

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

*На правах рукописи*

АХМЕТШИН РАВЕЛЬ РАВИЛОВИЧ

**ТОРЦЕВОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КАЛОРИМЕТР  
НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ВGO  
ДЛЯ ДЕТЕКТОРА КМД-3**

01.04.01 — приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Григорьев Дмитрий Николаевич

Новосибирск — 2017

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Коллайдер ВЭПП-2000 и детектор КМД-3</b> . . . . .	10
1.1. Коллайдер ВЭПП-2000 . . . . .	10
1.2. Детектор КМД-3 . . . . .	12
1.2.1. Общая конструкция детектора . . . . .	12
1.2.2. Дрейфовая камера . . . . .	13
1.2.3. Z-камера . . . . .	16
1.2.4. Цилиндрический калориметр . . . . .	17
1.2.5. Система время-пролётных счётчиков . . . . .	20
1.2.6. Пробежная система . . . . .	22
<b>Глава 2. Торцевой калориметр детектора КМД-3</b> . . . . .	23
2.1. Общее описание торцевого калориметра . . . . .	23
2.2. Кристаллы BGO . . . . .	26
2.3. Фотодиоды . . . . .	31
2.3.1. Энерговыведение в фотодиодах от прохождения заряженных частиц . . . . .	34
2.4. Электроника . . . . .	41
2.4.1. Зарядочувствительные предусилители . . . . .	44
2.4.2. Усилитель–Формирователь–Оцифровщик УФО-32 . . . . .	46
2.5. Конструкция блоков торцевого калориметра . . . . .	50
2.6. Конструкция торцевого калориметра в целом . . . . .	52
2.7. Система термостабилизации торцевого калориметра . . . . .	54
2.7.1. Обоснование необходимости температурной стабилизации . . . . .	54
2.7.2. Описание конструкции . . . . .	56
2.7.3. Результаты эксплуатации системы термостабилизации . . . . .	61

<b>Глава 3. Проверка блоков торцевого калориметра</b> . . . . .	63
3.1. Электронная калибровка от генератора . . . . .	63
3.2. Калибровка с источником $^{241}\text{Am}$ . . . . .	66
3.3. Калибровка по частицам космического излучения . . . . .	68
3.4. Температурные зависимости параметров блоков . . . . .	70
<b>Глава 4. Калибровка торцевого калориметра</b> . . . . .	73
4.1. Калибровка пьедесталов . . . . .	74
4.2. Электронная калибровка от генератора . . . . .	77
4.3. Калибровка по частицам космического излучения . . . . .	80
<b>Глава 5. Обработка информации с торцевого калориметра</b> . . . . .	88
5.1. Реконструкция событий в торцевом калориметре . . . . .	88
5.2. Поправки к энергии и координатам кластера . . . . .	95
5.2.1. Поправки к энергии кластера . . . . .	95
5.2.2. Поправки к полярному углу кластера . . . . .	101
5.3. Энергетическое и координатное разрешение калориметра . . . . .	105
5.3.1. Отбор событий . . . . .	105
5.3.2. Энергетическое разрешение . . . . .	107
5.3.3. Координатное разрешение . . . . .	108
<b>Заключение</b> . . . . .	115
<b>Приложение А. Модифицированная функция логарифмически нормального распределения</b> . . . . .	117
<b>Список литературы</b> . . . . .	121

## Введение

Данная работа посвящена торцевому электромагнитному калориметру Криогенного Магнитного Детектора КМД-3. Детектор КМД-3 [1, 2, 3] является дальнейшим развитием детектора КМД-2 [4], который успешно работал в Институте ядерной физики (ИЯФ) СО РАН с 1992 по 2000 гг. на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2М [5, 6] в области энергий от 360 до 1400 МэВ в системе центра масс. За этот период на Криогенном Магнитном Детекторе КМД-2 [4] и Сферическом Нейтральном Детекторе СНД [7] набран суммарный интеграл светимости более  $50 \text{ пб}^{-1}$ . Это позволило измерить с высокой точностью сечения аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны, а также массы и ширины векторных мезонов и вероятности редких каналов их распадов.

В то же время, процессы на встречных пучках в области энергий от 1,4 до 2 ГэВ были изучены гораздо хуже. Эти измерения проводились различными экспериментальными группами в Орсе [8] (Франция) и Фраскати [9] (Италия). Суммарный набранный ими интеграл светимости в указанной области энергий составлял около  $6 \text{ пб}^{-1}$ .

С 2010 года в ИЯФ начал работу новый электрон-позитронный ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-2000 [10, 11] с энергией до 2 ГэВ в системе центра масс. В коллайдере ВЭПП-2000 применён принципиально новый метод круглых пучков, в результате чего планируется получить светимость до  $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при энергии 2 ГэВ в системе центра масс.

На коллайдере ВЭПП-2000 работают модернизированный детектор СНД [12] и новый детектор КМД-3.

Описанию комплекса ВЭПП-2000 и детектора КМД-3 посвящена глава 1 данной работы.

В детекторе КМД-3 сохранена общая структура детектора КМД-2. От прежнего детектора использованы его наиболее дорогостоящие элементы — кристаллы германата висмута (BGO) и кристаллы иодида цезия, легированного таллием

либо натрием (далее везде обозначаются CsI). В то же время, все системы детектора подвергнуты значительной модификации или изготовлены заново. Для измерения координат, углов вылета и импульсов заряженных частиц используется цилиндрическая дрейфовая камера, помещённая в продольное магнитное поле. Для определения продольной (вдоль пучков) координаты заряженных частиц и выработки сигнала заряженного триггера используется проволочная Z-камера. Измерение энергии и координат фотонов осуществляется с помощью цилиндрического калориметра на основе жидкого ксенона (LXe) и кристаллов CsI, а также торцевого калориметра на основе кристаллов BGO. Между LXe и CsI калориметрами располагается время-пролётная система на основе сцинтилляционных счётчиков. Для подавления фона от космических частиц и разделения мюонов и адронов служит мюонная система.

Физическая программа детектора приведена в [1, 3, 13]. Ниже перечислены некоторые из физических задач, которые предполагается решить с помощью детектора КМД-3.

– Прецизионные измерения сечений аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, например:

- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ ;
- $e^+e^- \rightarrow 5\pi, 6\pi$ ;
- $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ;
- $e^+e^- \rightarrow K_s K_l$ ;
- $e^+e^- \rightarrow 2K2\pi, 2K3\pi$ .

– Прецизионные измерения относительных вероятностей распадов векторных мезонов, например:

- $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma, \eta'\gamma$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \eta\gamma$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \omega' \rightarrow K\bar{K}, K\bar{K}\pi, K\bar{K}\pi\pi, \rho\pi, \omega\pi\pi, \omega\eta, \pi^0(\eta, \eta')\gamma$ ;
- $e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow K\bar{K}, \pi^+\pi^-, 4\pi, 6\pi, \pi^0(\eta, \eta')\gamma$ .

- Прецизионные измерения масс и ширин  $\rho, \omega, \phi, \rho', \omega'$ .
- Поиск экзотических состояний — глюболов и гибридов.
- Измерение электромагнитных формфакторов нуклонов вблизи порога рождения.

Многие из приведённых процессов имеют два и более гамма-кванта в конечном состоянии. Для лучшей эффективности их регистрации важно иметь телесный угол калориметра максимально близкий к  $4\pi$ . Полный телесный угол, покрываемый всеми калориметрами детектора КМД-3, составляет  $0,94 \times 4\pi$ , а доля торцевого калориметра в нём равна 30%. Поэтому торцевой калориметр позволяет существенно улучшить параметры детектора.

Общее описание торцевого калориметра дано в главе 2. В ней описаны кристаллы BGO, фотодиоды, электроника, конструкция калориметра в целом и система его температурной стабилизации.

Торцевой калориметр состоит из двух одинаковых торцов по 340 кристаллов в каждом. Он расположен в боковых частях детектора между дрейфовой камерой и торцевым железом ярма магнита. Калориметр позволяет регистрировать заряженные частицы и фотоны с полярными углами вылета от 16 до 49 и от 131 до 164 градусов, что составляет телесный угол  $0,3 \times 4\pi$  стерadian. Кристаллы изготовлены из ортогерманата висмута  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO). Этот сцинтилляционный материал имеет большую плотность ( $7,13 \text{ г/см}^3$ ) и малую радиационную длину (1,12 см), поэтому при ограниченном доступном пространстве его использование в торцевом калориметре является оптимальным выбором среди других сцинтилляторов, применяемых в физике высоких энергий. Длина каждого кристалла 150 мм, что соответствует 13,4 радиационным длинам. Поперечные размеры кристаллов  $25 \times 25 \text{ мм}^2$  выбирались из соображений оптимизации пространственного разрешения калориметра и количества каналов электроники. Все грани кристалла полированы и светосбор осуществляется на основе полного внутреннего отражения.

Основная часть кристаллов для торцевого калориметра детектора КМД-3 была взята с детектора КМД-2, но кристаллы, расположенные на наименьшем расстоянии от пучка, были заменены на новые, с бóльшей радиационной стойкостью. Кроме кристаллов, остальные компоненты калориметра разработаны и изготовлены заново.

В торцевом калориметре детектора КМД-2 в качестве фотоприёмников использовались вакуумные фототриоды. В детекторе КМД-3 в непосредственной близости от торцевого калориметра расположены фокусирующие соленоиды коллайдера ВЭПП-2000 с магнитным полем 13 Тл. Они создают сильно неоднородное магнитное поле, в котором вакуумные фотоприёмники неработоспособны. Поэтому в качестве фотоприёмников были выбраны кремниевые PIN фотодиоды. Дополнительным преимуществом фотодиодов являются бóльшая компактность, высокая надежность, стабильность коэффициента усиления и высокая квантовая эффективность ( $QE \sim 80\%$  при длине волны  $\lambda = 480$  нм, соответствующей максимуму спектра высвечивания ВГО).

Кремниевые фотодиоды имеют бóльшую ёмкость, по сравнению с вакуумными фототриодами, поэтому для нового калориметра были разработаны и произведены новые зарядочувствительные предусилители (ЗЧУ). Для уменьшения шумов электронного тракта предусилители расположены внутри детектора непосредственно возле фотодиода. Остальная электроника торцевого калориметра расположена снаружи детектора.

Из-за изменения фокусирующей системы коллайдера ВЭПП-2000 доступное для установки торцевого калориметра пространство уменьшилось почти на 30 мм. Поэтому, была разработана новая конструкция блоков, из которых собирается калориметр. Каждый блок включает в себя кристаллы (4 или 6 штук, в зависимости от типа блока), фотодиоды и ЗЧУ. Перед сборкой блоков все их компоненты были протестированы и определены их основные параметры.

С увеличением температуры световой выход кристаллов ВГО уменьшается с градиентом порядка 1,5% на градус. Система термостабилизации позволяет поддерживать постоянную температуру торцевого калориметра с амплитудой коле-

баний не более  $\pm 1$  °С, в результате чего изменение световыхода от температуры не вносит заметный вклад в энергетическое разрешение.

В главе 3 изложена методика проверки собранных блоков калориметра перед их постановкой в детектор. Проверка блоков включала в себя несколько разновидностей калибровок. Сначала проводилась электронная калибровка зарядочувствительных предусилителей с подключёнными к ним фотодиодами, которая подтверждала работоспособность ЗЧУ после сборки блока и по которой определялись шумы каждого канала. Затем производилась калибровка коэффициента преобразования выделившегося в фотодиоде заряда в величину выходного сигнала с использованием гамма-источника  $^{241}\text{Am}$ . Окончательная проверка блоков производилась путём набора спектров энерговыделения при прохождении через кристаллы мюонов космического излучения. По результатам обработки спектров энерговыделений космических частиц и электронной калибровки вычислялся коэффициент преобразования из выделенной энергии во входной заряд предусилителя (интегральный световыход) и энергетический эквивалент шумов для каждого канала.

Глава 4 посвящена системе калибровки торцевого калориметра в детекторе. Система калибровки служит для оперативного измерения параметров калориметра, настройки и проверки электронного тракта, выявления возможных неисправных каналов и диагностики причин выхода их из строя, контроля за стабильностью параметров калориметра. Также эта система необходима для собственно калибровки калориметра, то есть определения соответствия между выделившейся в кристалле энергии и величиной оцифрованного сигнала. Для энергетической калибровки калориметра были использованы события прохождения через него мюонов космического излучения. Такая калибровка производилась в двух режимах: при наборе данных в отсутствие пучков в коллайдере со специальным триггером от сигналов самого торцевого калориметра (“online”-калибровка) и при “обычном” наборе данных со стандартным триггером КМД-3 (“offline”-калибровка). Во втором режиме доля событий от прохождения космических частиц в записанных данных составляет около 1%. Для их выделения на фоне большого количества

событий от ливнеобразующих частиц (фотонов и электронов) была разработана специальная процедура, использующая информацию о топологии кластеров кристаллов и выделившейся в них энергии.

В главе 5 описана методика обработки информации с торцевого калориметра для определения энергий и координат фотонов, а также процедура определения энергетического и координатного разрешения калориметра.

В Заключении приведены основные результаты данной работы.

На защиту выносятся следующие положения:

- Разработка, изготовление и запуск торцевого калориметра детектора КМД-3 на основе кристаллов ВГО с использованием в качестве фотоприёмников кремниевых PIN фотодиодов.
- Разработка методик для проверки качества составных элементов калориметра — кристаллов и фотодиодов.
- Разработка методики проверки собранных блоков с помощью энергосъёмки от космических частиц.
- Разработка системы термостабилизации торцевого калориметра, интегрированной в систему подвески калориметра в детекторе.
- Определение для фотонов, попадающих в торцевой калориметр, энергетического и координатного разрешения.

# Глава 1. Коллайдер ВЭПП-2000 и детектор КМД-3

## 1.1. Коллайдер ВЭПП-2000

Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2000 [10, 11] со встречными  $e^+e^-$  пучками приведена на Рисунке 1.1.

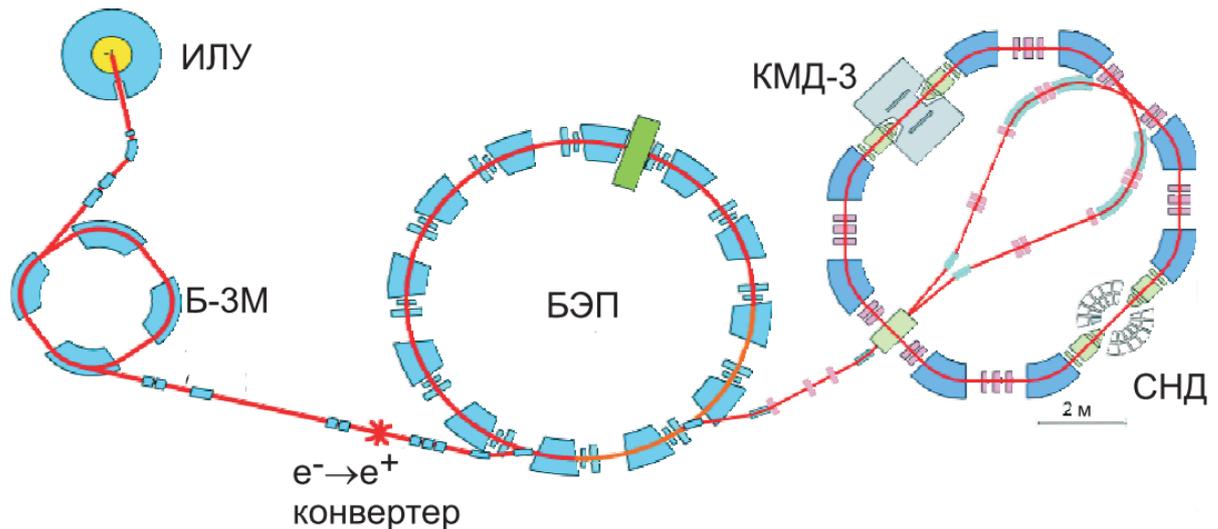


Рисунок 1.1. Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2000. ИЛУ – импульсный линейный ускоритель, Б-3М – импульсный синхротрон, БЭП – бустерный накопитель.

На первом этапе работы коллайдера в 2010–2013 гг. в нём использовалась та же система инжекционной подготовки пучков, что и на комплексе ВЭПП-2М [5]. Она включает в себя линейный ускоритель ИЛУ, импульсный синхротрон Б-3М, конверсионную систему получения позитронов и промежуточный бустерный накопитель БЭП [14]. В дальнейшем для увеличения светимости источником позитронов будет служить инжекционный комплекс ВЭПП-5 [15].

Инжектором комплекса служил импульсный линейный ускоритель электронов ИЛУ с максимальной энергией 3 МэВ. Пучок электронов перепускался из ИЛУ в синхротрон Б-3М, в котором происходило 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

перепускался в бустерный накопитель БЭП. В режиме накопления позитронов в канал между Б-3М и БЭП вводился вольфрамовый конвертор толщиной 3 мм, что составляет примерно 0,8 радиационных длин. Образующиеся в конверторе позитроны с энергией 120 МэВ собирались фокусирующей системой и накапливались в БЭП. Цикл работы инжектора составлял 1 с. После накопления тока 10–20 мА пучок ускорялся до энергии эксперимента, охлаждался и перепускался в кольцо коллайдера ВЭПП-2000 системой однооборотного ввода-вывода. Затем цикл накопления повторялся. Инжекция готового охлажденного пучка на энергии эксперимента возможна до энергии 850 МэВ. При работе в диапазоне от 850 до 1000 МэВ требовалось поднятие энергии непосредственно в накопителе ВЭПП-2000. В дальнейшем планируется модернизация БЭП, которая позволит ускорять в нём частицы до энергии 1 ГэВ.

Коллайдер ВЭПП-2000 представляет собой кольцо с восемью поворотными магнитами и четырьмя прямолинейными промежутками. В двух промежутках установлены детекторы КМД-3 и СНД, в третьем находится высокочастотный резонатор, в четвёртом — система инжекции. Для достижения требуемой светимости магнитная структура накопителя реализована на основе концепции «круглых пучков» [16], разработанной в ИЯФ в конце 90-х годов. Требования концепции круглых пучков выполнены путём размещения фокусирующих сверхпроводящих соленоидов с магнитным полем 13 Тл в обоих местах встречи. Коллайдер ВЭПП-2000 является первой в мире и в настоящее время единственной действующей установкой с круглыми пучками. Энергия пучков в коллайдере измеряется с помощью процесса обратного Комптоновского рассеяния с погрешностью  $\Delta E/E = 6 \cdot 10^{-6}$  [17].

Основные параметры коллайдера ВЭПП-2000 перечислены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1. Основные параметры коллайдера ВЭПП-2000.

Длина орбиты, м	24,39
Максимальное поле в фокусирующих соленоидах, Тл	13
Энергетический разброс в пучке	$6,4 \cdot 10^{-4}$
Размеры пучков в месте встречи, мм	
продольный	$\sim 30$
поперечный	$\sim 0,2$
Количество частиц в пучке	$10^{11}$
Планируемая светимость при энергии пучка 1 ГэВ, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$10^{32}$

## 1.2. Детектор КМД-3

### 1.2.1. Общая конструкция детектора

Криогенный Магнитный Детектор КМД-3 [1, 2, 3] — это универсальный детектор, позволяющий регистрировать и измерять с высокой точностью параметры как заряженных частиц, так и фотонов.

Общий вид детектора представлен на Рисунке 1.2.

Вакуумная камера (1) в прямолинейном промежутке изготовлена из алюминия и имеет внутренний диаметр 34 мм с толщиной стенки 0,5 мм. Для определения координат, углов и импульсов заряженных частиц используется цилиндрическая дрейфовая камера (2), помещённая в продольное магнитное поле напряжённостью до 1,3 Тл. Это поле создаётся сверхпроводящим соленоидом (5) [18]. Снаружи детектора магнитный поток замыкается по ярму (9), изготовленному из железа АРМКО. Для определения z-координаты заряженных частиц и выработки сигнала заряженного триггера используется Z-камера(4). Измерение энергии и координат фотонов осуществляется с помощью цилиндрического калориметра на основе жидкого ксенона (LXe) (6) и кристаллов CsI(Tl/Na) (8), а также торцевого калориметра (3) на основе кристаллов ВГО. Между LXe и CsI калориметрами располагается время-пролётная система (7) на основе сцинтилляционных счётчи-

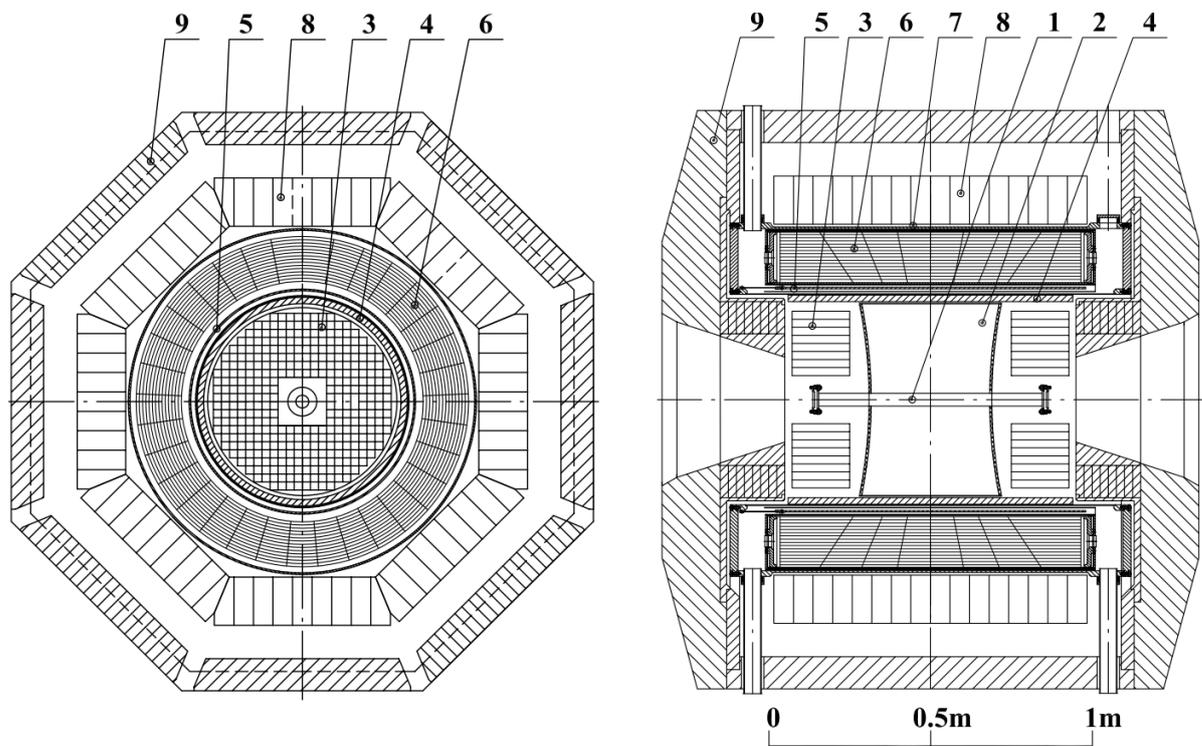


Рисунок 1.2. Схема детектора КМД-3. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — торцевой ВГО калориметр; 4 — Z-камера; 5 — сверхпроводящий соленоид; 6 — калориметр на основе жидкого ксенона (LXe); 7 — время-пролётная система; 8 — калориметр на основе кристаллов CsI(Tl/Na); 9 — ярмо магнита.

ков. Для подавления фона от космических частиц и разделения мюонов и адронов служит пробежная система на основе сцинтилляционной пластмассы, расположенная на внешней поверхности детектора.

Основные параметры подсистем детектора КМД-3 в сравнении с детектором КМД-2 приведены в Таблице 1.2.

### 1.2.2. Дрейфовая камера

Дрейфовая камера детектора КМД-3 [19] имеет гексагональную структуру ячеек. Расстояние между противоположными вершинами шестиугольника составляет 18 мм. Общее количество ячеек в такой геометрии равно 1218. Сигнальные проволочки диаметром 15 мкм изготовлены из W-Re сплава с золотым по-

Таблица 1.2. Основные параметры детекторов КМД-2 и КМД-3.

