2 detector., IEEE Trans. Nucl. Sci, 1995, **v.NS-42**, p.505.

[49] V.M.Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.E. Bondar *et al.*, CMD-2 barrel calorimeter., Nucl.Instrum. and Meth., 1993, **v.A336**, p.53.

[50] V.M.Aulchenko, B.I.Khazin, E.P.Solodov and I.G.Snopkov., A Drift Chamber for the CMD-2 detector at VEPP-2M., Nucl.Instrum. and Meth., 1986, **v.A252**, p.299.

[51] В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, В.М.Титов., Информационные платы Т, ТП, Т2А системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-22**, Новосибирск, 1988.

[52] D.V.Cherniak, 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 Viena, Austria, 1998.

[53] E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, V.E.Fedorenko *et al.*, Z chamber and the trigger of the CMD-2 detector., Nucl.Instrum. and Meth., 1992, **v.A323**, p.178.

[54] В.М.Аульченко, Л.А.Леонтьев, Ю.В.Усов., Информационная плата А32 системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-30**, Новосибирск, 1988.

[55] В.М.Аульченко, Г.С.Пискунов, Е.П.Солодов *и др.*, Трековый процессор для КМД-2, Препринт ИЯФ **88-43**, Новосибирск, 1988.

[56] В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, А.Е.Бондарь *и др.*, Электроника калориметра КМД-2. Препринт ИЯФ 92-98, Новосибирск, 1992.

[57] V.M.Aulchenco, S.E.Baru, G.A.Savinov *et al.*, Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experements., Proceedings of the International Simposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, p. 371.

[58] I.Logashenko, A.Shamov., The software of the slow control system for the CMD-2 detector., Proc. Conf. Comp.in High Energy Physics CHEP-95, Sep.18-22, 1995, Rio-de-Janejro, Brasil, p. 864.

[59] И.Б.Логашенко., Система оперативного контроля детектора КМД-2., диссертационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 1995.

[60] С.Е.Бару, Ф.Е.Фалькенштерн, Л.Б.Лазоренко *и др.*, Служебные блоки системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-26**, Новосибирск, 1988.

[61] Блоки выполненные в стандарте КАМАК. Информационный материал. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.

[62] R.Brun and J.Zoll., ZEBRA User Guide, CERN program library entry Q100, CERN, Switzerland.

[63] П.А.Лукин., Восстановление треков заряженных частиц в ДК КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1996.

[64] А.С.Кузьмин., Изучение процесса $e^+e^- \to 3\pi$ в области энергий ϕ мезона с детектором КМД-2., диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1998.

[65] Н.М.Рыскулов., Привязка к треку систем в КМД-2., меморандум КМД-2, 1997.

[66] J.Engler., Perspectives in calorimetry., Nucl.Instrum. and Meth., 1985, **v.A235**, p.301.

[67] G.Blanar, H.Dietl, E.Lorenz *et al.*, Bismuth Germanate, a novel material for electromagnetic shower detectors., MPI-PAE/Exp.El. 94, September, 1981.

[68] P.M.Beschastnov, V.B.Golubev, E.A.Pyata *et al.*, The results of vacuum phototriodes tests., Nucl. Instr. and Meth., 1994, **v.A342**, p.477.

[69] R.M.Brown, W.M.Evans, G.N.P.Gee *et al.*, An electromagnetic calorimeter for use in a strong magnetic field at LEP based on CEREN 25 leadglass and Vacuum Photo Triodes., IEEE Trans. Nucl. Sci, 1985, **v.NS-32**, p.736.

[70] V.Radeka and S.Rescia., Speed and noise limits in ionization chamber calorimeter., Nucl.Instrum. and Meth., 1988, **v.A265**, p.228.

[71] Р.Н.Краснокутский, Л.Л.Курчанинов, В.В.Тихонов *и др.*, Шумовые характеристики полевого транзистора КП341 при Т= 77К и 300К., Препринт ИФВЭ **88-115**, Серпухов, 1988.