Система	КМД-2	КМД-3
Дрейфовая камера	512 сигнальных проволочек, $\sigma_{R-\varphi} = 250$ мкм, $\sigma_Z = 5$ мм, $\sigma_\theta = 1,5 \cdot 10^{-2}$ , $\sigma_\phi = 7 \cdot 10^{-3}$ , $\sigma_{dE/dx} = 0,2 \cdot \langle dE/dx \rangle$	1218 сигнальных проволочек, $\sigma_{R-\varphi} = 120$ мкм, $\sigma_Z = 2 - 3$ мм, $\sigma_\theta = 7 \cdot 10^{-3}$ , $\sigma_\phi = 4 \cdot 10^{-3}$ , $\sigma_{dE/dx} = 0,15 \cdot \langle dE/dx \rangle$
Z-камера	Два слоя пропорциональных камер, 1408 анодных проволочек для триггера, 512 катодных полосок для измерения Z-координаты, $\sigma_Z = 0,25 \div 0,7$ мм, $\sigma_t = 5$ нс, $\Omega_Z = 0,8 \times 4\pi$ стерадиана	
Цилиндрический калориметр	892 кристалла CsI(Tl/Na), толщина $8,1 X_0$ , $\sigma_E/E = 8,5\%$ для $E_\gamma = 100 \div 700$ МэВ, $\sigma_{\theta,\phi} = 0,03 \div 0,02$	400 литров LXe, 1152 кристалла CsI(Tl/Na), толщина $5,4 X_0$ LXe + $8,1 X_0$ CsI, $\sigma_E/E = 11 \div 4\%$ для $E_\gamma = 100 \div 1000$ МэВ, $\sigma_{\theta,\phi} = 0,007 \div 0,005$
Торцевой калориметр	680 кристаллов BGO, толщина $13,4 X_0$ , $\sigma_E/E = 8 \div 4\%$ для $E_\gamma = 100 \div 700$ МэВ, $\sigma_{\theta,\phi} = 0,03 \div 0,02$	680 кристаллов BGO, толщина $13,4 X_0$ $\sigma_E/E = 8 \div 3,5\%$ для $E_\gamma = 100 \div 1000$ МэВ, $\sigma_{\theta,\phi} = 0,03 \div 0,02$
Пробежная система	Два двойных слоя стримерных трубок, $\sigma_Z = 5 \div 7$ см	46 сцинтилляционных счётчиков, $\sigma_t = 1,2$ нс
Сверхпроводящий соленоид	Магнитное поле 1 Тл, толщина $0,38 X_0$ перед цилиндрическим калориметром	Магнитное поле 1,3 Тл, толщина $0,18 X_0$ перед цилиндрическим калориметром
Время-пролётная система	—	Старая: 16 сцинтилляционных счётчиков (+ФЭУ МКП), $\sigma_t = 1 \div 1,5$ нс. Новая: 168 сцинтилляционных счётчиков (+WLS+SiPM), $\sigma_t = 1$ нс.

крытием. Полевые проволочки диаметром 100 мкм изготовлены из золочёного титана. Отношение количества полевых проволочек к количеству сигнальных составляет 2:1.

Камера заполнена газовой смесью  $\text{Ar}:\text{iC}_4\text{H}_{10}$  (80:20). Коэффициент газового усиления составляет  $\sim 10^5$  при напряжении 2 кВ. Максимальное время дрейфа не превышает 650 нс.

Конструкция дрейфовой камеры схематически показана на Рисунке 1.3. Корпус дрейфовой камеры изготовлен из углепластика. Чтобы уменьшить толщину фланцев и их прогиб под действием силы натяжения проволочек, фланцам придана форма сферического сектора с радиусом кривизны 1515 мм. Толщина фланцев 7 мм. В них сделаны отверстия под пины, в которых зажаты проволочки. Внешняя обечайка имеет толщину 2 мм, внутренняя — 200 мкм. Длина камеры 440 мм, диаметр — 600 мм.

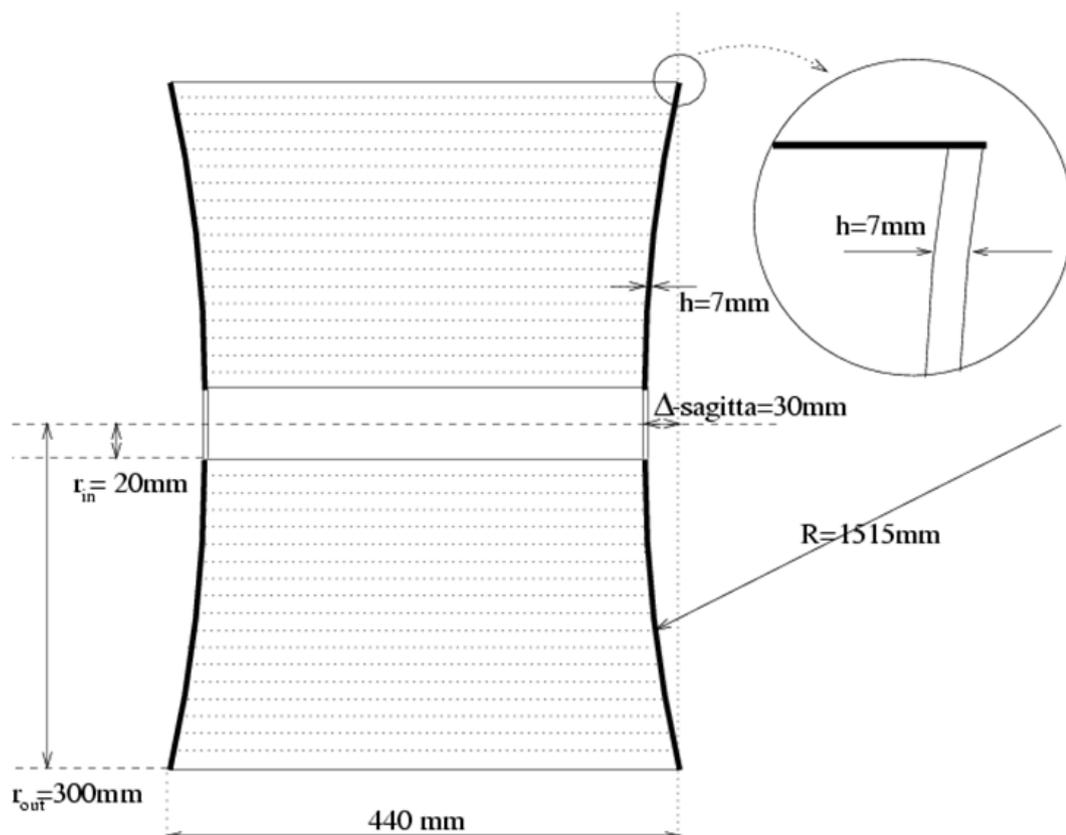


Рисунок 1.3. Схематическая конструкция дрейфовой камеры (разрез вдоль оси пучков).

Для частиц, вылетающих из места встречи перпендикулярно оси пучков, суммарное количество вещества в дрейфовой камере составляет  $0,011 X_0$ , а для частиц, вылетевших под углом  $0,6$  радиан к оси пучков, которые проходят через фланцы дрейфовой камеры и затем попадают в торцевой калориметр, — около  $0,04 X_0$ .

Используя информацию об амплитуде и времени сигналов с проволочек, в программе реконструкции восстанавливается трек в дрейфовой камере. Поперечная координата определяется по времени дрейфа. Время дрейфа, в свою очередь, определяется по моменту срабатывания дискриминатора от суммарного сигнала с обоих концов. Продольная  $z$ -координата определяется методом деления заряда, собранного с обоих концов проволочек. Измеренное координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости  $R-\varphi$  составило  $120$  мкм, в плоскости  $R-z$  —  $2-3$  мм. Эти значения примерно в  $2$  раза лучше, чем были на детекторе КМД-2.

### 1.2.3. Z-камера

Для точного определения  $z$ -координаты и организации запуска первичного триггера используется та же  $Z$ -камера, что и в детекторе КМД-2 [20, 21], однако вся электроника была заменена на новую [22, 23].  $Z$ -камера (см. Рисунок 1.2, поз. (4)) представляет собой двухслойную пропорциональную камеру с катодными полосками. Сигналы с анодных проволочек используются в триггере, сигналы с катодных полосок служат для измерения  $Z$ -координаты треков заряженных частиц.

Конструктивно камера состоит из трех фольгированных стеклотекстолитовых цилиндров, вставленных один в другой, посадочных колец-фланцев и анодных проволочек, натянутых вдоль оси цилиндров. Средний (центральный) цилиндр является общим для двух слоёв камеры и имеет две металлизированные поверхности. У внешнего и внутреннего цилиндра металлизированные поверхности разделены на кольцевые полоски шириной  $6$  мм с зазором между ними  $0,5$  мм. Каждая полоска разделена на две половины. Таким образом, всего имеется  $256$  ка-

тодных полосок.  $Z$ -координата измеряется методом центра тяжести наведённого на полоски заряда. Координатное разрешение вдоль оси  $Z$  составляет 250 мкм для частиц, перпендикулярных оси пучков, и ухудшается до 700 мкм при угле падения  $45^\circ$ .

Анодные проволочки диаметром 28 мкм изготовлены из W-Re сплава и натянуты вдоль оси пучков с шагом 2,8 мм. Общее количество проволочек 1408. Для уменьшения количества каналов электроники анодные проволочки объединены в 24 сектора на каждом слое. Секторы на разных слоях повернуты друг относительно друга по азимутальному углу на половину ширины сектора. Камера заполнена быстрой газовой смесью  $\text{CF}_4:i\text{C}_4\text{H}_{10}$  (80:20), что позволяет достичь временного разрешения лучше 5 нс. Так как время обращения пучков в накопителе ВЭПП-2000 составляет 80 нс, временное разрешение  $Z$ -камеры позволяет сигналу с неё запустить триггер и осуществить привязку события в дрейфовой камере к фазе пучка.

#### 1.2.4. Цилиндрический калориметр

Цилиндрический калориметр детектора КМД-2 [24] состоял из 892 сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) размером  $6 \times 6 \times 15$  см<sup>3</sup>. Толщина калориметра для нормально падающей частицы соответствует  $8,1 X_0$ . Свет с каждого кристалла регистрировался фотоумножителем ФЭУ-60 через стеклянный световод.

В детекторе КМД-3 цилиндрический калориметр [25, 26] состоит из внутренней части на основе жидкого ксенона (LXe) (толщина  $5,4 X_0$ ) и внешней части на основе кристаллов иодида цезия CsI(Tl/Na) (толщина  $8,1 X_0$ ).

Калориметр на основе жидкого ксенона [27, 28] помещён в общий корпус со сверхпроводящим магнитом, с целью уменьшения количества пассивного вещества перед калориметром. Калориметр содержит 400 литров (1200 кг) жидкого ксенона. Рабочая температура калориметра составляет 170 К при давлении

1,4 атм. Калориметр состоит из набора ионизационных камер с катодным и анодным считыванием. Схема электродов калориметра показана на Рисунке 1.4.

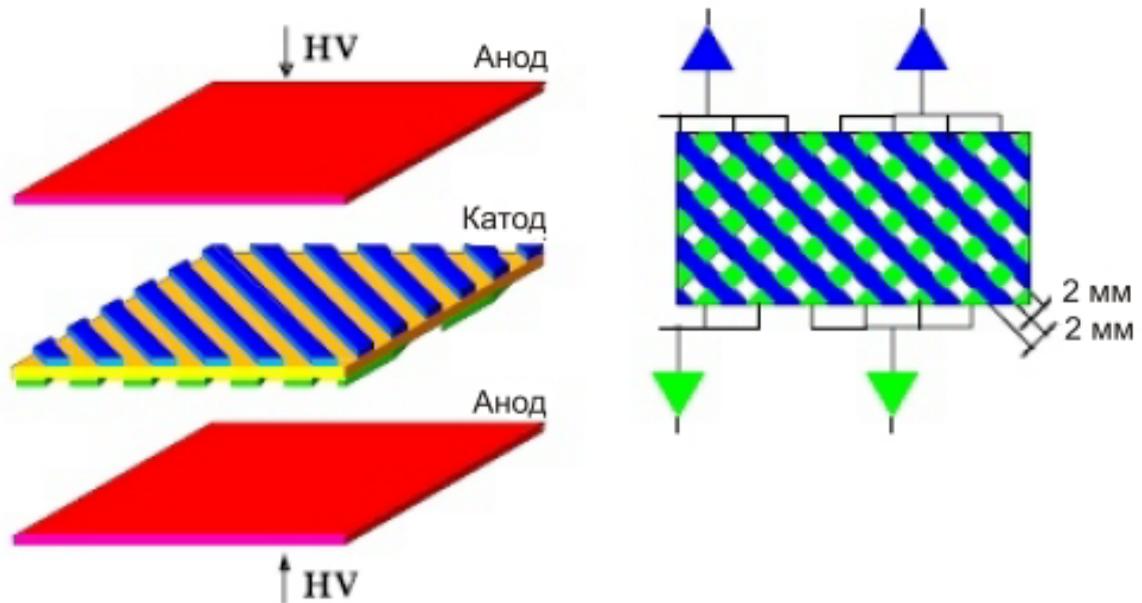


Рисунок 1.4. Схема электродов калориметра на основе жидкого ксенона.

Система электродов представляет собой набор соосных цилиндров, изготовленных из фольгированного стеклотекстолита. Средний зазор между цилиндрами — 10,2 мм. Всего имеется 7 катодных и 8 анодных цилиндров. Катоды выполнены в виде полосок и служат для измерения точки конверсии гамма-кванта. Координаты точки конверсии измеряются методом центра тяжести наведённого на полоски заряда. Обе поверхности катодных электродов разделена на полоски, причём полоски на разных поверхностях одного цилиндра перпендикулярны друг другу. Такая конфигурация полосок позволяет измерять в одном зазоре сразу две координаты точки конверсии фотона, так как наведённый заряд примерно поровну поделится между полосками на обеих поверхностях цилиндра. Для уменьшения количества каналов электроники полоски объединены по 4. Ширина объединённых полосок меняется от 10,8 до 15,2 мм в зависимости от номера радиуса катодного цилиндра. Полное количество катодных каналов составляет 2124. Кроме определения координат, сигналы с катодов калориметра используются для

измерения  $dE/dx$ , что позволяет улучшить разделение  $K_L/\gamma$ ,  $\pi^\pm/K^\pm$  и  $\pi/e$  при обработке экспериментальных данных.

Аноды представляют собой прямоугольные площадки и позволяют определять энерговыделение частиц в калориметре. Кроме того, анодные сигналы используются в нейтральном триггере детектора. Поверхности анодных электродов разбиты на 8 ячеек вдоль оси  $Z$  и каждое кольцо, в свою очередь, разделено на 33 ячейки в  $R-\varphi$ -плоскости. Ячейки разных электродов электрически соединены так, что образуют башни, ориентированные на место встречи. Таким образом, всего получается 264 башни с угловыми размерами порядка  $11^\circ \times 11^\circ$ .

Шумы электронного тракта для анодных каналов составляют в среднем 3000 электронов, что соответствует среднему энергетическому эквиваленту шумов порядка 220 кэВ, а шумы катодных каналов — 3000 электронов, что соответствует среднему энергетическому эквиваленту шумов порядка 60 кэВ.

В калориметре на основе кристаллов CsI(Tl/Na) [29, 30] использованы в основном кристаллы CsI(Tl/Na), взятые с детектора КМД-2 после его разборки. Из-за увеличения внутреннего радиуса кристаллической части калориметра, количество кристаллов увеличено с 892 до 1152. В качестве фотоприёмников вместо ФЭУ в калориметре используются кремниевые фотодиоды. Основная причина отказа от фотоумножителей связана с высокой чувствительностью ФЭУ к магнитному полю. Как показал опыт эксплуатации детектора КМД-2, рассеянные магнитные поля в детекторе трудно вычислить с нужной точностью и сложно экранировать до уровня меньше 1 Гс, необходимого для стабильной работы ФЭУ. Кроме того, ФЭУ имеют меньший динамический диапазон и худшую стабильность, по сравнению с фотодиодами. Из-за замены фотоприёмников также полностью заменена электроника калориметра.

Калориметр на основе кристаллов CsI(Tl/Na) состоит из восьми октантов, каждый из которых содержит девять линейных модулей (линеек). В каждом октанте имеется семь стандартных линеек из кристаллов прямоугольной формы размером  $6 \times 6 \times 15$  см<sup>3</sup>, и две линейки специальной формы для исключения зазоров

между октантами. Каждая линейка состоит из 16 счётчиков. Счётчик представляет собой кристалл CsI(Tl) или CsI(Na), покрытый диффузным отражателем из пористого тефлона толщиной 200 мкм и помещённый в контейнер из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм. Сцинтилляционный свет с кристалла регистрируется кремниевым PIN фотодиодом марки S2744-08-5B3 производства корпорации HAMAMATSU [31] с размером чувствительной области  $10 \times 20 \text{ мм}^2$ , приклеенным оптическим клеем к торцу кристалла. Далее сигнал поступает на зарядочувствительный усилитель, расположенный непосредственно возле фотодиода, а затем выводится из детектора для формирования и оцифровки с помощью плат УФО-32.

Шумы электронного тракта калориметра на основе CsI составляют в среднем 700 электронов, что соответствует среднему энергетическому эквиваленту шумов порядка 150 кэВ для каналов CsI(Tl) и 300 кэВ для каналов CsI(Na).

Благодаря увеличению толщины активного материала цилиндрического калориметра, его энергетическое разрешение оказалось существенно лучшим, чем было у калориметра детектора КМД-2. Оно составляет 11–4% для фотонов с энергией 100–1000 МэВ.

Цилиндрический калориметр покрывает диапазон полярных углов от  $38^\circ$  до  $142^\circ$ , так что полный телесный угол равен  $0,79 \times 4\pi$ .

### **1.2.5. Система время-пролётных счётчиков**

Время-пролётная система детектора КМД-3 (см. Рисунок 1.2, поз. (7)) расположена в зазоре между жидкоксеноновым калориметром и калориметром на кристаллах CsI(Tl/Na). Основной задачей этой системы является регистрация событий аннигиляции  $e^+e^-$  в пару нейтрон-антинейтрон. Регистрация этого процесса сильно затруднена из-за низкой эффективности взаимодействия нейтронов с веществом и малого энерговыделения при таком взаимодействии. Антинейтроны, в отличие от нейтронов, дают большое энерговыделение в калориметре, но такие одночастичные события трудно отделить от пучкового фона. Для решения

этой задачи предложено использовать, кроме большого энерговыделения в калориметре, также сведения о времени пролёта частицы. С этой целью в зазоре между жидкоксеноновым калориметром и калориметром на кристаллах CsI(Tl/Na) установлена система сцинтилляционных время-пролётных счётчиков. В эксперименте 2010–2013 гг. время-пролётная система [32] представляла собой набор сцинтилляционных счётчиков. В счётчиках использовались 16 пластин, изготовленных из сцинтиллятора BC-408. Размеры каждой пластины  $950 \times 220 \times 5$  мм<sup>3</sup>. Для защиты от света и механических повреждений каждая пластина была обёрнута плёнкой из алюминизированного лавсана (ПЭТФ) и оболочкой из чёрного полиэтилена. На обоих концах пластины на её поверхность были приклеены по одному световоду из оргстекла с напылением алюминия на боковой поверхности. В качестве фотоприёмников использовались ФЭУ с МКП на оптической смазке. На ФЭУ надевался цилиндр из фольгированного стеклотекстолита, на котором методом печатного монтажа изготовлены усилитель и делитель напряжения ФЭУ. Для калибровки использовался ультрафиолетовый светодиод, расположенный в центре пластины. Коэффициент собирания света в счётчике составлял 0,9% на каждый ФЭУ, что обеспечивает сигнал около 20 фотоэлектронов от минимально-ионизирующей частицы. Измеренное временное разрешение системы составило 1–1,5 нс в зависимости от полярного угла.

В течение плановой остановки 2013-2016 гг. время-пролётная система заменена на новую [33]. В ней используются сцинтилляционные пластины размерами  $7 \times 40 \times 950$  мм<sup>3</sup> из полистирола с добавками. В центре по длине счётчика сделана канавка для спектросмещающего волокна (WLS). Используется WLS марки Y11 диаметром 1,2 мм производства корпорации Kuraray (Япония) [34]. Переизлучённый волокном свет детектируется с двух концов с помощью твердотельных кремниевых фотоумножителей (SiPM) марки KETEK-W11-PM1150NT (Германия) [35]. Измеренное на стенде временное разрешение системы составило около 1 нс.

### 1.2.6. Пробежная система

Пробежная система детектора КМД-3 [36, 37] расположена на внешней поверхности детектора и состоит из 46 сцинтилляционных счётчиков. Пробежная система предназначена для идентификации мюонов, рождающихся в  $e^+e^-$  взаимодействиях, и подавления фона космических частиц (космики). Подавление космики возможно двумя взаимно дополняющими способами: наложением вето на запуск при несовпадении срабатывания пробежной системы с моментом столкновением пучков в детекторе и по времени пролёта, т.е. по разности времён срабатывания счётчиков при пролёте космической частицы через два противоположащих счётчика.

Счётчики пробежной системы изготавливаются из листов сцинтилляционного оргстекла. Схематическая конструкция счётчика показана на Рисунке 1.5. Размеры счётчиков: длина — 149 см, ширина — 20 см, толщина — 2 см. Каж-

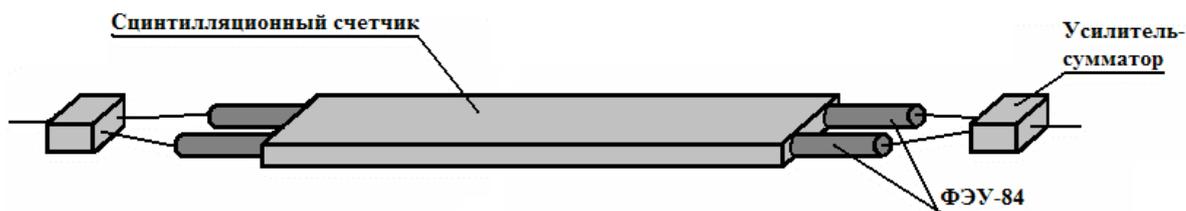


Рисунок 1.5. Схематическая конструкция сцинтилляционного счётчика пробежной системы.

дый счётчик просматривается с двух торцов четырьмя фотоэлектронными умножителями ФЭУ-84 (по два ФЭУ на каждый торец). Всего на детекторе установлено 184 ФЭУ. Сигналы с ФЭУ усиливаются и суммируются на усилителях-сумматорах. Усилители-сумматоры расположены непосредственно возле ФЭУ для уменьшения влияния электрических наводок на сигналы от сцинтилляционных счётчиков.

Достигнутое к настоящему моменту временное разрешение пробежной системы составляет 1,2 нс.

## Глава 2. Торцевой калориметр детектора КМД-3

### 2.1. Общее описание торцевого калориметра

Торцевой калориметр детектора КМД-2 [38, 39, 40] состоял из 680 сцинтилляционных кристаллов ортогерманата висмута  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO). Основные характеристики кристаллов BGO в сравнении с характеристиками других наиболее распространённых в физике высоких энергий сцинтилляторов приведены в Таблице 2.1 [41, 42].

Таблица 2.1. Свойства основных сцинтилляционных материалов, применяемых в физике высоких энергий.

Характеристики	BGO	CsI(Tl)	CsI(Na)	CsI	PbWO <sub>4</sub>	NaI(Tl)
Плотность, г/см <sup>3</sup>	7,13	4,51			8,3	3,67
Радиационная длина, см	1,12	1,86			0,89	2,59
Ядерная длина, см	22,8	39,3			20,7	42,9
Мольеровский радиус, см	2,23	3,57			2,00	4,13
$(dE/dx)_{min}$ , МэВ/см	9,0	5,6			10,1	4,8
Максимум спектра, нм	480	560	420	420/310	420	410
Время высвечивания, нс	300	1220	630	30/6	30/10	245
Относительный световыход	21	165	100	3,6/1,1	0,3/0,077	100
Показатель преломления	2,15	1,79	1,84	1,95	2,20	1,85
Гигроскопичность	нет	слабая			нет	сильная

Доступное пространство вдоль оси пучков для размещения торцевого калориметра в детекторе КМД-2 определялось расстоянием между дрейфовой камерой и железом ярма магнита, которое составляло 204 мм. Кристаллы BGO имеют среди широко использующихся в физике высоких энергий сцинтилляторов максимальную плотность и минимальную радиационную длину (меньшая радиационная длина только у вольфрамата свинца  $PbWO_4$ , но он имеет слишком маленький световыход, и поэтому не годится для использования в области энергий ниже 1 ГэВ). Поэтому использование сцинтилляционных кристаллов BGO в качестве сцинтилляционного материала торцевого калориметра в детекторе КМД-2 было оптимальным выбором.

Дополнительным преимуществом BGO перед щёлочно-галогидными сцинтилляторами NaI(Tl), CsI(Tl) и CsI(Na) является то, что он является собственным сцинтиллятором. Как следствие, кристаллы BGO имеют низкий уровень послесвечения, обладают способностью самовосстановления сцинтилляционных свойств после облучения, у них отсутствуют флуктуации световыхода по объему кристалла, связанные с неоднородностью распределения активатора. Кроме того, из-за своей оксидной химической структуры кристаллы BGO негигроскопичны. Основным недостатком BGO является в несколько раз меньший, чем у щёлочно-галогидных сцинтилляторов, световыход.

Торцевой калориметр детектора КМД-2 покрывал полярные углы от  $16^\circ$  до  $49^\circ$  и от  $131^\circ$  до  $164^\circ$ , так что полный телесный угол был равен  $0,3 \times 4\pi$ . Калориметр состоял из двух одинаковых торцов. Каждый торец представлял собой плотно упакованную матрицу кристаллов. Кристаллы имели форму прямоугольного параллелепипеда размером  $25 \times 25 \times 150$  мм<sup>3</sup>. Общий вес кристаллов составлял около 450 кг. Все грани кристаллов были полированы, и светосбор осуществлялся на основе полного внутреннего отражения.

Поперечный размер кристаллов  $25 \times 25$  мм<sup>2</sup> был выбран с помощью моделирования методом Монте-Карло как компромисс между координатным разрешением и количеством каналов электроники. Выбранный размер близок к мольеровскому радиусу, составляющему для BGO 22 мм.

Сцинтилляционный свет из кристаллов в калориметре детектора КМД-2 регистрировался вакуумными фототриодами [43] с дальнего от места встречи торца кристалла. Сигнал с фототриодов усиливался зарядочувствительными предусилителями. Выходной сигнал зарядочувствительных предусилителей подавался на вход формирующего усилителя. Подробно электроника торцевого калориметра детектора КМД-2, включающая зарядочувствительные и формирующие усилители, описана в [44]. Сформированные и усиленные сигналы поступали на вход амплитудно-цифровых преобразователей и в триггер. В качестве АЦП использовались блоки А32 [45], выполненные в стандарте КЛЮКВА [46].

В торцевом калориметре детектора КМД-3 [47, 48, 49] использована большая часть кристаллов ВГО с детектора КМД-2. Небольшая партия из 32 кристаллов была произведена в Институте неорганической химии СО РАН по усовершенствованной технологии. Новые кристаллы имеют более высокий световой выход и обладают более высокой радиационной стойкостью [50, 51]. По этой причине они установлены на наименьшем расстоянии от оси пучков.

В качестве фотоприёмников вместо вакуумных фототриодов применены кремниевые фотодиоды фирмы HAMAMATSU. Эта замена вызвана прежде всего тем, что в детекторе КМД-3 в непосредственной близости от торцевого калориметра расположены фокусирующие соленоиды коллайдера ВЭПП-2000 с магнитным полем 13 Тл. Они создают сильно неоднородное магнитное поле, в котором вакуумные фотоприёмники неработоспособны. Дополнительным преимуществом фотодиодов являются большая компактность, высокая надежность, стабильность коэффициента усиления и высокая квантовая эффективность.

Кремниевые фотодиоды имеют бóльшую ёмкость по сравнению с ёмкостью вакуумных фототриодов. Поэтому для усиления сигналов с фотодиодов были разработаны и произведены новые зарядочувствительные предусилители.

Изготовлена новая формирующая и оцифровывающая электроника. Теперь функции формирования сигнала и оцифровки выполняет один блок усилителя-формирователя-оцифровщика (УФО-32). Оцифрованные сигналы передаются по последовательной связи в буферное ОЗУ системы сбора данных.

С целью упрощения механической конструкции торцевого калориметра и облегчения процедуры его сборки, кристаллы склеиваются в линейки, или блоки. Каждый блок комплектуется фотодиодами и предусилителями. Калориметр собирается из блоков двух типов: по 4 и 6 кристаллов в каждом. Полное количество блоков 152.

Блоки в каждом торце калориметра устанавливаются вертикально на специальные подставки в медное кольцо с внутренним диаметром 576 мм. Кольцо крепится к торцевому железу ярма магнита при помощи четырёх кронштейнов, изготовленных из нержавеющей стали. Это медное кольцо также является составной частью системы термостабилизации торцевого калориметра. Световыход кристаллов ВГО уменьшается примерно на 1,5% при увеличении температуры на 1 °С. Система термостабилизации позволяет поддерживать постоянную температуру торцевого калориметра с амплитудой колебаний не более  $\pm 1$  °С, что не влияет на энергетическое разрешение. Для стабилизации температуры калориметра используется дистиллированная вода, которая охлаждается специализированной холодильной машиной (чиллером). Охлажденная вода с температурой 12 °С циркулирует по медной трубке, припаянной к медному кольцу, в котором установлены блоки торцевого калориметра. Выбранный диапазон рабочих температур калориметра 22–28 °С обеспечивает штатный режим работы электроники.

Основные параметры торцевого калориметра детектора КМД-3 в сравнении с торцевым калориметром детектора КМД-2 приведены в Таблице 2.2.

## 2.2. Кристаллы ВГО

Как было сказано выше, кристаллы ВГО торцевого калориметра имеют форму прямоугольного параллелепипеда с размерами  $25 \times 25 \times 150$  мм<sup>3</sup>. Все грани кристаллов полированы. Кристаллы выращивались на основе модифицированного метода Чохральского с низкими температурными градиентами [52], разработанным в Институте неорганической химии (ИНХ) СО РАН. Основное количество кристаллов для торцевого калориметра детектора КМД-2 было произведено

Таблица 2.2. Основные параметры торцевого калориметра детектора КМД-3.

Параметр	КМД-2	КМД-3
Полярные углы Телесный угол	16°–49° и 131°–164° 0,3×4πстерадиан	
<b>Сцинтилляционный материал</b>	<b>BGO</b>	
Количество кристаллов	680	
Размеры кристаллов	25×25×150 мм <sup>3</sup>	
Толщина калориметра	13,4 X <sub>0</sub>	
Полный вес кристаллов	450 кг	
<b>Фотоприёмники</b>	<b>вакуумные фототриоды</b>	<b>кремниевые фотодиоды</b>
Поперечные размеры	∅22 мм	12,7×14,5 мм <sup>2</sup>
Длина без выводов	< 26,5 мм	2 мм
Полная длина	< 45 мм	12 мм
Площадь чувствительной области	3,8 см <sup>2</sup>	1 см <sup>2</sup>
Эфф. площадь чувств. области в магн. поле	1,5 см <sup>2</sup>	1 см <sup>2</sup>
Квантовая эффективность	10%	80%
Коэффициент усиления	10	1
<b>Предусилители</b>	<b>зарядочувствительные</b>	
Электронный шум	300 электронов (1 МэВ)	500 электронов (1,2 МэВ)
<b>Пассивное вещество</b> перед калориметром между кристаллами	0,1 X <sub>0</sub>   0,04 X <sub>0</sub> 0,002 г/см <sup>2</sup>	
<b>Разрешение</b> энергетическое	$\sigma_E/E = 8 \div 4\%$ для $E_\gamma = 100 \div 700$ МэВ,	$\sigma_E/E = 8 \div 3,5\%$ для $E_\gamma = 100 \div 1000$ МэВ,
угловое	$\sigma_{\theta,\phi} = 0,03 \div 0,02$	$\sigma_{\theta,\phi} = 0,03 \div 0,02$

в 1990–1992 гг. на двух заводах: Красноярском заводе цветных металлов и Опытном заводе СО РАН. Небольшая партия кристаллов, около 80 штук, была произведена в Институте неорганической химии СО РАН в 1993–95 гг..

После окончания в 2000 г. работы детектора КМД-2 на коллайдере ВЭПП-2М торцевой калориметр был полностью разобран. Тогда же в ИНХ СО РАН было произведено ещё 32 новых кристалла. Так как технология выращивания кристаллов ВГО непрерывно совершенствовалась, новые кристаллы имели больший световыход, очень малую неоднородность световыхода вдоль длины кристалла и лучшую радиационную стойкость.

Схематическое изображение стенда для измерения световыхода кристаллов приведено на Рисунке 2.1. Измерения проводились с помощью фотоумножителя ХР2102 производства корпорации Philips с диаметром чувствительной зоны фотокатода 44 мм. 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  $25 \times 25 \text{ мм}^2$ . Оптический контакт между кристаллом и входным окном фотоумножителя осуществлялся при помощи оптической смазки.

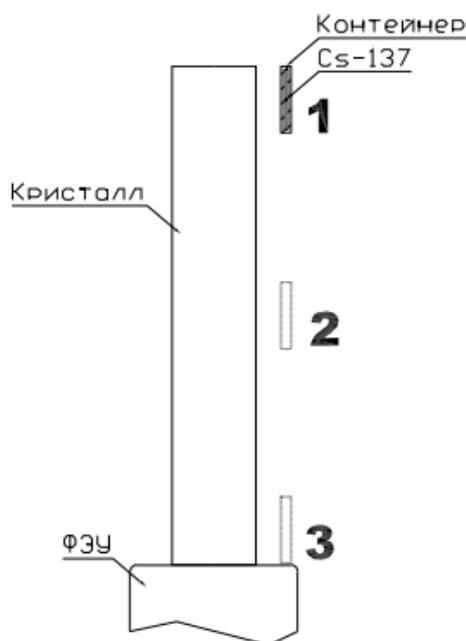


Рисунок 2.1. Схема стенда для измерения световыхода кристаллов. Цифрами 1, 2, 3 показаны три положения радиоактивного источника.

Для проведения измерений использовался источник  $^{137}\text{Cs}$  с энергией гамма-квантов 661,6 кэВ. Источник помещался в алюминиевый контейнер с толщиной стенки 1 мм для поглощения возникающих при  $\beta$ -распаде электронов. Источник гамма-квантов находился сбоку от кристалла. Коллиматор не использовался, так как из-за большой плотности ВГО и высокого атомного номера входящего в его состав висмута глубина проникновения гамма-квантов данной энергии в кристалл составляет несколько сантиметров. Это, с одной стороны, даёт почти изотропную засветку поперек кристалла, а с другой стороны, область засветки много меньше длины кристалла и позволяет измерять неоднородность световыхода. Измерения световыхода производились при трех положениях источника гамма-квантов: у ближнего и дальнего концов кристалла и в середине.

Для устранения зависимости результатов измерений от коэффициентов усиления фотоумножителя и электроники измерительного стенда, температуры кристаллов и ряда других факторов, световыход кристаллов определялся относительно тестового кристалла. То есть, измеренный в каналах АЦП световыход кристалла нормировался на световыход тестового кристалла, измеренный также в каналах АЦП. В качестве тестового использовался кристалл ВГО цилиндрической формы диаметром 25 мм и высотой 25 мм. Один торец тестового кристалла был полирован, все остальные поверхности были матированы. Тестовый кристалл был запрессован в тефлоновый стакан, который служил диффузным отражателем. Световыход тестового кристалла измерялся перед началом работы, в конце и периодически в процессе проведения измерений.

Световыходом кристалла назывался средний вдоль кристалла световыход. Неоднородностью световыхода вдоль длины кристалла называлось отношение разности световыхода в начале и конце кристалла к среднему световыходу. Результат вычисления неоднородности приводился в процентах. Таким образом световыход рассчитывался по формуле:

$$\eta = \frac{A_1 + A_2 + A_3}{3 \times A_R}, \quad (2.1)$$

а неоднородность световыхода вдоль кристалла — по формуле:

$$\delta = 300 \times \frac{A_1 - A_3}{A_1 + A_2 + A_3}, \quad (2.2)$$

где:

$\eta$  — световыход кристалла в относительных единицах,

$\delta$  — неоднородность световыхода вдоль кристалла в процентах,

$A_R$  — световыход тестового кристалла в каналах АЦП,

$A_1, A_2, A_3$  — 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.

Кристаллы устанавливались на фотоумножитель сначала одной, потом другой торцевой гранью. Для каждого положения кристалла производились измерения и вычислялись световыход и его неоднородность. Положение кристалла, при котором неоднородность световыхода была меньше, называлось лучшим положением кристалла. В этом положении кристаллы ориентировались при сборке блоков для последующей установки в калориметр. Вычисленные таким образом значения неоднородности были занесены в базу данных и используются для моделирования событий в калориметре методом Монте-Карло.

Как уже упоминалось выше, в процессе изготовления кристаллов технология выращивания непрерывно совершенствовалась. На Рисунке 2.2 приведены результаты измерения световыхода кристаллов и его неоднородности для всех кристаллов и последней партии из 32 кристаллов. Видно, что сцинтилляционные характеристики кристаллов стали существенно лучше. К сожалению, высокая стоимость кристаллов не позволила заменить значительную часть первых кристаллов на кристаллы более высокого качества, выращенные по усовершенствованной технологии.

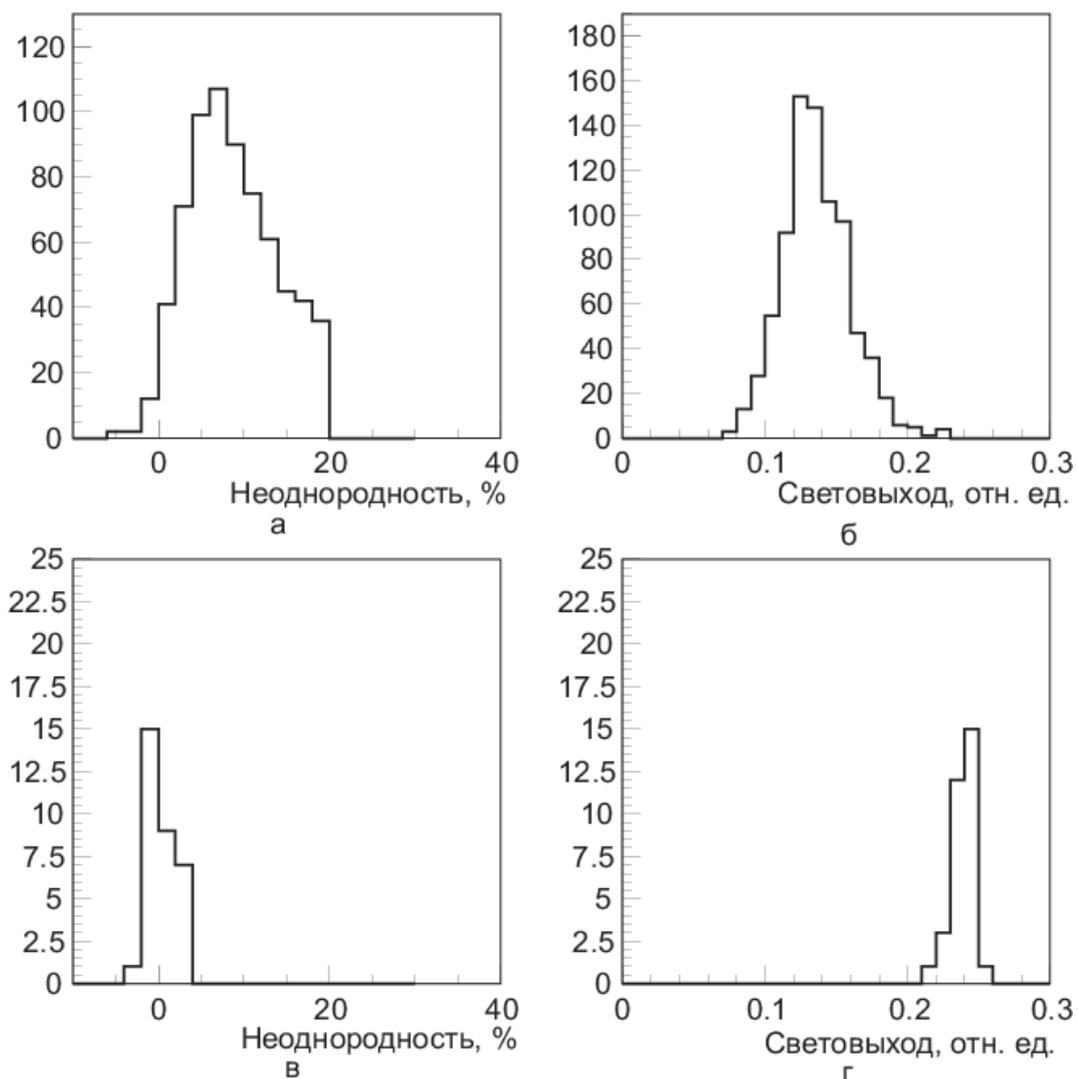


Рисунок 2.2. Сцинтилляционные параметры кристаллов. а) неоднородность световыхода, все кристаллы; б) световыход, все кристаллы; в) неоднородность световыхода, последняя партия кристаллов; г) световыход, последняя партия кристаллов.

### 2.3. Фотодиоды

В качестве фотоприёмников в торцевом калориметре детектора КМД-3 используются кремниевые фотодиоды. Такие фотоприёмники являются стандартным решением для кристаллических калориметров, работающих в магнитном поле. Кремниевые фотодиоды были использованы в электромагнитных калори-

метрах детекторов CLEO [53] в Корнелле, США, L3 [54] в ЦЕРН, Швейцария, BELLE [55] в КЕК, Япония, ВаВаг [56] в Стэнфорде, США и других.

Для торцевого калориметра детектора КМД-3 выбраны фотодиоды фирмы НАМАМАТСУ (Япония) [57] марки S3590-08. Это фотодиоды с трёхслойной структурой типа  $p-i-n$ , в которой области материала с дырочной ( $p$ ) и электронной ( $n$ ) проводимостью разделены слоем собственного полупроводника  $i$ . Преимуществом этого типа фотодиодов перед обычными ( $p-n$ ) фотодиодами и перед лавинными (APD) фотодиодами являются большая площадь чувствительной области, малая ёмкость и высокая стабильность. Основным недостатком, по сравнению с APD, является отсутствие усиления. Основные технические характеристики фотодиода приведены в Таблице 2.3.

Таблица 2.3. Технические характеристики фотодиодов S3590-08.

Размеры чувствительной области, мм <sup>2</sup>	10×10
Максимум спектральной чувствительности, нм	960
Коротковолновая граница спектральной чувствительности, нм	320
Длинноволновая граница спектральной чувствительности, нм	1100
Чувствительность при $\lambda=480$ нм, А/Вт	0,3
Толщина обеднённого слоя при $U_R=80$ В, мм	0,3
Максимальное обратное напряжение $U_{R \text{ макс}}$ , В	100
Максимальный темновой ток при $U_R=80$ В, нА	6
Ёмкость при $U_R=70$ В, пФ	40
Поперечные размеры, мм <sup>2</sup>	12,7×14,5
Длина без выводов, мм	2
Полная длина, мм	12
Диапазон рабочих температур, °С	-20 – +60
Температурный коэффициент темнового тока, %/°С	12
Чувствительность при $\lambda=480$ нм, %	80

Для использования в торцевом калориметре детектора КМД-3 наиболее важными характеристиками фотодиода являются его ёмкость и темновой ток. От этих параметров зависит энергетический эквивалент шумов электронного тракта, а следовательно, энергетическое и временное разрешение калориметра. Поэтому

после получения фотодиодов было проведено их тестирование с измерением темнового тока и ёмкости. Измерения проводились при значениях обратного напряжения смещения  $U_R=20, 40, 60$  и  $80$  В. Для части фотодиодов выборочно были проведены более подробные измерения с шагом изменения обратного напряжения  $5$  В.

На Рисунке 2.3 и 2.4 приведено распределение фотодиодов по ёмкости и по темновому току, соответственно, при четырёх значениях обратного напряжения.

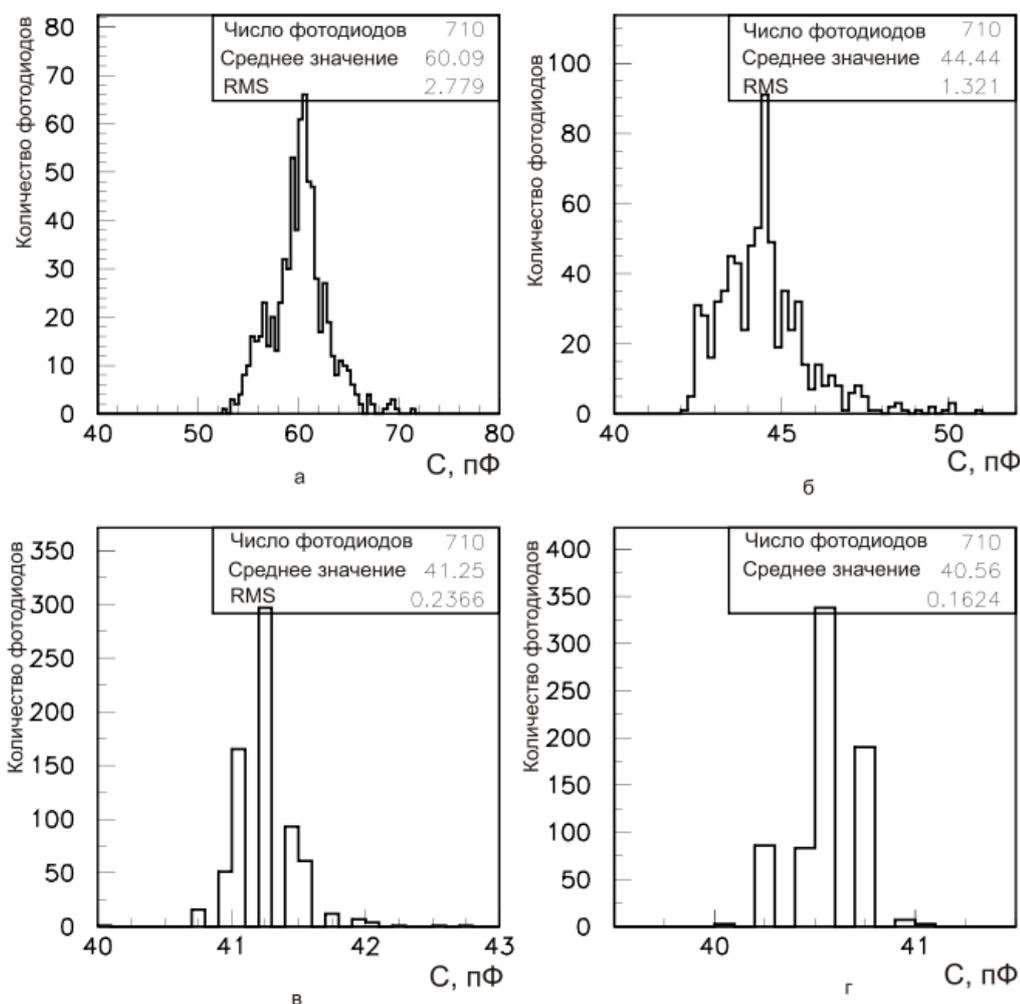


Рисунок 2.3. Ёмкость фотодиодов при различных значениях обратного напряжения смещения  $U_R$ : а)  $U_R=20$  В; б)  $U_R=40$  В; в)  $U_R=60$  В; г)  $U_R=80$  В.