[72] P.F.Manfedi and F.Ragusa., Low noise electronics in elementery particle physics., Nucl.Instrum. and Meth., 1985, **v.A235**, p.345.

[73] M.D.Rousseau, R.M.Brown, P.Jeffreys *et al.*, A single-stage photomultiplier/amplifier combination for use in intense magnetic fields., IEEE Trans. Nucl. Sci, 1983, **v.NS-30**, p.479.

[74] D.E.Groom., Silicon photodiode detection of Bismuth Germanate scintillation light., Nucl. Instr. and Meth., 1984, **v.A219**, p.141.

[75] E.Lorenz., Photodiode Readout and related problems. Proceeding of the International Workshop on Bismuth Germanate, Princeton University, NJ, USA, November, 1982, p.229.

[76] Ya.V.Vasiliev, R.R.Akhmetshin,. . . ,D.N.Grigoriev *et al.*, BGO crystals grown by low thermal gradient Czohralski technique., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.533.

[77] Y.F.Gu., The Present status of the Research and Development of Bismuth Germanate in China., Proceeding of the International Workshop on Bismuth Germanate, Princeton University, NJ, USA, November, 1982, p.96.

[78] M.Ishii, S.Akiyama and H.Ishibashi., Progress in BGO Quality Improvements in Hitachi., Proceeding of the International Workshop on Bismuth Germanate, Princeton University, NJ, USA, November, 1982, p.135.

[79] F.Schmid and C.P.Khattak., Growth of $Bi_4Ge_3O_{12}$ Crystals by the Heat Exchange Method (HEM)., Proceeding of the International Workshop on Bismuth Germanate, Princeton University, NJ, USA, November, 1982, p.114.

[80] P.Lecoq., Evaluation of 25 BGO crystals from laboratory tests., CERN/EP/0232d/L3/PL/tdn, 1983.

[81] Б.В.Шульгин, Т.И.Полупанова, А.В.Кружалов и В.М.Скориков., Ортогерманат висмута., Екатеринбург, 1992.

[82] В.К.Малиновский, О.А.Гудаев, В.А.Гусев и С.И.Деменко., Фотоиндуцированные явления в силленитах., Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990.

[83] L.Yu.Kharchenko, F.A.Kuznetsov, A.A.Pavlyik and Ya.V.Vasiliev., Low Thermal Gradient Technique and Method for Large Oxide Crystals Growth from Melt and Flux., Proceedings of APSAM-92. Shanghai, China, 26-29 April 1992. (Published in Japan 1993).

[84] Д.Н.Григорьев, Разработка элемента торцевого калориметра для детектора КМД-2 на основе германата висмута., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1986.

[85] I.B.Logashenko, R.R.Akhmetshin, D.N.Grigoriev *et al.*, Perfomance of the BGO luminosity monitor of the CMD-2 detector., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.366.

[86] S.K. Sahu, K.C. Peng, H.C.Huang *et al.*, Radiation hardness of undoped BGO crystals., Nucl.Instrum. and Meth., **v.A388**, 1997, p.144.

[87] ОРТОГЕРМАНАТ ВИСМУТА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ, Технические Условия ТУ-0413-30-89,// ПЛАСТИНЫ ИЗ ОРТОГЕРМАНАТ ВИСМУТА, Технические Условия ТУ-0413-44-89

[88] G.Laviron and P.Lecoq., Light collection on large BGO crystals., **CERN/EF 84-3**, CERN, Geneva, Switzerland, 1984.

[89] PHILIPS Data handbook. Electron tubes, Book T9. 1987.

[90] Л.Б.Вайсман., Применение сцинтиллятора BGO в торцевом калориметре для КМД-2 и мониторе светимости., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1990.