Видно, что начальный разброс ёмкостей у диодов с увеличением обратного напряжения уменьшается, так что при  $U_R=60-80$  В ёмкость у всех фотодиодов становится практически одинаковой и при дальнейшем увеличении напряжения

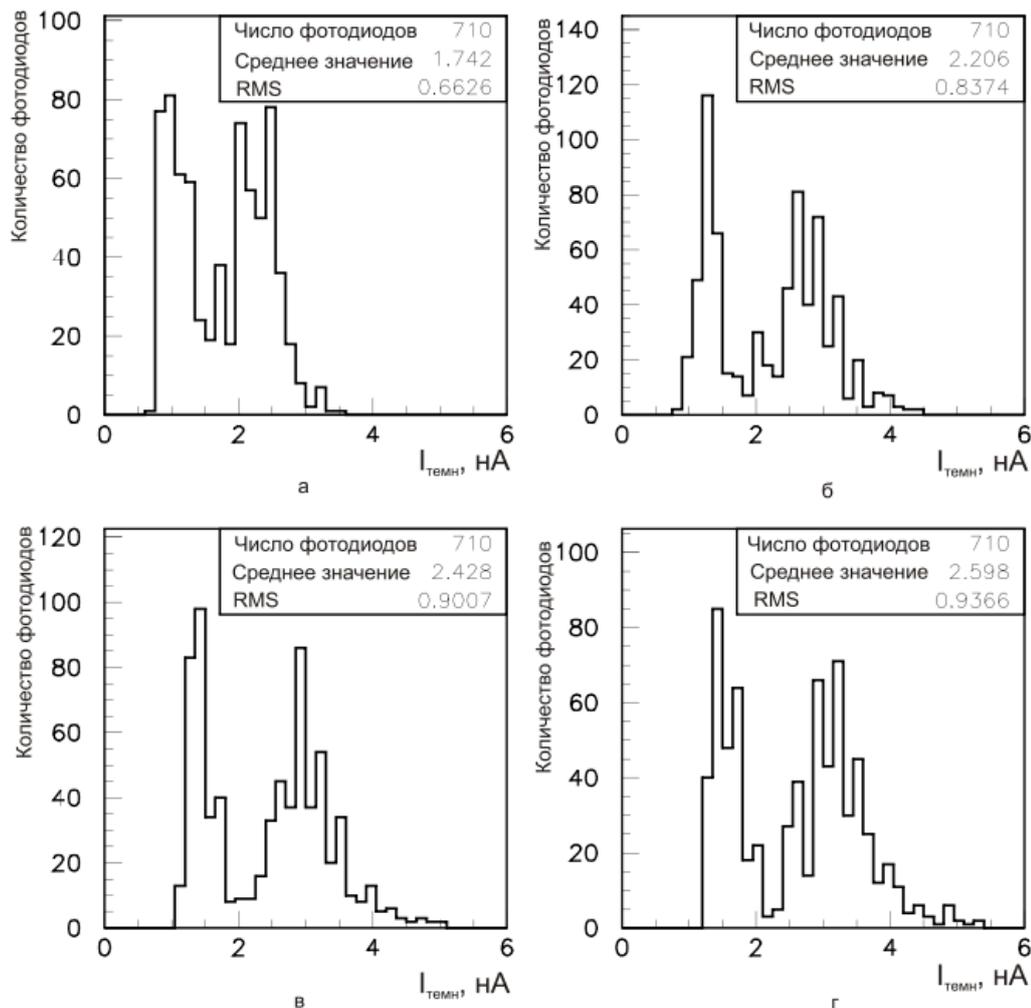


Рисунок 2.4. Темновой ток утечки фотодиодов при различных значениях обратного напряжения смещения  $U_R$ : а)  $U_R=20$  В; б)  $U_R=40$  В; в)  $U_R=60$  В; г)  $U_R=80$  В.

почти не изменяется. Поэтому величина обратного напряжения выбрана равной 70 В. При этом напряжении средняя ёмкость фотодиодов составляет  $40,9 \pm 0,2$  пФ, а средний темновой ток 2,5 нА. Темновой ток для всех фотодиодов не превышает паспортного максимального значения 6 нА.

### 2.3.1. Энерговыделение в фотодиодах от прохождения заряженных частиц

При развитии электромагнитного ливня в торцевом калориметре существует вероятность того, что часть его может пройти калориметр насквозь. При этом

вылетевшие из калориметра фотоны и электроны могут попасть в чувствительную зону фотодиода. Вероятность взаимодействия фотонов, образовавшихся при развитии электромагнитного ливня, с кремниевым слоем фотодиода мала. В случае же прохождения через чувствительную область заряженных частиц, на входе усилителя появляется сигнал в сотни раз больший того сигнала, который появился бы, если бы эта заряженная частица потеряла всю свою энергию непосредственно в калориметре.

Для изучения влияния данного эффекта на разрешение торцевого калориметра было решено в программе моделирования [58] торцевого калориметра учесть наличие фотодиодов как активного вещества, способного увеличить энерговыделение в калориметре. Кремниевый PIN- фотодиод имеет трёхслойную структуру, которая схематически изображена на Рисунке 2.5. Поглощение фотонов и образование электронно-дырочных пар происходит в *i*-слое (*i* — от слова «intrinsic» — «внутренний»), называемом также обеднённой областью или областью пространственного заряда. Наиболее важными параметрами при описании геометрии в программе моделирования являются размеры этого обеднённого слоя. К сожалению, в документации на фотодиоды [57] толщина обеднённого слоя (0.3 мм) указана с неизвестной точностью.

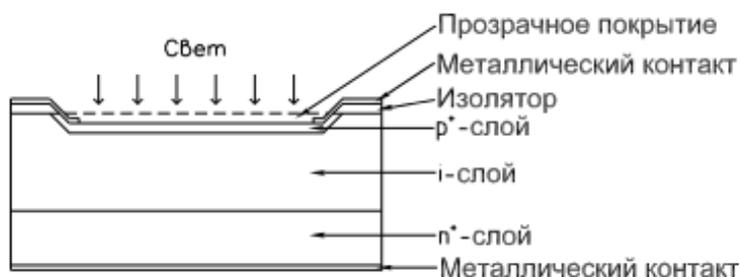


Рисунок 2.5. Схематическая структура PIN-фотодиодов

Поэтому был проведён эксперимент по измерению энерговыделения в чувствительной области фотодиода при прохождении через неё мюонов космического излучения. Также была написана программа моделирования этого эксперимента, параметром которой являлась толщина обеднённого слоя. Варьируя этот параметр, было подобрано такое его значение, при котором энерговыделение, по-

лученное в программе моделирования, соответствовало энерговыделению, измеренному в эксперименте.

Для проведения эксперимента использовался стенд (см. Рисунок 3.1) по тестированию блоков торцевого калориметра, который описан в главе 3. Шесть фотодиодов были установлены парами один над другим, так что их чувствительные области находились в горизонтальной плоскости (Рисунок 2.6). Основу конструкции составлял брусок из тефлона, в котором дисковой фрезой толщиной 2 мм были сделаны горизонтальные пазы для фотодиодов. Плотность и атомный номер элементов, входящих в состав тефлона, малы, поэтому космические частицы почти не теряют энергию, проходя через него. Непосредственно возле фотодиодов располагалась плата зарядочувствительных предусилителей. Фотодиоды и предусилители были помещены внутрь изолированного от света и экранированного от электрических помех ящика.

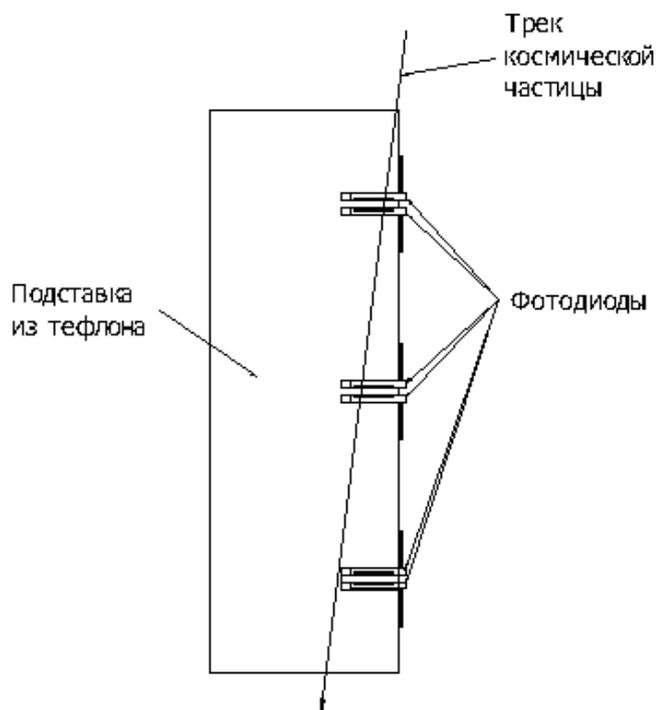


Рисунок 2.6. Схематическое расположение фотодиодов

С выхода предусилителей сигналы подавались на формирующие усилители, а затем в блок амплитудно-цифровых преобразователей, выполненный в стандарте КАМАК. Для запуска АЦП использовался выход сумматора, на вход которого

подавались сигналы со средней пары фотодиодов. Оцифрованные сигналы со всех шести каналов передавались в компьютер и записывались на жесткий диск. При OFFLINE обработке отбирались события, в которых космическая частица прошла сразу через две или три пары фотодиодов, чтобы обеспечить прохождение мюонов под углом, близком к нормали. Скорость счёта составила около 10 полезных событий в час, поэтому для обеспечения достаточной статистической точности эксперимент проводился непрерывно в течение 14 суток.

Для определения цены деления канала амплитудно-цифровых преобразователей два раза в сутки производилась калибровка с использованием гамма-источника  $^{241}\text{Am}$ , а также электронная калибровка и калибровка пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей.

После окончания набора статистики и отбора событий прохождения космических частиц значения измеренных кодов АЦП для каждого канала переводились в энергосодержание:

$$E_{Si,i} = \frac{(A_i - A_{ped,i}) \cdot E_{\gamma,^{241}\text{Am}}}{A_{^{241}\text{Am},i} - A_{ped,i}}, \quad (2.3)$$

где:

$E_{Si,i}$  — энергосодержание в фотодиоде,

$A_i$  — измеренный код  $i$ -го канала АЦП,

$A_{ped,i}$  — пьедестал  $i$ -го канала АЦП (в каналах АЦП),

$E_{\gamma,^{241}\text{Am}} = 59,54$  кэВ — энергия фотонов  $^{241}\text{Am}$ ,

$A_{^{241}\text{Am},i}$  — положение пика распределения от  $^{241}\text{Am}$  (в каналах АЦП).

Полученные энергосодержания заносились в гистограммы, которые подгонялись функцией (2.4) [59], хорошо аппроксимирующей распределение ионизационных потерь Ландау [60] в окрестности пика наиболее вероятного энергосодержания:

$$f(x) = P_1 \cdot \exp\left(-\frac{a + e^{-a}}{2}\right), \quad a = \frac{x - P_2}{P_3}, \quad (2.4)$$

где  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  — максимум, положение пика и ширина распределения.

Значения наиболее вероятного энергосодержания (параметр  $P_2$ ) всех шести фотодиодов хорошо аппроксимируются константой (Рисунок 2.7), что говорит об

идентичности фотодиодов в пределах ошибок измерения. Это позволяет объединить статистику во всем фотодиодам и построить одну суммарную гистограмму, улучшив тем самым статистическую точность. Суммарная гистограмма приведена на Рисунке 2.8.

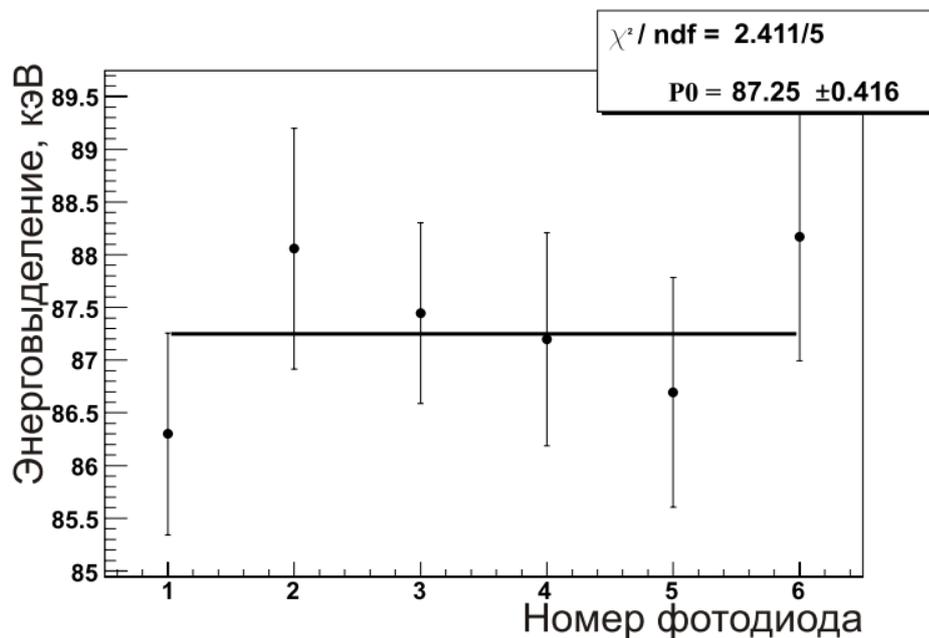


Рисунок 2.7. Значения наиболее вероятного энерговывделения в фотодиодах при прохождении через них космических частиц.

Значение наиболее вероятного энерговывделения космических частиц в чувствительном слое фотодиода составило  $87,3 \pm 0,4$  кэВ. Соответствующая этому значению эффективная толщина чувствительной области фотодиода оказалась равной  $314,4 \pm 1,6 \pm 1,3$  мкм [61]. Основным источником систематической ошибки является неточное знание спектра космических частиц, зависящее от количества вещества, находящегося над установкой.

Полученное значение эффективной толщины обеднённого слоя в фотодиодах было использовано в программе моделирования торцевого калориметра. Моделировались одиночные фотоны, летящие из места встречи и попадающие в центральную область торцевого калориметра ( $0,5 < \theta < 0,7$  радиан,  $0 < \phi < 2\pi$ ). На Рисунке 2.9 показана вероятность найти событие, в котором в одном или нескольких фотодиодах выделилась энергия, в зависимости от энергии попавшего в калориметр фотона.

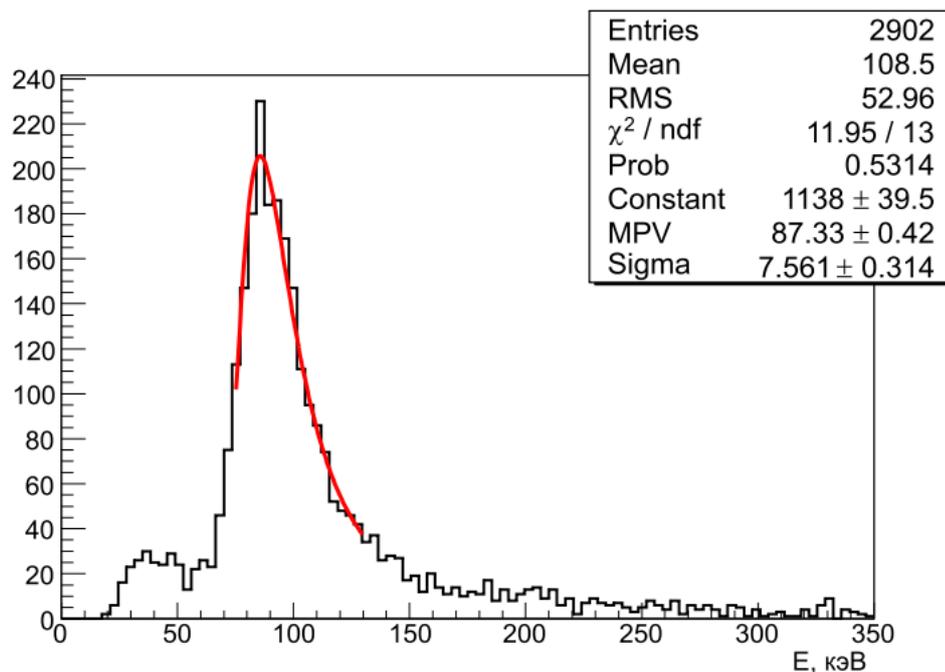


Рисунок 2.8. Суммарная гистограмма энергосодержания в чувствительной области фотодиодов.

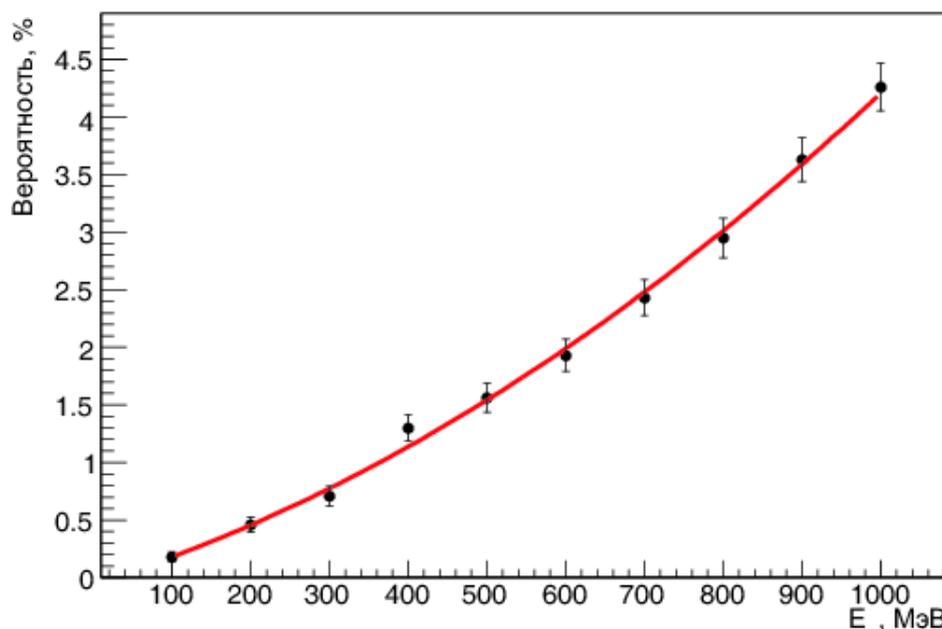


Рисунок 2.9. Вероятность найти событие, в котором произошло энергосодержание в чувствительной области фотодиодов.

На Рисунке 2.10 в логарифмическом масштабе показаны полученные из моделирования распределения по энергии кластеров, восстановленных при попадании в центральную область калориметра одиночного фотона с энергией 1 ГэВ,

без учёта и с учётом энерговыделения в фотодиодах. Видно, что хотя количество событий с прохождением заряженных частиц через фотодиоды невелико и на энергетическое разрешение калориметра учёт фотодиодов не влияет, однако существует вероятность ложного увеличения энергии кластера.

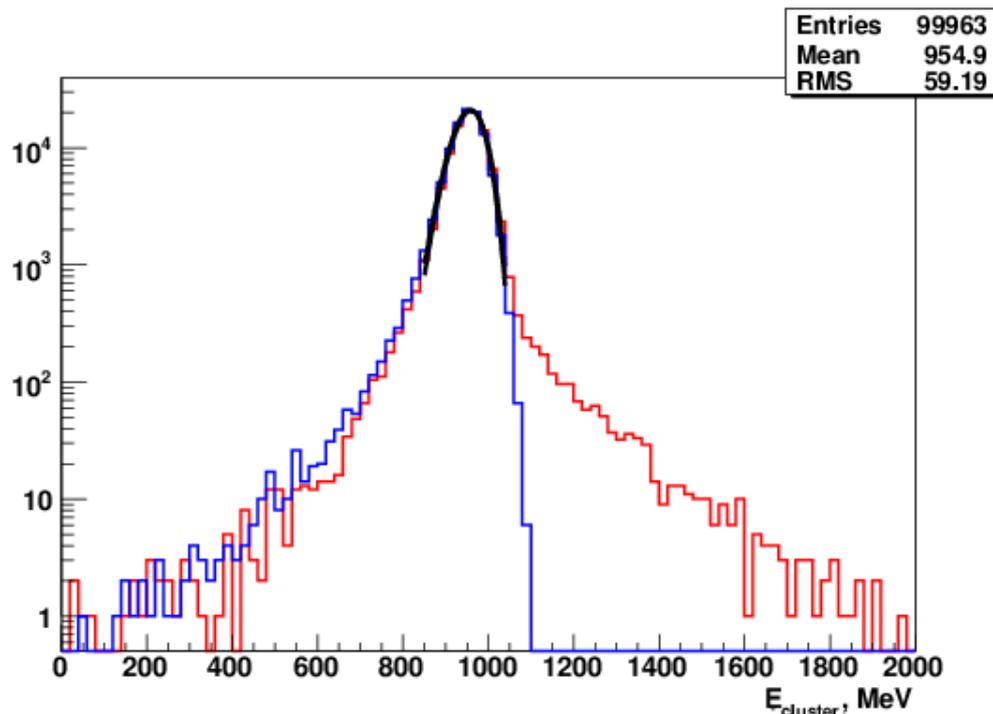


Рисунок 2.10. Распределения по энергии восстановленных кластеров без учёта (синим цветом) и с учётом (красным цветом) прохождения заряженных частиц через фотодиоды.

Практика эксплуатации торцевого калориметра в составе детектора КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000 показала, что правый склон спектра в основном определяется не прохождением заряженных частиц через фотодиоды, а фоновыми событиями от коллайдера в месте расположения торцевого калориметра. На Рисунке 2.11 показаны распределения по энергии фотонов от процесса двухквантовой аннигиляции в моделировании и эксперименте. Видно, что в экспериментальных данных событий в правом склоне спектра в несколько раз больше, чем в моделировании с учётом фотодиодов.

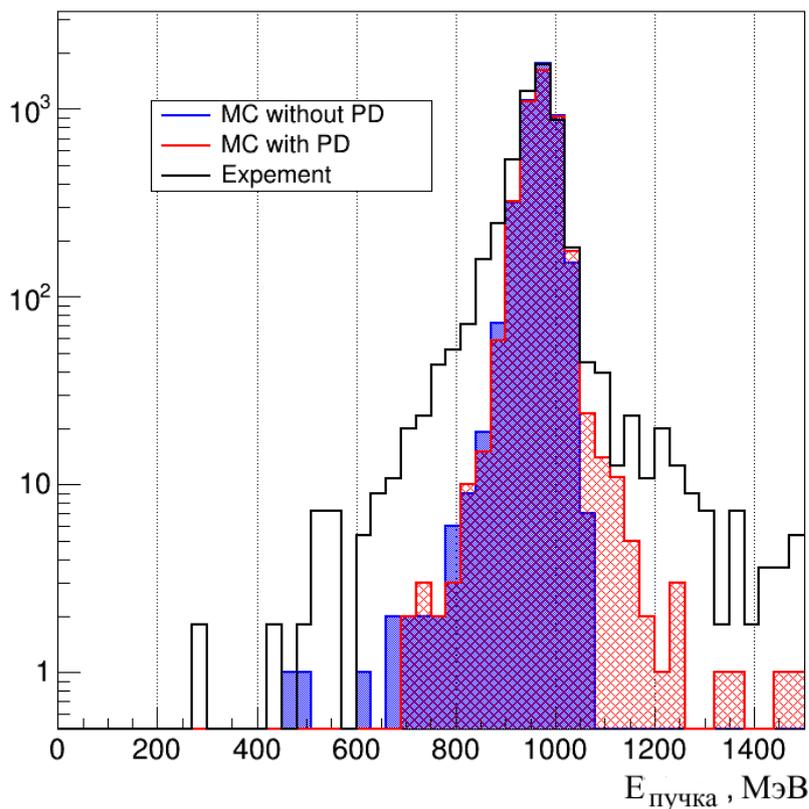


Рисунок 2.11. Распределения по энергии восстановленных кластеров в эксперименте (без штриховки) и в моделировании без учёта (синяя штриховка) и с учётом (красная штриховка) прохождения заряженных частиц через фотодиоды .

## 2.4. Электроника

Для торцевого калориметра детектора КМД-3 была разработана и изготовлена новая электроника. Замена вакуумных фототриодов на кремниевые фотодиоды потребовала разработки и изготовления новых предварительных усилителей, так как фотодиоды имеют почти на порядок бóльшую ёмкость по сравнению с вакуумными фототриодами. Внешняя электроника, обеспечивающая оптимальное формирование сигналов, их оцифровку и выработку сигнала первичного триггера, также была полностью заменена. Это решение вызвано появлением новой элементной базы, которая позволила улучшить параметры электроники, повысить её надёжность и упростить эксплуатацию. Основное изменение, по сравнению с детектором КМД-2, связано с тем, что прекращено использова-

ние блоков оцифровывающей электроники, выполненных в стандарте КЛЮК-ВА [46]. Вместо них разработаны новые блоки формирующих усилителей, объединенных с амплитудно-цифровыми преобразователями — УФО-32. Сокращение УФО-32 расшифровывается как ”Усилитель–Формирователь–Оцифровщик 32-канальный”. Совмещение в одном электронном блоке функций формирования и оцифровки сигнала позволило устранить кабели между формирователями и АЦП, в результате чего увеличилась надёжность и снизилась стоимость электроники торцевого калориметра.

Блок схема электроники торцевого калориметра детектора КМД-3 приведена на Рисунке 2.12.

С фотодиода на зарядочувствительный предусилитель поступает импульс тока с полным зарядом, пропорциональным числу попавших на активную поверхность фотодиода фотонов. Интенсивность этого сигнала экспоненциально спадает с постоянной времени  $\tau = 300$  нс, равным времени высвечивания ВГО. Зарядочувствительный предусилитель интегрирует сигнал и выдает на выходе напряжение, пропорциональное входному заряду. Для уменьшения синфазных наводок предусилитель имеет парафазный выход, а формирующий усилитель имеет дифференциальный вход. Сигналы с выхода предусилителя поступают на вход формирующего усилителя по кабелю из витой пары в экране с внешней изоляцией. Далее сигнал поступает на линейный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления, а затем разветвляется на два канала: медленный (энергетический) и быстрый (триггерный). Сигнал в медленном канале оцифровывается и используется для измерения выделенной энергии, а в быстром канале — для запуска триггера.

Напряжение обратного смещения фотодиодов  $U_{\text{обр.см.}} = -70$  В обеспечивается внешним источником питания через RC-фильтры, распаянные в каждом канале на плате зарядочувствительных предусилителей (ЗЧУ). Фильтры необходимы для подавления пульсаций источника обратного смещения, а также для подавления наводок на кабели, идущие от блока коммутации до ЗЧУ.

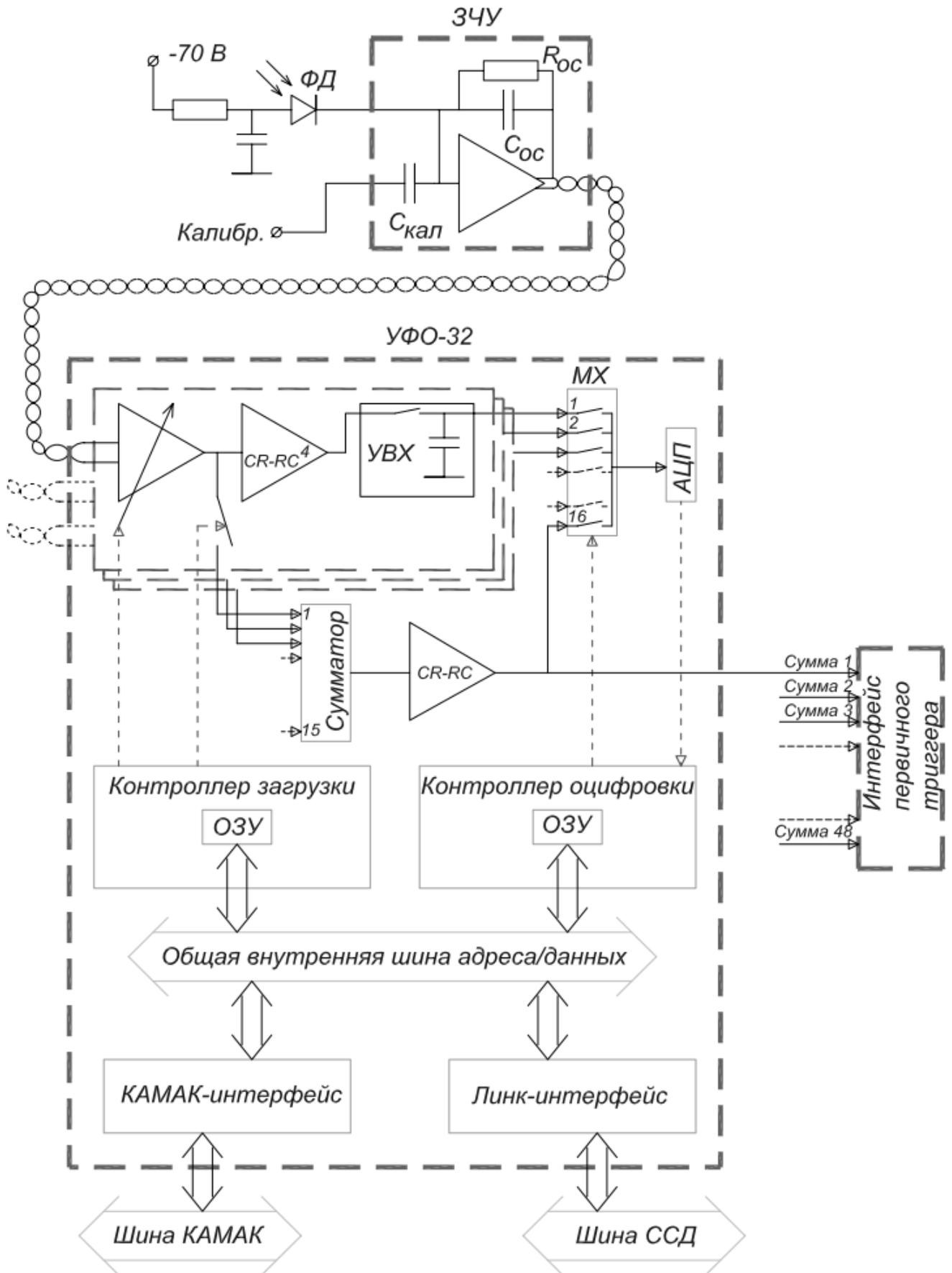


Рисунок 2.12. Блок-схема электроники торцевого калориметра.

### 2.4.1. Зарядочувствительные предусилители

Зарядочувствительные предусилители играют определяющую роль в величине шумов электронного тракта, причем основной вклад в шумы даёт входная цепь предусилителя. При рассмотрении уровня шумов зарядочувствительного усилителя обычно их разделяют на два основных источника: параллельный и последовательный шум [62, 63]. Параллельный шум вызван флуктуациями температурного тока утечки фотодиода, входного тока затвора полевого транзистора, а также токов, протекающих через резисторы, включенные параллельно входу (в случае торцевого калориметра — резистор обратной связи  $R_{oc}$ ). Часто параллельный шум характеризуется параллельным эквивалентным шумовым сопротивлением  $R_p$ , величина которого определяется из соотношения

$$\frac{1}{R_p} = \frac{\bar{e}I}{2kT} + \frac{1}{R_{oc}}, \quad (2.5)$$

где:

$\bar{e}$  — заряд электрона,

$I$  — сумма токов утечки фотодиода и затвора полевого транзистора,

$k$  — постоянная Больцмана,

$T$  — абсолютная температура,

$R_{oc}$  — сопротивление резистора обратной связи.

Спектральная плотность параллельного шумового тока равна

$$\frac{\overline{i_p^2}}{\Delta f} = \frac{4kT}{R_p}, \quad (2.6)$$

а спектральная плотность создаваемого им на входной ёмкости  $C$  шумового напряжения равна

$$\frac{\overline{u_p^2}}{\Delta f} = \frac{4kT}{R_p(\omega C)^2}, \quad (2.7)$$

где суммарная входная ёмкость  $C$  складывается из ёмкости фотодиода  $C_{фд}$ , входной ёмкости полевого транзистора  $C_{пт}$ , ёмкости обратной связи  $C_{oc}$  и паразитных ёмкостей  $C_{пар}$ , то есть  $C = C_{фд} + C_{пт} + C_{oc} + C_{пар}$ .

Последовательный шум не зависит от параметров фотодиода и характеризуется последовательным эквивалентным шумовым сопротивлением  $R_s$ , которое в случае использования во входном каскаде полевого транзистора равно  $R_s = 1/S$ , где  $S$  — крутизна транзистора. Интенсивность последовательного шума не зависит от частоты и равна

$$\frac{\overline{u_s^2}}{\Delta f} = 4kTR_s. \quad (2.8)$$

Кроме того, существуют ещё фликкер шум полевых транзисторов вида

$$\frac{\overline{u_{1/f}}}{\Delta f} = \frac{A_f}{f}. \quad (2.9)$$

Чтобы получить уровень шума на выходе формирующего усилителя, необходимо произвести свёртку спектральной плотности входных шумов с частотной характеристикой  $K(\omega)$  формирователя:

$$\overline{u_{\text{ш.вых.}}^2} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} \left( \frac{4kT}{R_p(\omega C)^2} + 4kTR_s + \frac{A_f}{f} \right) |K(\omega)|^2 d\omega. \quad (2.10)$$

Проведённые расчёты позволили выбрать параметры элементов для входного каскада предусилителя.

В качестве входного элемента в торцевом калориметре был выбран полевой транзистор BF861В производства компании NXP Semiconductors (до 2006 г. — подразделение фирмы Philips, Нидерланды) [64]. Значение ёмкости затвора этого транзистора не превышает 10 пФ, ток утечки затвора не более 1 нА, типичное значение крутизны при выбранных режимах работы — 15–20 мА/В.

Сопротивление резистора обратной связи выбрано равным 220 МОм. Это даёт вклад в шумы менее 100 электронов, что в несколько раз меньше вклада, вызванного темновым током фотодиода.

Ёмкость обратной связи выбрана равной 3 пФ. Тогда динамическая входная ёмкость, равная произведению ёмкости обратной связи на собственный коэффициент усиления предусилителя, составляет не менее 2700 пФ. Это обеспечивает собирание не менее 98 % заряда, образовавшегося в фотодиоде.

Конструктивно предусилители выполнены на печатной плате, по 4 или 6 каналов на плату, в зависимости от типоразмера блока, в который они устанавливаются. После изготовления все предусилители проходили проверку и настройку с измерением шумов. Измерения проводились при двух значениях времени формирования — 3 мкс и 0,3 мкс, а также с подключенной на вход предусилителя ёмкостью 51 пФ, которая имитировала фотодиод, и без неё. При этом требовалось, чтобы значения шумов с имитатором фотодиода на входе при времени формирования 3 мкс не превосходили 360 электронов, а при времени формирования 0,3 мкс — 880 электронов.

Время нарастания выходного сигнала менее 50 нс, что не влияет на временные параметры калориметра, так как в данном случае они определяются временем высвечивания кристаллов, равным 300 нс.

Питание предусилителей осуществляется от источника постоянного напряжения +10 В. Для фильтрации пульсаций питания и предотвращения обусловленных связью по питанию коллективных эффектов каждый канал предусилителя оборудован активным фильтром питания. Потребляемая мощность равна 85 мВт на каждый канал плюс 3 мВт на общие цепи в каждой плате предусилителей.

### **2.4.2. Усилитель–Формирователь–Оцифровщик УФО-32**

Сигналы с зарядочувствительных усилителей по кабелю из витой пары в экране с внешней изоляцией для дальнейшей обработки поступают на блоки УФО-32. Основными задачами блоков УФО-32 являются:

- фильтрация сигналов с целью улучшения соотношения сигнал/шум;
- усиление сигналов для согласования со шкалой амплитудно-цифрового преобразователя;
- регулировка коэффициента усиления с целью получения одинакового для всех каналов интегрального коэффициента преобразования каналов из выделенной в кристалле энергии в выходное напряжение;
- суммирование и формирование сигналов для триггерных целей;

- оцифровка каждого канала и передача данных по последовательной связи в систему сбора данных.

Блоки УФО имеют дифференциальные входы, входное сопротивление которых согласовано с волновым сопротивлением витой пары 110 Ом. Затем сигнал поступает на линейный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления. После линейного усилителя сигнал разветвляется на два канала: быстрый (триггерный) и медленный (энергетический).

Сигнал в медленном канале используется для измерения энергии, выделившейся в данном кристалле. Шумовые свойства фильтрующих цепей формирующих усилителей обычно характеризуются коэффициентом превышения шума, который показывает во сколько раз отношение сигнал/шум данного фильтра хуже, чем у идеального фильтра. Например, простейший CR–RC фильтр имеет коэффициент превышения шума 1,36 [62]. Для торцевого калориметра детектора КМД-3 в энергетическом (медленном) канале формирователя выбрана формирующая цепь, состоящая из однократного CR-дифференцирования и 4-кратного RC-интегрирования с постоянной времени  $\tau = RC$  равной 1 мкс, что даёт эффективное время интегрирования  $\tau_{эфф} = 4$  мкс. Такой фильтр имеет коэффициент превышения шума 1,16. После получения от системы сбора данных команды ”Общий стоп с помощью пикового детектора определяется и запоминается максимальная амплитуда этого сигнала. Затем выходы пиковых детекторов через мультиплексор коммутируются на вход аналого-цифрового преобразователя для измерения выделенной энергии. Результаты оцифровки по последовательной связи передаются в систему сбора данных.

Как уже говорилось ранее, кристаллы ВГО для торцевого калориметра имеют довольно большой разброс по величине световыхода — максимальный и минимальный световыход различаются почти в 4 раза (см. Рисунок 2.2). Имеется разброс и у коэффициентов преобразования зарядочувствительных предусилителей. Для того, чтобы обеспечить одинаковый для всех кристаллов энергетический порог в триггерном канале формирователя, предусмотрена возможность индивидуальной регулировки от компьютера коэффициента усиления каждого кана-

ла формирующего усилителя. В каждом канале формирующего усилителя имеется делитель напряжения, в котором один из резисторов представляет собой 8-битный цифро-аналоговый преобразователь. Регулировка коэффициента усиления осуществляется от компьютера путём записи нужного кода в этот преобразователь. Коэффициент ослабления делителя напряжения  $K_{\text{атт}}$  связан с кодом  $k$ , записываемым в подстроечный ЦАП, следующей формулой:

$$K_{\text{атт}} = 1 - (2,93 \pm 0,01) \cdot 10^{-3} \cdot k, \quad (2.11)$$

где код  $k$  может изменяться от 0 до 255.

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 достаточной гранулярности калориметра с точки зрения триггера. Было выбрано суммирование по 15 кристаллам, что является близким к оптимальному. Разбиение торцевого калориметра на группы приведено на Рисунке 2.13. Для того, чтобы сигналы одной группы попадали в один блок УФО-32, используются четыре специальных блока коммутации. На каждый блок коммутации приходят сигналы с выходов ЗЧУ, расположенных в половине каждого торца. На каждый формирователь УФО-32 приходят сигналы с двух групп кристаллов. Как уже говорилось, после входного линейного усилителя сигнал разветвляется на медленный и быстрый каналы. Сигнал в быстром канале через управляемые от компьютера ключи поступает на аналоговый сумматор, в котором 15 индивидуальных каналов торцевого калориметра складываются в один суммарный сигнал. Затем суммарный сигнал формируется и используется в триггере. Для триггерного канала было выбрано CR–RC формирование с временем формирования 0,3 мкс, равным времени высвечивания кристаллов ВГО. Расчёты показали, что такой выбор является оптимальным с точки зрения временного разрешения торцевого калориметра. Также суммарный сигнал для контроля и удобства настройки формирователя поступает на аналого-цифровой преобразователь.

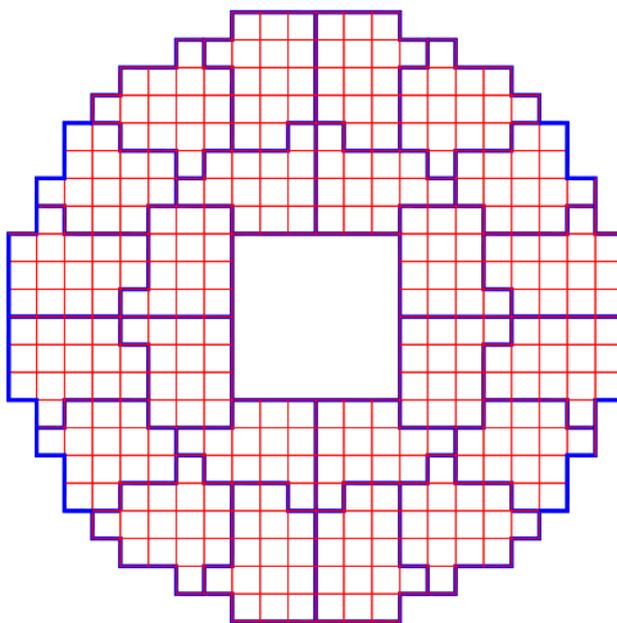


Рисунок 2.13. Разбиение торцевого калориметра на группы (границы групп показаны синими линиями).

Индивидуальные сигналы каждой группы поступают на аналоговый сумматор через управляемые от компьютера ключи, которые 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 этом сигнал калибровки подается одновременно на все каналы. Кроме того, ключи используются для проверки триггера путем включения в суммарные сигналы заданных комбинаций каналов калориметра. Во время набора статистики, в случае появления отдельных шумящих каналов, ключи могут быть использованы для выключения этих каналов из суммирования с целью подавления ложных запусков триггера.

Блоки УФО-32 выполнены в модификации Big-КАМАК стандарта КАМАК [65]. Модификация Big-КАМАК, разработанная в ИЯФ для детектора КМД-2, представляет собой расширенный по высоте вариант КАМАК-крейта. Ширина блока 2М. Каждый блок УФО-32 содержит две группы по 15 каналов, два сумматора, два мультиплексора, два амплитудно-цифровых преобразователя и блок управления, доступ к которому имеется как через шину КАМАК, так и че-

рез линию последовательной связи (шину Системы Сбора Данных). Всего в торцевом калориметре используется 24 блока УФО-32.

## 2.5. Конструкция блоков торцевого калориметра

Базовым элементом конструкции торцевого калориметра является линейка, или блок, кристаллов. Используются блоки двух типов: из 4 и 6 кристаллов. Каждый блок комплектуется фотодиодами и платой предусилителей. Конструкция блока схематически показана на Рисунке 2.14.

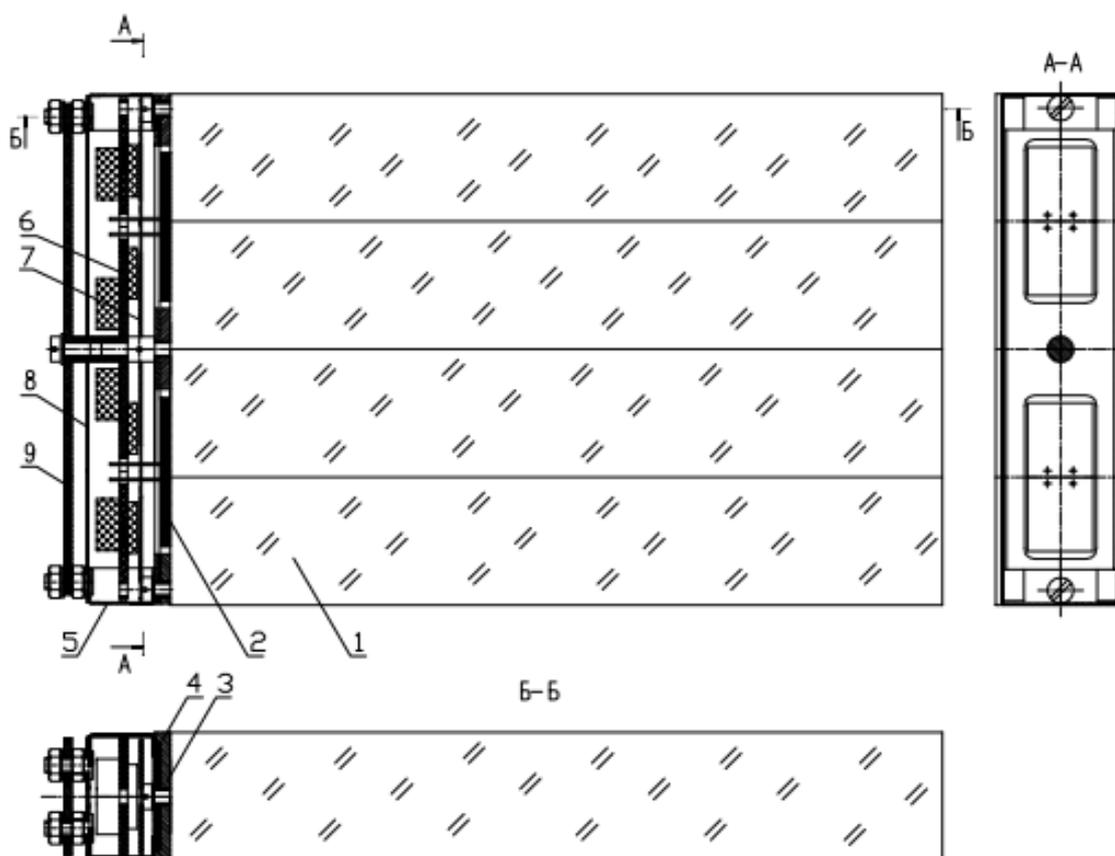


Рисунок 2.14. Схематическое изображение блока из 4 кристаллов:  
 1 — кристаллы; 2 — фотодиоды; 3 — латунная пластина-основание;  
 4 — латунная пластина-вкладыш; 5 — торцевые крышки; 6 — плата  
 предусилителя; 7 — изолятор; 8 — боковые крышки; 9 — задняя  
 крышка.

Сборка блока начинается со склейки кристаллов. Кристаллы (1) склеиваются друг с другом по фаскам клеем на основе этилцианокрилата. Для предот-

вращения механического повреждения кристаллов между ними прокладывается папиросная бумага. Она также исключает затекание клея в зазор между кристаллами.

После склейки кристаллов в линейку к ним приклеиваются фотодиоды (2). Приклейка фотодиодов осуществляется с использованием специального приспособления, изготовленного из тефлона с вырезанными в нём окнами. Это обеспечивает точную фиксацию положения фотодиода на кристалле, что необходимо для последующей сборки блока. Фотодиоды приклеиваются к кристаллам клеем марки KE45T производства корпорации Shin-Etsu Chemical (Япония) [66].

После приклейки фотодиодов блок помещается в чехол из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм. Чехол изготавливается с помощью ультразвуковой сварки. Периметр чехла на 2–3 мм больше, чем периметр блока. Между боковыми гранями блока и чехлом прокладывается слой папиросной бумаги. Для механической защиты кристаллов, перед передней гранью блока, обращённой к месту встречи пучков, помещена пластина из стеклотекстолита толщиной 0,5 мм. Для увеличения светосбора на эту пластину со стороны кристаллов приклеен отражатель из алюминизированного лавсана.

С противоположной стороны блока, где находятся фотодиоды, края лавсанового чехла зажимаются с помощью двух латунных пластин. В пластинах имеются прямоугольные отверстия для фотодиодов. В ближней к кристаллам пластине (3) толщиной 3 мм сделан продольный паз глубиной 1 мм. Края чехла заворачиваются на пластину и прижимаются с помощью винтов второй пластиной (4) толщиной 1 мм. Для увеличения светосбора на ближнюю к кристаллам пластину приклеен отражатель из алюминизированного лавсана.

Затем блок со всех сторон проглаживается утюгом с температурой 180–200 °С. При нагревании лавсан сжимается и плотно обтягивает блок. Папиросная бумага, проложенная между кристаллами и чехлом, уменьшает нагрев кристаллов, так что лавсан обтягивает блок ровно, без складок. Температура утюга и размеры чехла были подобраны экспериментально.

Далее к латунным пластинам с помощью винтов крепятся торцевые крышки (5), изготовленные из медной фольги толщиной 0,3 мм, а также плата предусилителей (6). Между платой предусилителей и латунными пластинами помещается изолирующая прокладка (7) из стеклотекстолита толщиной 0,3 мм. Выводы фотодиодов с заранее припаянными к ним гибкими проводниками из провода МГТФ–0,12 проходят через отверстия в плате предусилителей. Проводники припаиваются к плате.