[91] J.A.Bakken, G.Bellomi, R.Bizzarri *et al.*, Performance of a prototype BGO calorimeter in an electron beam from 2 to 50 GeV., Nucl.Instrum. and Meth., 1987, **v.A254**, p.535.

[92] P.Checchia, G.Galeazzi, U.Gasparini *et al.*, Study of a lead glass calorimeter with vacuum phototriode read-out., Nucl.Instrum. and Meth., 1986, **v.A248**, p.317.

[93] M.Goyot, B.Ille, P.Lebrun and J.P.Martin., Perfomance of a preamplifier-silicon photodiode readout system associated with large BGO crystal scintillator., Nucl.Instrum. and Meth., 1988, **v.A263**, p.180.

[94] Photomultipliers tubes for high magnetic enviroments., HAMAMATSU technical data sheet No.T-101, Hamamatsu Photonics K.K., 314-5, Shimokanzo, Toyaaka-village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-01 Japan, 1985.

[95] Philips, RTC La Radiotechnique - Compedec. 130, Ave Ledru-Rollin, Paris XIe, France.

[96] П.М.Бесчастнов, А.Н.Перышкин, Е.Э.Пята и Ю.В.Усов., Установка для автоматизированной активировки фотокатодов нескольких фотоумножителей на одном вакуумном посту., Препринт ИЯФ **89-178**, Новосибирск, 1989.

[97] П.М.Бесчастнов., Вакуумные фотоприемники для экспериментов на встречных пучках., диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Новосибирск, 1991.

[98] В.Д.Соболев., Физические основы электронной техники., Москва, Высшая школа, 1979.

[99] В.В.Левашов., Параметры фототриодов торцевого калориметра КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1995.

[100] В.М.Аульченко, Д.К.Весновский, Г.М.Казакевич *и др.*, Зарядочувствительные усилители для сцинтилляционных и полупроводниковых спектрометров., Препринт ИЯФ **84-25**, Новосибирск, 1984.

[101] V.M.Aulchenko, A.E.Bondar, P.Cantoni *et al.*, The test experiment with the prototype of LKr calorimeter at the tagged photon beam., Препринт ИЯФ **95-96**, Новосибирск, 1995.

[102] Yu.V.Yudin, V.M.Aulchenko,. . . ,D.N.Grigoriev *et al.*, Analogue electronics of the endcap calorimeter of the CMD-2 detector., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.528.

[103] Ю.К.Акимов, О.В.Игнатьев, А.И.Калинин и В.Ф.Кушнирук., Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике., Москва, Энергоатомиздат, 1989.

[104] C.Bebek., A cesium iodide calorimeter with photodiode readout for CLEO-2., Nucl.Instrum. and Meth., 1988, **v.A265**, p.258.

[105] А.П.Цитович., Ядерная электроника., Москва, Энергоатомиздат, 1984.

[106] L.B.Levit, W.D.Farr and M.L.Vinceli., The phemenology of low noise charge sensitive amplifiers., Nucl.Instrum. and Meth., 1985, **v.A235**, p.345.

[107] K.Kandiah., High resolution spectrometer for use with nuclear radiation detectors., Nucl.Instrum. and Meth., 1971, **v.95**, p.289.

[108] Н.С.Даирбеков., Выбор оптимального времени формирования для электроники торцевого калориметра КМД-2., дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1994.

[109] Е.Ковальский., Ядерная электроника., Москва, Атомиздат, 1972.

[110] И.Б.Логашенко., Измерение светимости для заходов ϕ-96., Меморандум КМД-2, 1998.

[111] М.Н.Дьяконов, В.И.Карабанов, В.И.Присняков *и др.*, Справочник по электрическим конденсаторам., под общей редакцией Н.И.Четвертакова и В.Ф.Смирнова, Москва, Радио и связь, 1983.

[112] B.Adeva, M.Aguilar-Benitez, H.Akbari *et al.*, The construction of the L3 experiment., Nucl.Instrum. and Meth., 1990, **v.A289**, p.35.

[113] R.R.Akhmetshin, D.N.Grigoriev, V.F.Kazanin *et al.*, Testing and calibration of the BGO endcap calorimeter with phototriode readout for the CMD-2 detector., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.509.

[114] E.Blucher, B.Gittelman, B.K.Heltsley *et al.*, Test of cesium iodide crystals for an electromagnetic calorimeter., Nucl.Instrum. and Meth., 1986, **v.A249**, p.201.

[115] M.N.Achasov, A.D.Bukin, D.A.Bukin *et al.*, Energy calibration of the NaI(Tl) calorimeter of the SND detector using cosmic muons., Nucl.Instrum. and Meth., 1997, **v.A401**, p.179.

[116] I.Ambats, J.Dawson, M.Derrick *et al.*, Cosmic rays test of the ZEUS barrel calorimeter modules., Nucl.Instrum. and Meth., 1992, **v.A320**, p.177.

[117] И.В.Башкиров., Единая база данных калибровок детектора КМД-2., диссертационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 1997.

[118] HEPDB — Database Managment Package. Cern, Geneva, 1993.

[119] B.Borgia, M.Diemoz, S.Morganti, Method to calibrate the light response of a high resolution electromagnetic calorimeter with cosmic rays., Nucl.Instrum. and Meth., 1989, **v.A278**, p.699.

[120] M.N.Achasov, A.D.Bukin, D.A.Bukin *et al.*, Absolut energy calibration of the SND detector calorimeter by cosmic muons., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.505.

[121] J.A.Bakken, L.Barone, J.J.Blaising *et al.*, High energy muons and the calibration of the L3 electromagnetic calorimeter., Nucl.Instrum. and Meth., 1989, **v.A275**, p.81.

[122] Л.Д.Ландау., Собрание трудов., под ред. Е.М.Лифщица, Москва, Наука, 1969.

[123] В.Ф.Казанин., Обработка событий в торцевом калориметре детектора КМД-2., диссертационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 1997.

[124] Э.В.Анашкин, А.Е.Бондарь,...,Д.Н.Григорьев *и др.*, Моделирование детектора КМД-2, Препринт ИЯФ **99-1**, Новосибирск, 1999.

[125] R.Brun., GEANT3. User's guide. CERN DD/EE/84-1, Geneve, 1987.

[126] А.О.Вайсенберг., Мю-мезон., Москва, Наука, 1964.

[127] В.Ф.Казанин., Моделирование торцевого калориметра детектора КМД-2, квалификационная работа на соискание степени бакалавра, НГУ, Новосибирск, 1995.

[128] М.А.Ачасов., Энергетическая калибровка калориметра детектора СНД., диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1998.

[129] В.Н.Иванченко., Нейтральные радиационные распады легких векторных мезонов., диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Новосибирск, 1997.

[130] M.G.Bekishev, V.N.Ivanchenko., A method of electromagntic shower identification and measuring of its position., Nucl.Instrum. and Meth., 1995, **v.A361**, p.138.

[131] А.В.Кулик, А.А.Леднев, С.А.Садовский *и др.*, Определение энергий и координат γ-квантов в годоскопическом черенковском спектрометре ГАМС-2000., Препринт ИФВЭ **85-17**, Серпухов, 1985.

[132] А.Н.Васильев, Ю.А.Матуленко, С.Б.Нурушев и В.Л.Соловьянов., Реконструкция γ-квантов на установке ПРОЗА., Препринт ИФВЭ **82-29**, Серпухов, 1982.

[133] A.V.Bozhenok, V.N.Ivanchenko, Z.K.Silagadze., Transverse energy profile of electromagntic shower., Nucl.Instrum. and Meth., 1996, **v.A379**, p.507.

[134] А.И.Шехтман., Координатное разрешение торцевого калориметра., меморандум КМД-2, 1997.