Затем устанавливаются две боковые Г-образные крышки (8) из медной фольги толщиной 0,3 мм. Они прикручиваются гайками к шпилькам на торцевых крышках. Между боковыми крышками остаётся зазор шириной 1 мм для вывода кабелей от предусилителя. Таким образом, достигается хорошее экранирование предусилителей от внешних наводок. Кабели выполнены витой парой, с которой на участке от предусилителя до задней крышки (9) сняты внешняя изоляция и экранирующая оплётка. Экранирующая оплётка припаяна к задней крышке, изготовленной из фольгированного стеклотекстолита толщиной 1,5 мм. От задней крышки до разъёма витая пара идёт уже в изоляции одним жгутом длиной 16 см.

Последней устанавливается задняя крышка (9). Между задней крышкой и боковыми Г-образными крышками остаётся зазор 2,5 мм, в который укладываются кабели.

Для дополнительной защиты от механических повреждений собранный блок закрывается лавсаном толщиной 70 мкм.

## **2.6. Конструкция торцевого калориметра в целом**

Схема расположения блоков в торцевом калориметре показана на Рисунке 2.15. Всего в калориметре имеется 36 блоков из 6 кристаллов и 116 блоков из 4 кристаллов. Блоки в каждом торце помещаются в кольцо (1) с внутренним диаметром 576 мм, изготовленное из медной полосы шириной 155 мм и толщиной 5 мм. Кольцо крепится к железу ярма магнита при помощи четырёх кронштейнов (2) клиновидной формы, изготовленных из нержавеющей стали. Блоки

устанавливаются в кольцо вертикально. Нижний ряд блоков устанавливается на

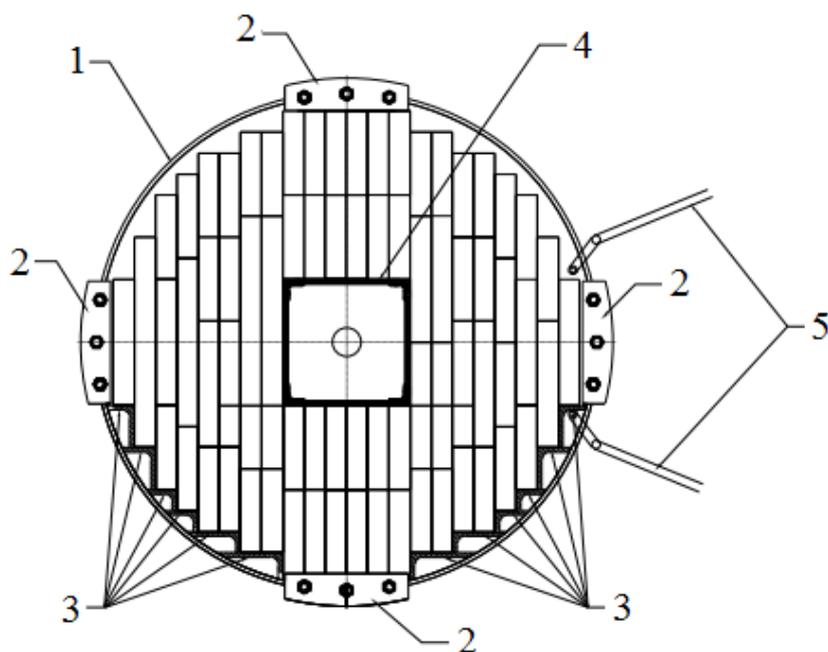


Рисунок 2.15. Расположение блоков в торце: 1 — несущее кольцо; 2 — кронштейны; 3 — уголки; 4 — центральная подставка; 5 — медная трубка.

дюралевые уголки (3), размеры которых для каждого блока подбираются индивидуально. Далее блоки ставятся друг на друга, а центральные 8 блоков, расположенные над вакуумным промежутком, устанавливаются на разборную дюралевую подставку (4). Подставка изготовлена из дюралевой полосы шириной 120 мм и толщиной 5 мм. Вертикальный размер центральной подставки 150 мм, а горизонтальный — 148 мм. Медная трубка (5), припаянная к кольцу (1) со стороны дрейфовой камеры, является элементом гидравлической системы термостабилизации торцевого калориметра, которая описана в разделе 2.7.

В торцевом железе ярма магнита в кабельных каналах заранее проложены кабели, идущие от блоков торцевого калориметра до блоков коммутации, расположенных снаружи детектора. По кабелям выводится выходной сигнал с предусилителей, подаётся питание и калибровочный сигнал на предусилители, а также напряжение обратного смещения для фотодиодов. Внутри детектора каждый

кабель заканчивается 20-контактным разъёмом, который соединяется с ответным разъёмом на блоке.

## **2.7. Система термостабилизации торцевого калориметра**

### **2.7.1. Обоснование необходимости температурной стабилизации**

Системы термостабилизации являются важной частью большинства кристаллических калориметров на современных детекторах. Предварительная электроника калориметров с целью уменьшения шумов обычно находится внутри детекторов непосредственно возле кристаллов. Для обеспечения работоспособности предварительной электроники необходимо обеспечить отведение выделяемой тепловой мощности. Чаще всего это делается с использованием жидкого теплоносителя.

Кроме того, световыход кристаллов часто зависит от температуры. Изменение температуры кристаллов во время набора статистики может приводить к дополнительной систематической ошибке в определении энергии частиц. Поэтому, кроме охлаждения предварительной электроники, требуется также поддержание стабильной температуры кристаллов.

Очень большое внимание стабилизации температуры электромагнитного калориметра было уделено на детекторе L3 [67]. В этом случае в качестве теплоносителя использовалась специальная жидкость с низкой вязкостью на основе силикона. Так как электромагнитный калориметр детектора L3 имел рекордное разрешение (лучше 1% на энергиях электронов и фотонов более 10 ГэВ), температура каждого кристалла поддерживалась постоянной с точностью 0,2 °С, а перепад температур от кристалла к кристаллу не превышал 0,5 °С.

В случае торцевого калориметра детектора КМД-3 не требуется столь точное поддержание температуры калориметра. Ожидаемое энергетическое разре-

ние калориметра при энергии пучков  $2 \times 1$  ГэВ определяется в основном флуктуациями утечек электромагнитного ливня и составляет примерно 3,5%. Для того, чтобы точность калибровок, связанная с нестабильностью температуры калориметра, не вносила существенного вклада в энергетическое разрешение, необходимо поддерживать температуру кристаллов с точностью не хуже  $\pm 1$  °С.

В торцевом калориметре детектора КМД-2 не было системы термостабилизации. Для охлаждения предусилителей использовалась деионизованная вода из внутренней водной сети ИЯФ. Опыт эксплуатации детектора КМД-2 показал, что изменения температуры этой воды могли достигать 4–5 градусов за время порядка нескольких десятков часов, что приводило к соответствующему изменению температуры кристаллов. При проведении процедуры OFFLINE калибровки калориметра по космическим частицам, о которой рассказывается в главе 4, для достижения нужной статистической точности требовалось использовать статистику, набранную за 2–3 суток. При этом изменения температуры охлаждающей воды, а с ней и температуры калориметра, иногда несколько ухудшали энергетическое разрешение калориметра.

Важным вопросом является также выбор рабочей температуры калориметра. Очевидно, что было бы желательно поддерживать температуру кристаллов как можно более низкой. При этом не только возрастает световыход кристаллов, но и уменьшается темновой ток фотодиодов, что, в свою очередь, приводит к уменьшению шумов ЗЧУ. Как продемонстрировано в разделе 3.4, снижение температуры калориметра с 25 °С до 10 °С позволяет уменьшить энергетический эквивалент шумов на 20–30%.

Дальнейшее снижение температуры встречает серьезные технические трудности, связанными с конденсацией водяных паров. При относительной влажности воздуха 45% и температуре в экспериментальном зале коллайдера 25 °С точка росы равна 12 °С. Поэтому проектной рабочей температурой охлаждающей воды во вторичном контуре чиллера выбрана температура 12 °С.

### 2.7.2. Описание конструкции

Для стабилизации температуры калориметра используется вода, которая охлаждается специализированной холодильной машиной, называемой чиллером. Чиллер представляет собой установку для охлаждения жидкостей и в общем случае состоит из холодильного контура, компрессора, испарителя и конденсатора. Для термостабилизации торцевого калориметра детектора КМД-3 используется чиллер MU21/ST производства корпорации BLUE BOX (Италия) [68] с водяным охлаждением конденсатора. В комплектацию также входит теплоизолированный накопительный бак, циркуляционный насос и предохранительный клапан. Характеристики чиллера, используемого в системе термостабилизации торцевого калориметра, приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4. Технические характеристики чиллера.

Изготовитель	фирма BLUE BOX (Италия)
Модель	MU 21 /ST
Хладагент	R22
Холодопроизводительность	5,3 кВт
Макс. потребляемая мощность	2,2 кВт
Макс. потребляемый ток	13,9 А
Макс. стартовый ток	45,9 А
Мощность компрессора	1,2 кВт
Мощность насоса	220 Вт
Рекомендуемый расход воды во вторичном контуре	930 л/ч=15,5 л/мин
Располагаемое давление насоса	60 кПа
Объём накопительного бака	100 л
Давление срабатывания предохранительного клапана	3 атм.

Система термостабилизации торцевого калориметра [69] является составной частью его конструкции в целом. К торцу широкого медного кольца, на которое устанавливаются блоки калориметра, со стороны дрейфовой камеры припаяна

медная трубка овального сечения с внешними размерами  $6 \times 12$  мм<sup>2</sup> с толщиной стенки 1 мм. Для вывода теплоносителя за пределы детектора в кабельные каналы уложены медные трубки внешним диаметром 10 мм с толщиной стенки 1 мм. Для подвода воды от chillера до детектора и обратно до chillера используются гибкие дюритовые шланги внутренним диаметром 12 мм и длиной 7 м.

Основными источниками теплового потока, приходящего на кристаллы торцевого калориметра, являются зарядочувствительные предусилители и окружающий детектор воздух. Тепло от окружающей среды приходит через торцевое железо ярма магнита и далее через кронштейны подвески медного кольца и через слой теплоизоляции, расположенный между медным выравнивающим экраном и торцевым железом ярма. Кроме того, имеются тепловые потоки, приходящие на торцевой калориметр по кабелям самого торцевого калориметра и по кабелям дрейфовой камеры. Наконец, необходимо учесть теплоприток на циркулирующий во вторичном контуре chillера теплоноситель от окружающей среды через трубки и шланги, подводящие теплоноситель от chillера до торцевого калориметра, а также передачу тепла этому теплоносителю от насоса, обеспечивающего эту циркуляцию.

В таблице 2.5 приведена оценка максимального значения мощности тепловых притоков на торцевой калориметр и теплоноситель от источников тепла, поступающих по различным каналам. Оценка сделана из расчёта максимальной температуры окружающего воздуха в зале ВЭПП-2000, равной 30 °С, и минимальной рабочей температуры торцевого калориметра 12 °С.

Таким образом, максимальная мощность теплопритока на каждый торец составляет 130 Вт, а на теплоноситель, циркулирующий во вторичном контуре — 250 Вт. Следовательно, суммарное тепловыделение, значительно ниже номинальной холодильной мощности chillера.

Приведенные значения теплопритока на торцевой калориметр позволяет оценить необходимый расход теплоносителя во вторичном контуре chillера. Для того, чтобы перепад температуры между водой, втекающей в детектор, и вытека-

Таблица 2.5. Мощность теплопритоков, поступающих на систему термостабилизации.

Источник тепла	Канал теплопередачи	Теплопритоки собственно на торцевой калориметр, Вт	Теплопритоки на остальную гидросистему, Вт
Зарядочувствительные преусилители		35	
Окружающая среда	Теплоизоляция	42	
	Кронштейны	25	
	Кабели торцевого калориметра	17	
	Кабели дрейфовой камеры	9	
Насос			220
Окружающая среда	Подводящая медная трубка		21
	Подводящие дюритовые шланги		8
Итого		130	250

ющей из него, не превышал 1 °С, требуется обеспечить расход жидкости в каждом торце не менее 1,9 л/мин.

С учетом всех этих требований была выбрана гидравлическая схема системы термостабилизации, изображенная на Рисунке 2.16. Ветви обоих торцов подключаются к чиллеру параллельно. Для обеспечения паспортного расхода теплоносителя во вторичном контуре чиллера сделан байпас с ротаметрами Р2, Р3.

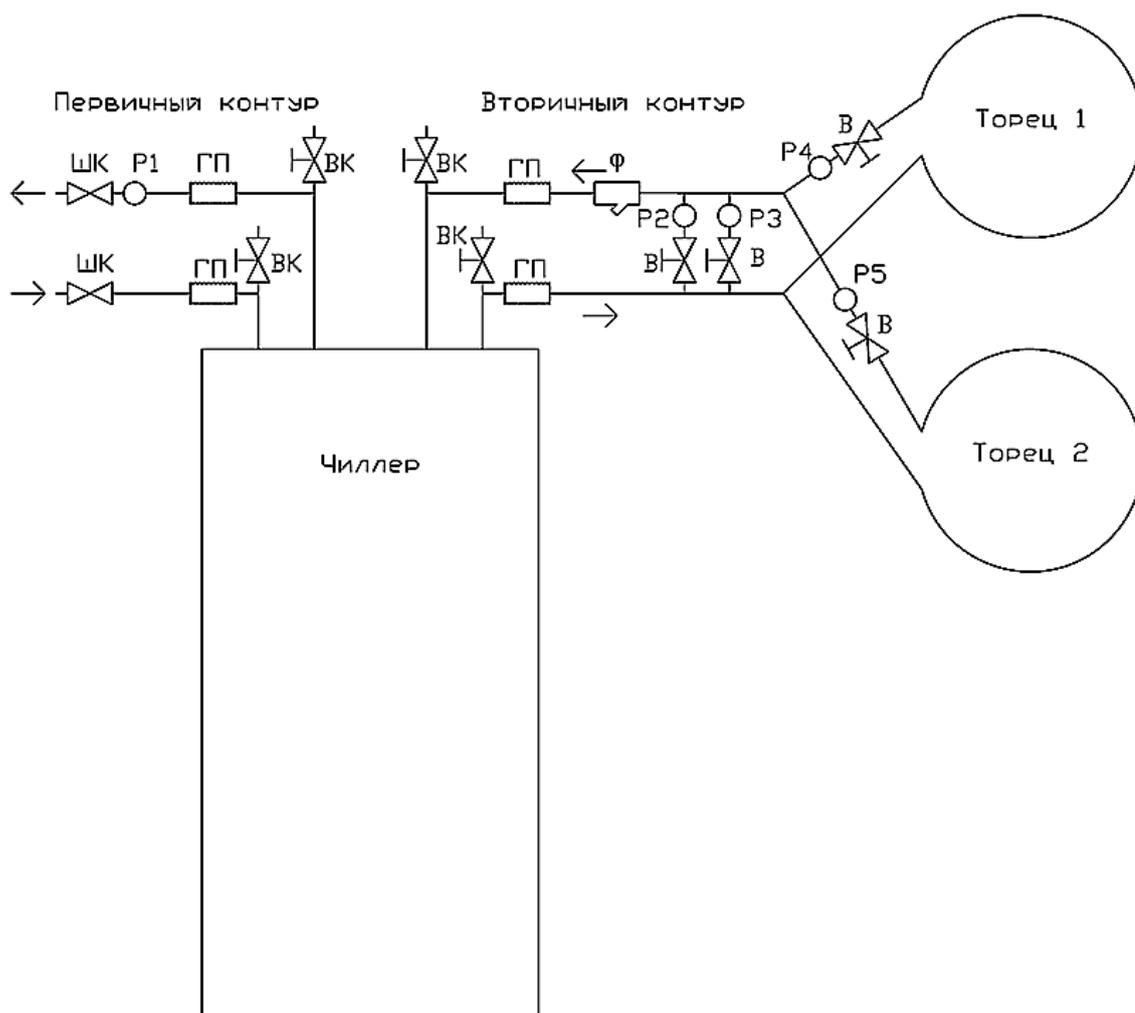


Рисунок 2.16. Гидравлическая схема системы термостабилизации.  
 ШК — шаровый кран, ГП — гибкая подводка, ВК — воздушный клапан,  
 Ф — фильтр грубой очистки, Р1, Р2, Р3 — ротаметры на максимальный  
 расход 9 л/мин, Р4, Р5 — ротаметры на максимальный расход 3 л/мин,  
 В — регулируемый вентиль.

Для контроля за температурой торцевого калориметра на кристаллы установлены температурные датчики. Используются платиновые поверхностные термодатчики сопротивления Pt100. В каждом торце установлено 12 термодатчиков. Питание термодатчиков осуществляется от стабилизированного источника напряжением 12 В по кабелю из витой пары в экране. Схема подключения термодатчиков показана на Рисунке 2.17. По одной из жил витой пары датчик через прецизионный резистор  $R = 11,8 \text{ кОм}$  запитывается током 1 мА, по второй жиле снимается напряжение на датчике, а оплётка витой пары является общим проводом.

Такое подключение позволяет не учитывать сопротивление жил витой пары до термодатчика. Сопротивление оплётки витой пары не превышает 1 Ом, что дает систематический сдвиг определения температуры не более 1 °С.

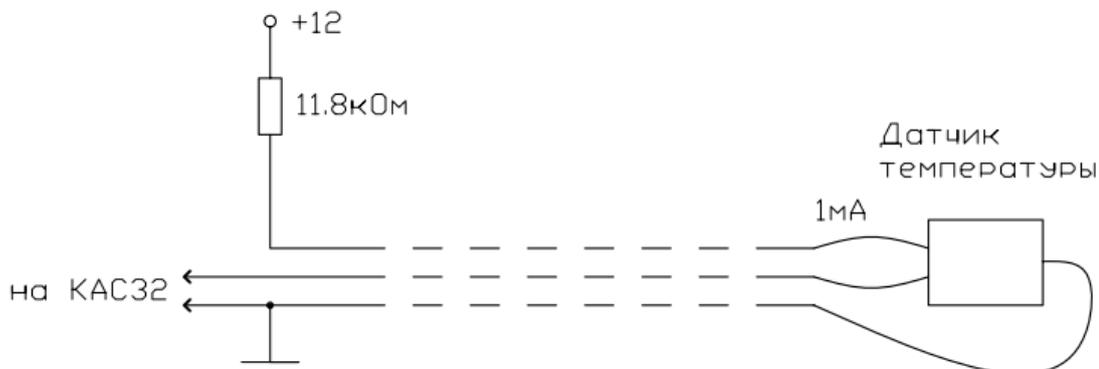


Рисунок 2.17. Схема подключения температурных датчиков.

Кроме температурных датчиков в каждый торец установлены по два датчика влажности. Используются датчики марки НН-3610-002 производства корпорации Honeywell [70]. Схема их подключения показана на Рисунке 2.18. Для работы датчиков влажности требуется питание +5 В, которое получается из +12 В с помощью микросхемы TL 431 [71] производства корпорации Texas Instruments [72].

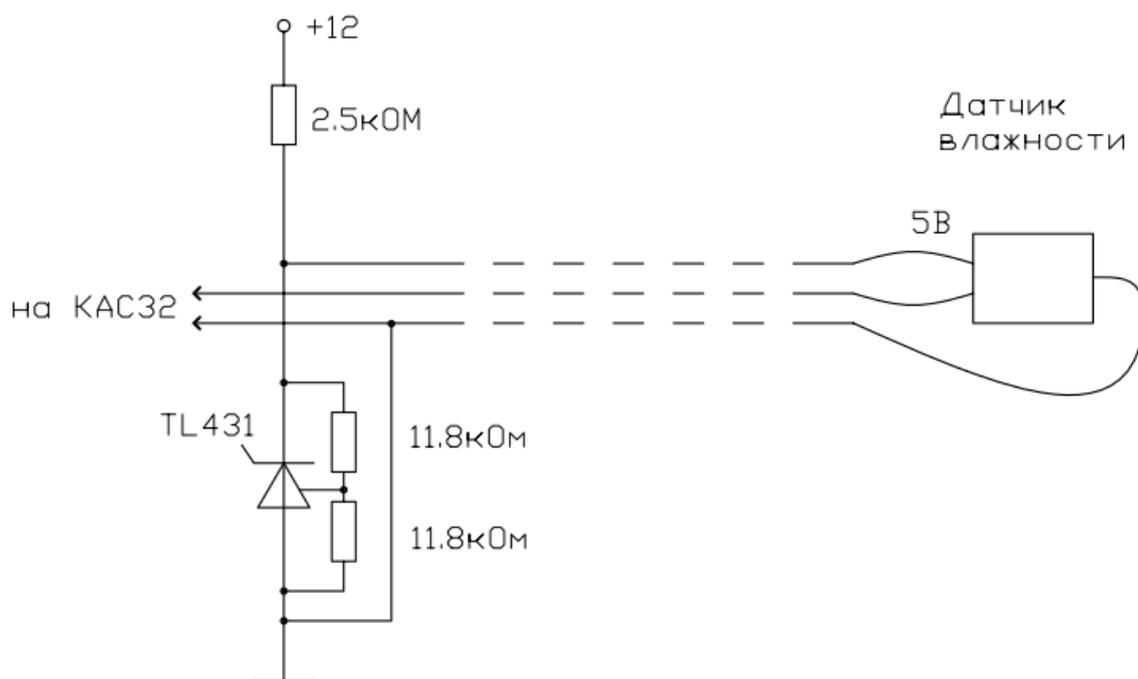


Рисунок 2.18. Схема подключения датчиков влажности.

Карта расположения термодатчиков и датчиков влажности в обоих торцах калориметра показана на Рисунке 2.19.

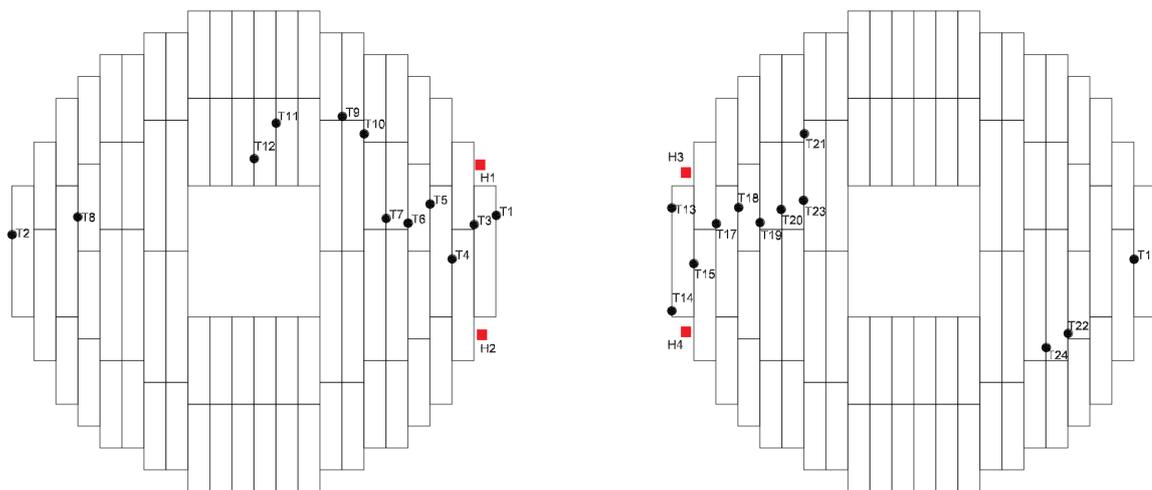


Рисунок 2.19. Схема расположения термодатчиков (чёрные кружки) и датчиков влажности (красные квадратики).

Все электронные компоненты, предназначенные для питания температурных датчиков и датчиков влажности, размещены в специальном блоке, расположенном в крейте КАМАК. В качестве кабелей для подключения датчиков используется витая пара в экране с внешней изоляцией. Напряжение, поступающее с каждого датчика, через коммутатор аналоговых сигналов КАС-32 подаётся в аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Блоки КАС-32 [73] и АЦП [73] выполнены в стандарте КАМАК. Оцифрованные сигналы считываются и записываются в базу данных Системой Медленного Контроля детектора КМД-3.

### 2.7.3. Результаты эксплуатации системы термостабилизации

Система термостабилизации торцевого калориметра используется с самого начала работы детектора. На Рисунке 2.20 приведена зависимость показаний нескольких температурных датчиков первого торца от времени. Температура охлаждающей воды в сезоне 2010–2011 гг. составляла 15 °С, а в сезоне 2011–2012 гг. — 12 °С. Кратковременные падения температуры на датчиках связаны с выключением питания ЗЧУ.

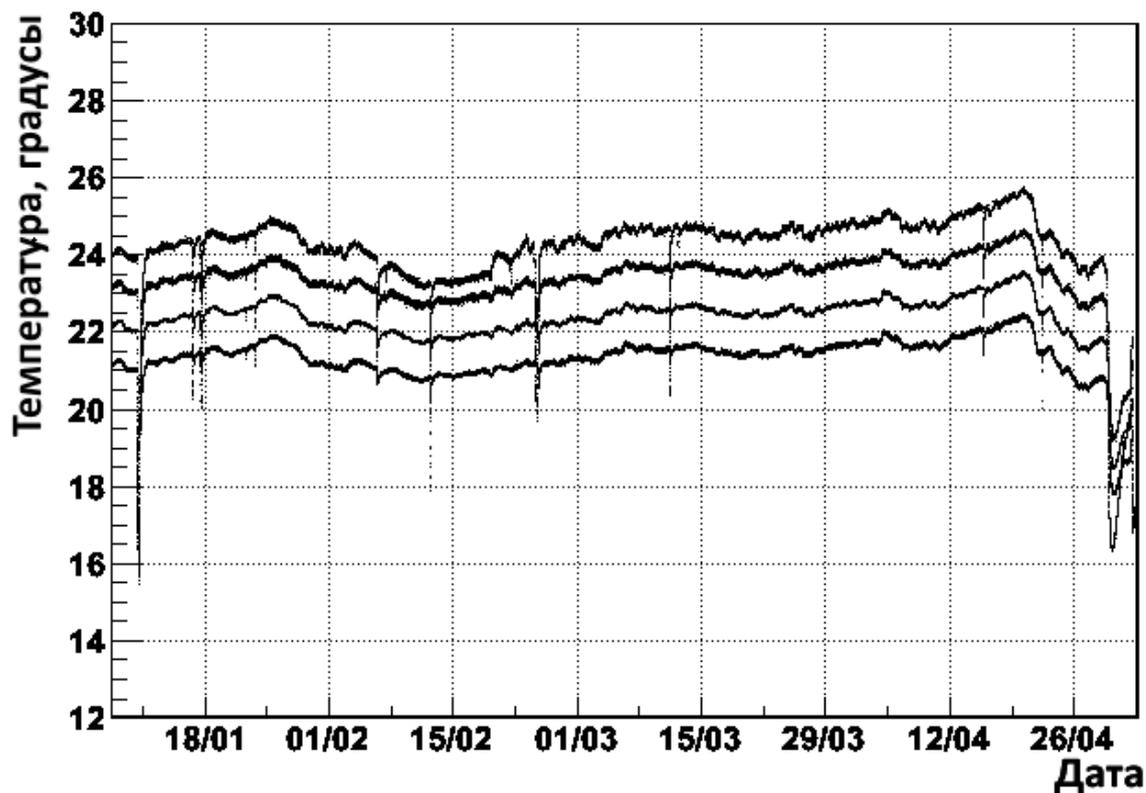


Рисунок 2.20. Зависимость показаний термодатчиков от времени для сезона 2012 г.

Таким образом, система термостабилизации позволяет получить стабильность температуры лучше  $1\text{ }^{\circ}\text{C}$  за время порядка нескольких недель, и такой температурный дрейф не даёт вклад в энергетическое разрешение торцевого калориметра.

## Глава 3. Проверка блоков торцевого калориметра

После сборки блоков перед установкой в калориметр проводилась их проверка. Проверка блоков включала в себя несколько разновидностей измерений. Прежде всего с помощью генератора производилась проверка зарядочувствительных усилителей вместе с подключенными к ним фотодиодами, по которой определялась величина электронных шумов каждого канала. Затем производилась абсолютная калибровка коэффициента преобразования выделившегося в фотодиоде заряда в величину выходного сигнала с использованием гамма-источника  $^{241}\text{Am}$ . И, наконец, окончательно собранные блоки калориметра проверялись путём набора спектров энерговыделения космических мюонов. По результатам обработки спектров энерговыделений космических частиц и электронной калибровки вычислялся коэффициент преобразования из выделенной энергии во входной заряд предусилителя (интегральный световыход) и энергетический эквивалент шумов для каждого канала.

Тестирование всех блоков было проведено дважды: непосредственно после сборки блоков при комнатной температуре, и перед постановкой блоков в детектор при температуре, ниже планируемой рабочей температуры калориметра.

### 3.1. Электронная калибровка от генератора

Схема стенда для проверки блоков изображена на Рисунке 3.1.

Калибровочный сигнал от генератора Г5-78 через внешний аттенюатор и расположенные на плате ЗЧУ калибровочные ёмкости  $C_{\text{кал}} = 1,2$  пФ подаётся на входы зарядочувствительных предусилителей. Длительность калибровочного сигнала выбрана равной 100 мкс, что много больше времени формирования. Напряжение обратного смещения фотодиодов  $U_{\text{обр.см.}} = -70$  В обеспечивается источником питания ТЕС через дополнительные RC-фильтры с  $\tau = 1$  с.

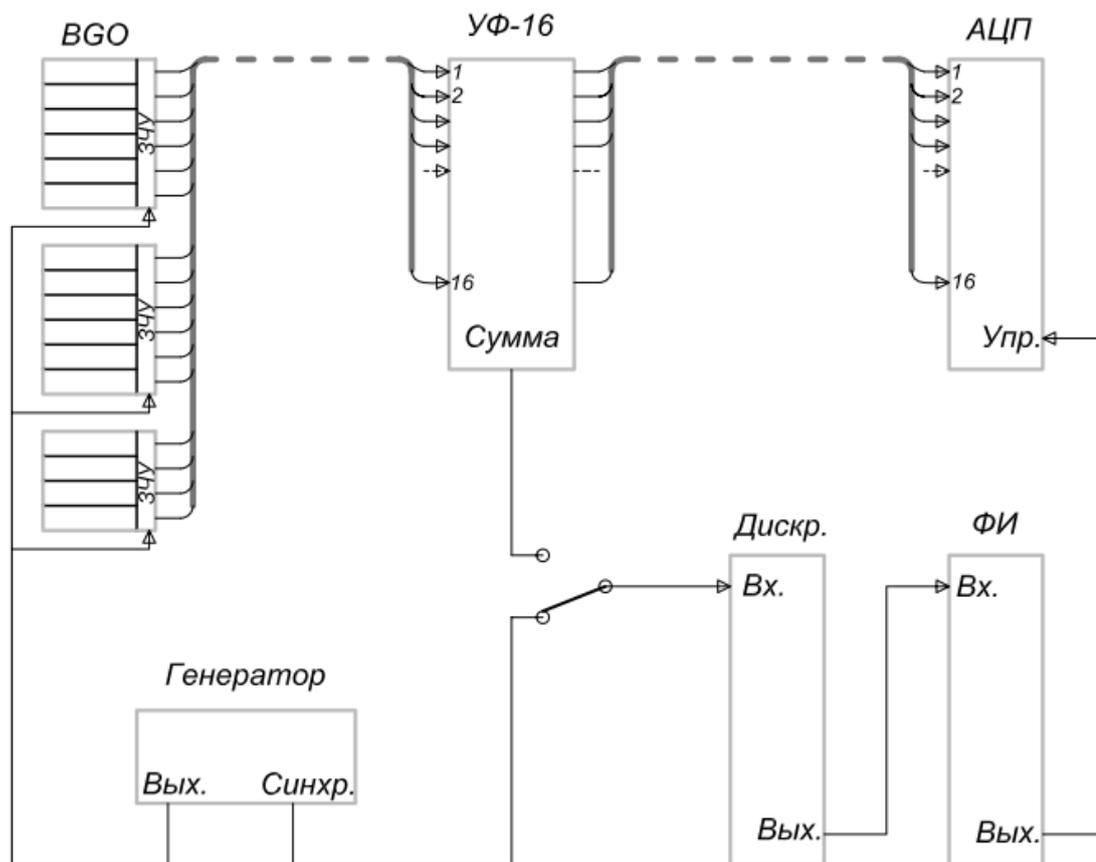


Рисунок 3.1. Блок-схема стенда для проверки блоков.

После предусилителей сигналы поступают на вход 16-канального усилителя-формирователя. В нём сигнал с каждого канала разветвляется на два сигнала. Один сигнал формируется с временем формирования 3 мкс и поступает на 16-канальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) для оцифровки. Другой сигнал формируется с временем формирования 0,3 мкс и через ключи поступает на аналоговый сумматор. Ключи позволяют подключать ко входу сумматора любую последовательную пару сигналов: 1-2, 3-4 и т.д. Суммарный сигнал используется для запуска триггера при наборе данных от радиоактивного источника и от космических частиц.

Для запуска АЦП при наборе спектра от генератора используется сигнал синхронизации с генератора, который поступает на дискриминатор, а затем на формирователь импульсов. Формирователь импульсов даёт прямоугольный сигнал стандарта NIM длительностью 4 мкс, который служит для запуска оцифровки

сигнала в АЦП. Блоки амплитудно-цифрового преобразователя, дискриминатора и формирователя импульсов выполнены в стандарте КАМАК, и оцифрованные сигналы считываются программой в компьютер. Программа позволяет строить спектры оцифрованных сигналов и сохранять их в файлах на диске компьютера.

Электронная калибровка от генератора позволяет убедиться в работоспособности зарядочувствительных предусилителей после сборки блока и определить уровень шумов каждого канала в электронах.

Перед проведением калибровки измерялись величины пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей. Для этого отключалось питание обратного смещения фотодиодов, отключалось питание зарядочувствительных усилителей, отключалась подача калибровочного сигнала на вход предусилителя, но оставался сигнал запуска АЦП. После набора спектра положение пика давало величину пьедестала АЦП в данном канале электронного тракта.

Калибровочный заряд, втекающий в предусилитель, равен произведению напряжения калибровочного сигнала, поступающего на вход предусилителя, и калибровочной ёмкости:

$$Q_{\text{кал}} = U_{\text{ген}} k_{\text{атт}} C_{\text{кал}}. \quad (3.1)$$

По ширине и положению калибровочного пика в спектре, определяется уровень шума в электронах:

$$\sigma[\text{электроны}] = \frac{Q_{\text{кал}}[\text{электроны}] \times \sigma[\text{каналы АЦП}]}{A_{\text{mean}}[\text{каналы АЦП}] - A_{\text{ped}}[\text{каналы АЦП}]}, \quad (3.2)$$

где:

$A_{\text{mean}}[\text{каналы АЦП}]$  — среднее значение кода АЦП при подаче калибровочного сигнала;

$A_{\text{ped}}[\text{каналы АЦП}]$  — среднее значение кода АЦП при наборе пьедесталов;

$\sigma[\text{каналы АЦП}]$  — дисперсия кода АЦП при подаче калибровочного сигнала.

### 3.2. Калибровка с источником $^{241}\text{Am}$

Величины калибровочных ёмкостей, которые используются в формуле (3.1) для определения калибровочного заряда, имеют разброс порядка 10%. Кроме того, в данной формуле не учтена паразитная ёмкость (ёмкость монтажа и т.п.). Поэтому для более точной калибровки использовался радиоактивный  $\gamma$ -источник  $^{241}\text{Am}$  с энергией  $E_\gamma = 59,54$  кэВ. Зная величину энергии, затрачиваемой на образование электрон-дырочной пары  $\omega = 3,66 \pm 0,03$  эВ [74], вычислялся заряд, поступающий на вход зарядочувствительного предусилителя  $Q_{\text{кал}} = E_\gamma / \omega = 16270$  электронов. Источник помещался за задней крышкой блока так, чтобы гамма-кванты попадали сразу на два рядом расположенных фотодиода. Расстояние от источника до фотодиодов составляло 20 мм.

Для запуска АЦП использовался триггерный выход усилителя-формирователя. Ко входу сумматора с помощью ключей подключались только те два канала электронного тракта, на которые поступал сигнал от фотодиодов. Типичный спектр, набранный от источника  $^{241}\text{Am}$  приведён на Рисунке 3.2. Правый пик соответствует гамма-квантам от источника  $^{241}\text{Am}$ . Вершина этого пика аппроксимировалась функцией Гаусса. Левый пик (пьедестал) возникает при запуске оцифровки от соседнего канала.

По результатам обработки спектров от источника  $^{241}\text{Am}$  и спектров электронной калибровки были определены величины калибровочных ёмкостей с учётом паразитной ёмкости. Распределение всех каналов по этому параметру показано на Рисунке 3.3. Все измеренные таким способом значения калибровочных ёмкостей занесены в базу данных калибровок и используются при проведении калибровок торцевого калориметра.

Распределение всех 680 каналов калориметра по амплитуде калибровочного сигнала, характеризующее разброс коэффициентов усиления зарядочувствительных предусилителей, приведено на Рисунке 3.4, а распределение каналов калориметра по шумам, выраженным в электронах, — на Рисунке 3.5.

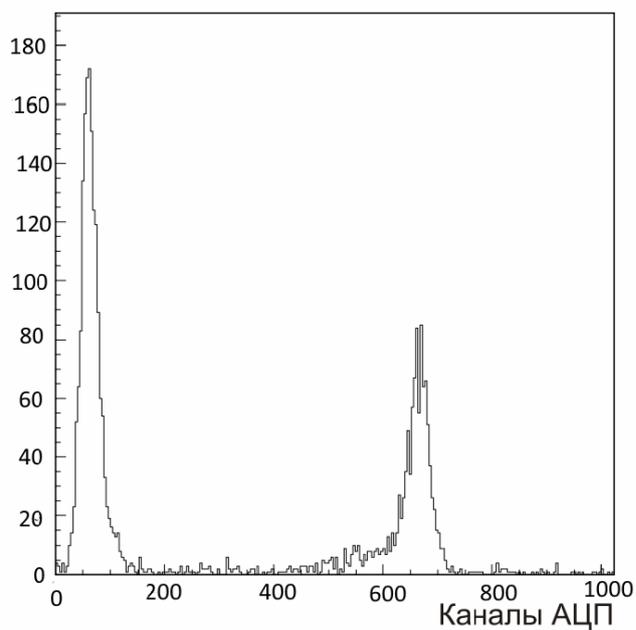


Рисунок 3.2. Типичный спектр источника  $^{241}\text{Am}$ .

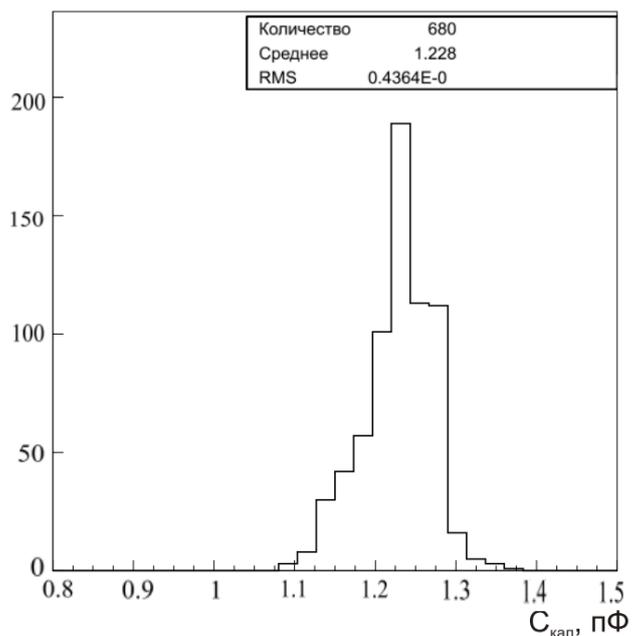


Рисунок 3.3. Распределение каналов calorиметра по величине калибровочной ёмкости.

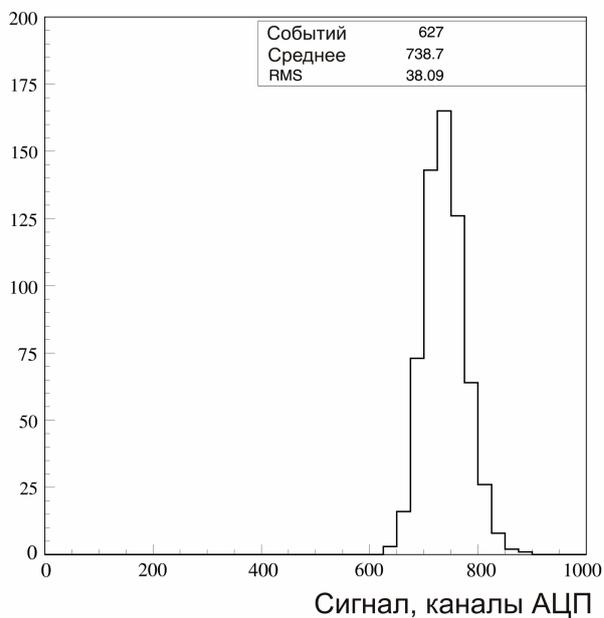


Рисунок 3.4. Распределение каналов calorиметра по амплитуде калибровочного сигнала.

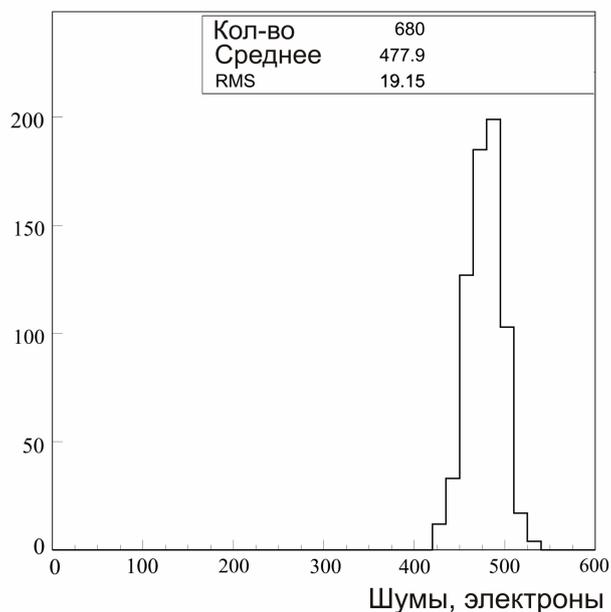


Рисунок 3.5. Распределение каналов calorиметра по шумам, выраженным в электронах.

### 3.3. Калибровка по частицам космического излучения

Для определения коэффициентов преобразования из выделенной в кристаллах энергии во входной заряд предусилителя используются события прохождения через кристаллы космических частиц. Космические частицы, достигающие поверхности Земли, почти на 97% состоят из заряженных мюонов. Проходя через кристалл, мюон выделяет в нём энергию, в основном, за счёт ионизационных потерь. Тестируемые блоки устанавливаются так, чтобы кристаллы в них были расположены горизонтально один над другим. Для запуска АЦП используется выход сумматора усилителя-формирователя, при этом в сумматор с помощью ключей подаются сигналы со всех подключенных блоков. Чтобы выделить более вертикальную космику и, тем самым, уменьшить разброс выделившейся в кристалле энергии, в программе набора спектра космических частиц используется дополнительное условие: запись события производится только в том случае, если оцифрованный сигнал в трёх последовательных каналах электронного тракта превышает заданный порог. Величина этого порога устанавливается равной примерно одной трети ожидаемого наиболее вероятного значения сигнала от космической частицы. Типичный спектр энерговыделения мюонов космического излучения в кристалле приведён на Рисунке 3.6.

Наиболее вероятное энерговыделение космических частиц в кристалле было определено с помощью проведения моделирования методом Монте-Карло прохождения мюонов через торцевой калориметр и составило 22,77 МэВ.

Энерговыделения во всех кристаллах заносятся в гистограммы, которые подгоняются функцией (2.4).

По результатам обработки спектров космических частиц и электронной калибровки вычислялся коэффициент преобразования из выделенной энергии во входной заряд предусилителя (интегральный световыход) по формуле (3.3) и энергетический эквивалент шумов по формуле (3.4):

$$Q_{in} = (Q_{\text{кал}} A_{\text{кос}}) / (A_{\text{кал}} E_{\text{кос}}), \quad (3.3)$$

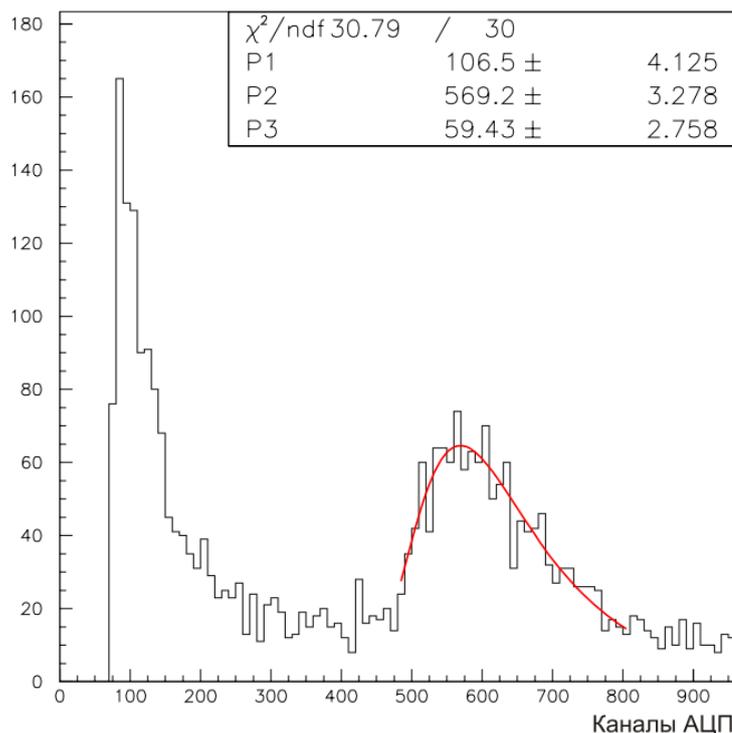


Рисунок 3.6. Типичный спектр энерговыделения от космических мюонов.

$$\sigma_{en} = E_{\text{кос}} \sigma_{\text{кал}} / A_{\text{кос}}, \quad (3.4)$$

где:

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

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

$A_{\text{кос}}$  — положение пика энерговыделения космических частиц в каналах АЦП,

$A_{\text{кал}}$  — амплитуда сигнала при электронной калибровке в каналах АЦП,

$E_{\text{кос}}$  — наиболее вероятное энерговыделение космических частиц 22,77 МэВ,

$\sigma_{en}$  — энергетический эквивалент шума в МэВ,

$\sigma_{\text{кал}}$  — дисперсия сигнала при электронной калибровке в каналах АЦП.

Распределения всех каналов торцевого калориметра по нормированному входному заряду (интегральному световыходу) и энергетическому эквиваленту

шумов приведены на Рисунке 3.7 и 3.8 соответственно. Штриховкой выделены каналы, в которых стоят кристаллы из последней полученной партии.

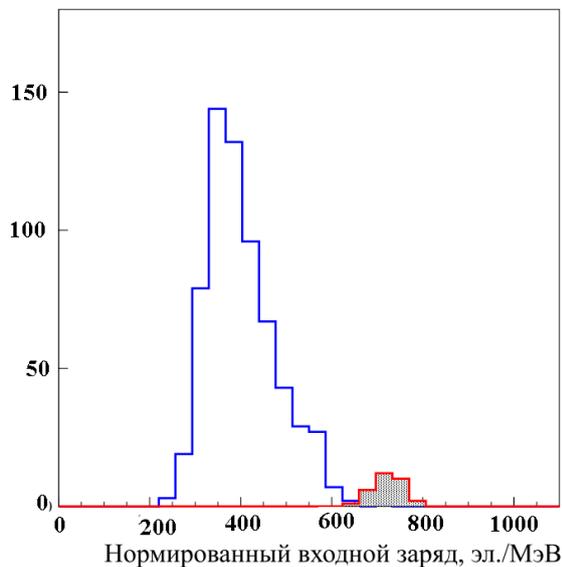


Рисунок 3.7. Распределение всех каналов калориметра по входному заряду предусилителя (интегральному световыходу). Штриховкой выделены каналы, в которых стоят кристаллы из последней полученной партии.

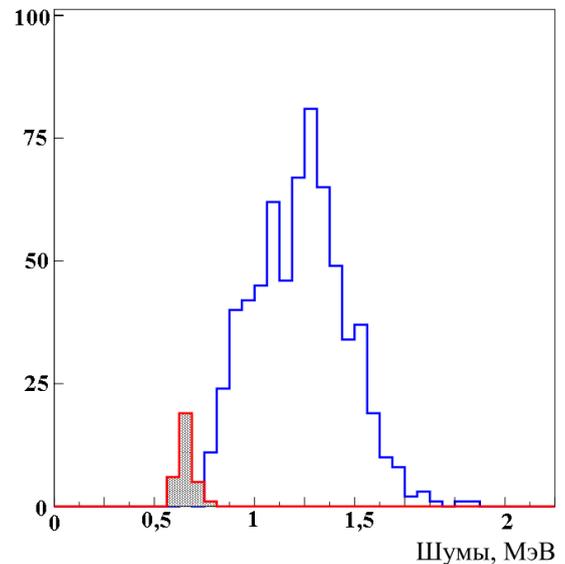


Рисунок 3.8. Распределение всех каналов калориметра по энергетическому эквиваленту шумов. Штриховкой выделены каналы, в которых стоят кристаллы из последней полученной партии.

### 3.4. Температурные зависимости параметров блоков

Для определения влияния температуры на работоспособность блоков калориметра перед установкой блоков в детектор была проведена их повторная проверка, включавшая в себя электронную калибровку от генератора и калибровку по частицам космического излучения. Для проверки использовался описанный выше стенд. Проверка проводилась дважды: первый раз при комнатной температуре, а второй — при температуре ниже планируемой рабочей температуры калориметра. На блоках были установлены температурные датчики, показания которых записывались каждые 15 минут.

На Рисунке 3.9 приведены распределения каналов торцевого калориметра по интегральному световыходу и шумам при комнатной и рабочей температурах.

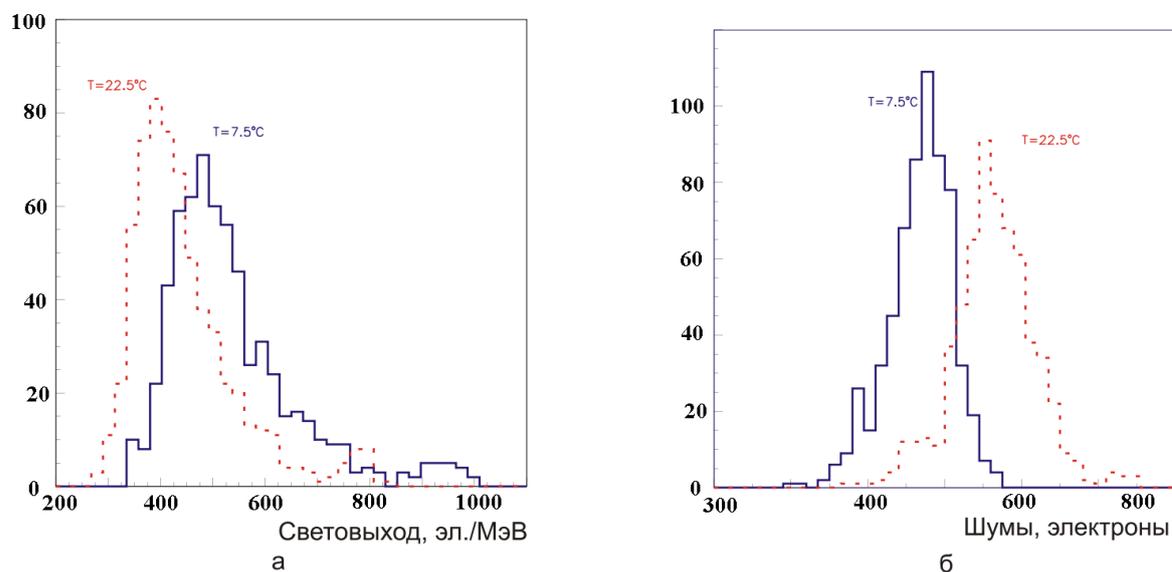


Рисунок 3.9. Распределение каналов по: а — интегральному световыходу, б — шумам при комнатной (красной пунктирной линией) и пониженной температурах (синей сплошной линией).

Из полученных при измерении данных следует, что охлаждение блоков калориметра примерно на  $15\text{ }^{\circ}\text{C}$  ниже комнатной температуры позволяет увеличить интегральный световыход в среднем на  $20\%$  и при этом уменьшить шумы зарядочувствительного предусилителя в среднем на  $10\%$ .

Как отмечалось в разделе 2.2, зависимость световыхода кристаллов BGO от температуры можно охарактеризовать температурным коэффициентом световыхода  $\xi$ :

$$C(t) = C(t_0)[1 - \xi(t - t_0)], \quad (3.5)$$

где:

$C(t_0)$  — световыход при температуре  $t_0$ ,

$C(t)$  — световыход при температуре  $t$ .

На Рисунке 3.10 приведено распределение каналов торцевого калориметра по величине  $\xi$ , вычисленной из наших измерений. Полученное значение темпера-

турного коэффициента световыхода  $\xi = 1,28 \pm 0,16 \text{ \%}/^\circ\text{C}$  согласуется с имеющимися в литературе данными [75, 76, 77, 78].

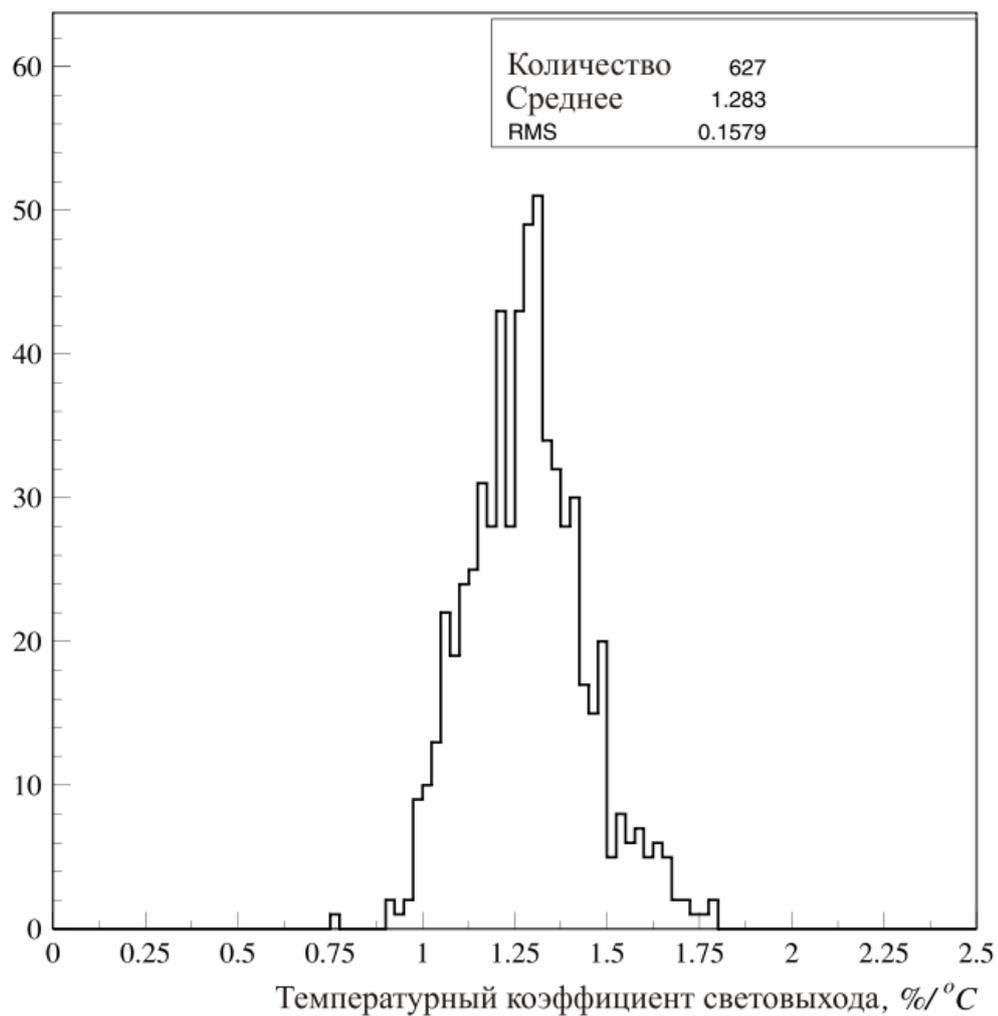


Рисунок 3.10. Распределение каналов калориметра по величине температурного коэффициента световыхода.

## Глава 4. Калибровка торцевого калориметра

Процедура калибровки торцевого калориметра состоит из измерения пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей в УФО-32, калибровки интегрального коэффициента преобразования электронного тракта и полной калибровки калориметра по частицам космического излучения. При проведении калибровки пьедесталов измеряются величины пьедесталов плат УФО-32. Результатами калибровки интегрального коэффициента преобразования электронного тракта являются значения коэффициентов преобразования из входного заряда предусилителя в код АЦП и шумов электронного тракта. На основе результатов полной калибровки калориметра по космическим частицам определяются коэффициенты пересчёта из кода АЦП 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 1–2 раза в неделю, а последняя — набором событий от прохождения космических частиц через кристаллы.

Для проведения калибровок используется система сбора данных [79] детектора КМД-3 на основе пакета программ MIDAS [80]. Процедура обработки набранных в процессе калибровки данных и вычисления калибровочных коэффициентов реализована в виде подпрограмм на языке СINT из пакет программ ROOT [81]. Результаты калибровок заносятся в базу данных калибровок [82] детектора, построенную на основе базы данных postgresql. При обработке событий результаты калибровок используются в программе реконструкции событий.

## 4.1. Калибровка пьедесталов

Для измерения пьедесталов амплитудно-цифровых преобразователей в блоках УФО-32 система сбора данных запускается от периодического генератора сигналов в блоке Модуля Частот и Синхронизации (МЧС), а калибровочный сигнал на электронику торцевого калориметра не подаётся. Набирается спектр значений кодов АЦП в платах УФО-32 для каждого канала калориметра, которые складываются в гистограммы. Спектры аппроксимируются функцией Гаусса. В качестве величины пьедестала и его разброса используются среднее значение и средне-квадратичное значение подгоночной функции.

Возможная проблема в реализации этой процедуры вызвана особенностью схемы оцифровки в плате УФО-32. Используемый в УФО-32 пиковый детектор неодинаково регистрирует сигналы разных полярностей. Это приводит к сдвигу пьедестала в канале, причём сдвиг монотонно зависит от шумов. Истинные пьедесталы можно получить, выключив питание ЗЧУ, и, тем самым, сильно снизив шумы (до уровня 0,5 канала АЦП). Но это решение имеет очевидные минусы, так как при выключении электроники нарушается ее температурный режим и увеличивается вероятность выхода ее из строя. Было принято решение производить калибровку пьедесталов при включенных ЗЧУ, задавая в формирующих усилителях минимальные усиления. Для проверки влияния выключения питания ЗЧУ были выполнены последовательно две калибровки: 1) с выключенными ЗЧУ, 2) с включенными ЗЧУ, при этом в УФО-32 записывался код аттенюатора, соответствующий минимальному коэффициенту усиления.

На Рисунке 4.1 и 4.2 приведены примеры спектров пьедестала одного и того же канала с выключенными ЗЧУ и с включенными ЗЧУ. При этом, для уменьшения шумов, в УФО-32 записывался код аттенюатора, соответствующий минимальному коэффициенту усиления формирующего усилителя.

На Рисунке 4.3 приведено распределение всех каналов калориметра по величине сдвига пьедестала с включенными и с выключенными ЗЧУ. Видно, что

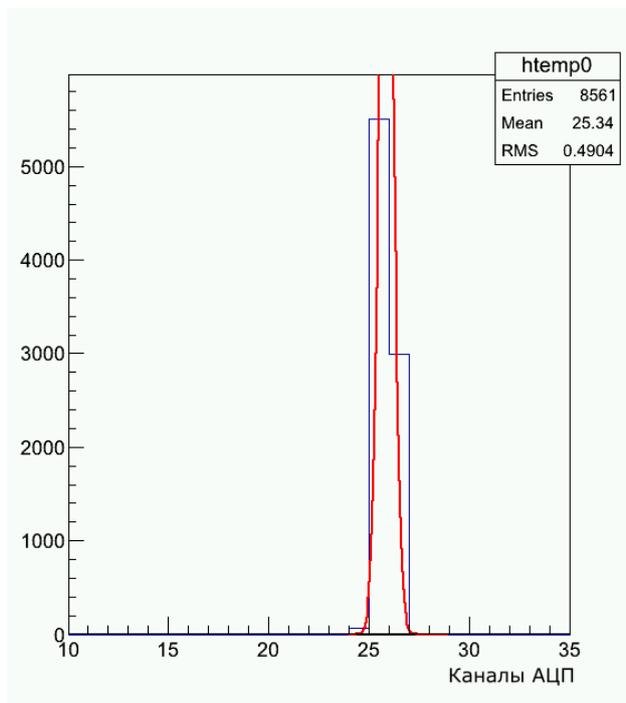


Рисунок 4.1. Пьедестал канала 0 с выключенным ЗЧУ.

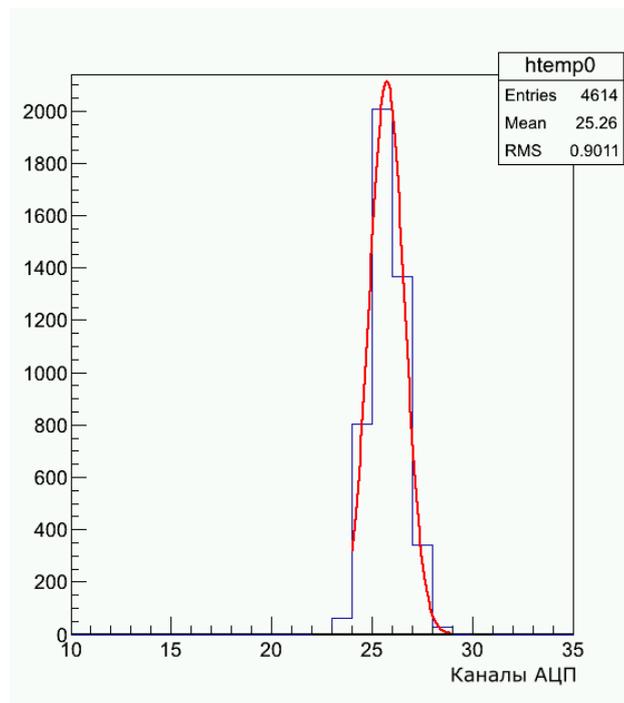


Рисунок 4.2. Пьедестал канала 0 с включенным ЗЧУ и минимальным коэффициентами усиления в УФО.

сдвиг пьедесталов любого канала меньше одного канала АЦП, что соответствует 0,23 МэВ.

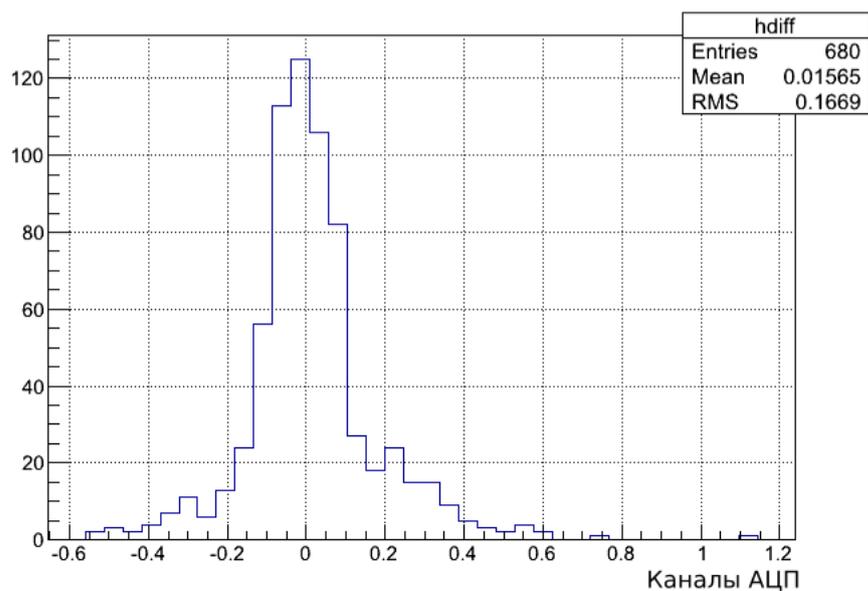


Рисунок 4.3. Сдвиг пьедестала при включенных ЗЧУ.

На Рисунке 4.4 показано распределение всех каналов торцевого калориметра по значению пьедестала, а на Рисунке 4.5 — по его среднеквадратичному отклонению.

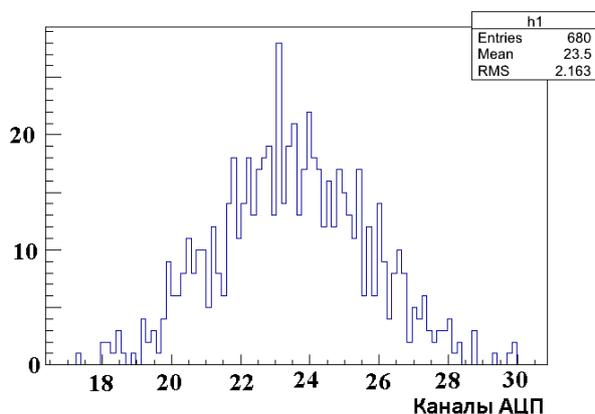


Рисунок 4.4. Распределение каналов калориметра по величине пьедестала.

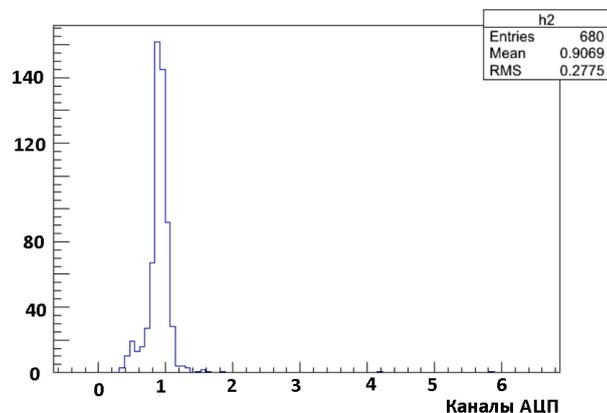


Рисунок 4.5. Распределение каналов калориметра по среднеквадратичному отклонению пьедестала.

На Рисунке 4.6 приведена зависимость от времени значений пьедестала канала номер 1 за сеанс набора статистики 2011–2012 гг.

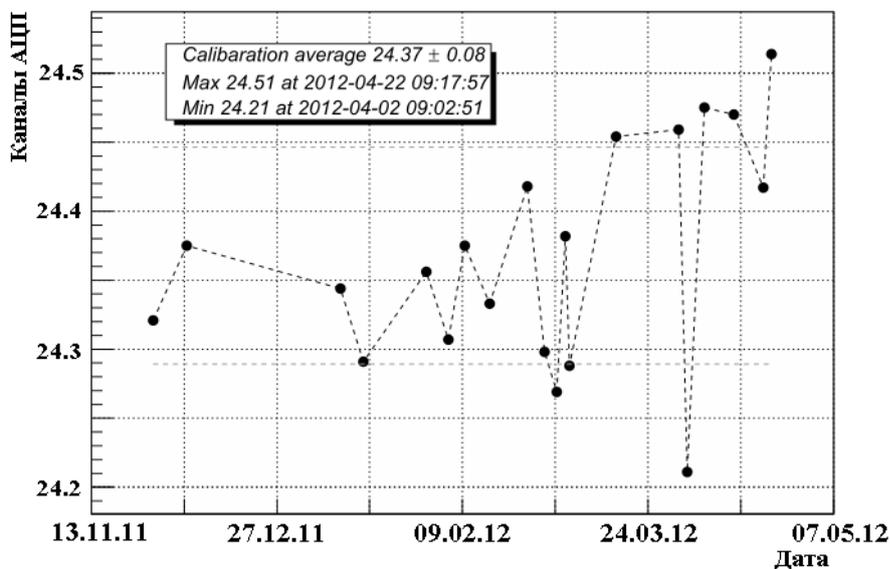


Рисунок 4.6. Величина пьедестала канала номер 1 за сезон 2011–2012 гг.

Для определения стабильности пьедесталов от времени были вычислены среднеквадратичные отклонения значений пьедестала для всех калибровок за 2,5 месяца сезона 2011–2012 гг. На Рисунке 4.7 приведено распределение по этой ве-

личине всех каналов калориметра. Видно, что стабильность пьедесталов порядка 0,1 отсчёта АЦП (0,02 МэВ).

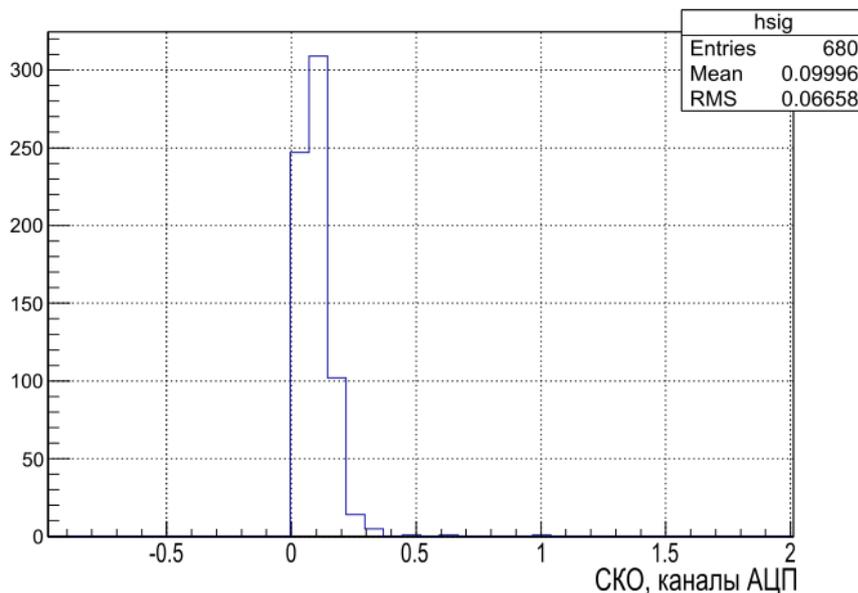


Рисунок 4.7. Распределение всех каналов калориметра по среднеквадратичному разбросу пьедесталов за 2,5 месяца сезона 2011–2012 гг.

## 4.2. Электронная калибровка от генератора

Электронная калибровка от генератора служит для измерения интегрального коэффициента преобразования электронного тракта. Для этой калибровки используется генератор периодических сигналов в блоке Модуля Частот и Синхронизации (МЧС), который запускает внешний генератор и систему сбора данных детектора.

Калибровочный сигнал от генератора через внешний разветвитель подаётся на 4 блока коммутации. Далее сигнал по кабелю идёт в детектор и через расположенные на плате ЗЧУ калибровочные ёмкости  $C_{\text{кал}}=1,2$  пФ подаётся на входы зарядочувствительных предусилителей. Длительность калибровочного сигнала выбрана равной 100 мкс, что много больше времени формирования. Выходные сигналы с предусилителей через блоки коммутации поступают на вход УФО-32.

Электронная калибровка от генератора позволяет убедиться в работоспособности зарядочувствительных предусилителей в процессе эксплуатации калориметра и определить уровень шумов каждого канала в электронах. При проведении электронной калибровки набирается спектр значений кодов АЦП УФО-32 для каждого канала, которые складываются в гистограммы. Спектры аппроксимируются функцией Гаусса. В качестве величины калибровочного коэффициента и его разброса используются среднее значение и среднеквадратичное отклонение подгоночной функции.

Величина калибровочного заряда, подаваемого на вход предусилителя, определяется по формуле (3.1), после чего вычисляется уровень шума в электронах по формуле (3.2).

На Рисунке 4.8 показано распределение всех каналов торцевого калориметра по величине среднего значения кода АЦП, а на Рисунке 4.9 — по среднеквадратичному отклонению кода АЦП.

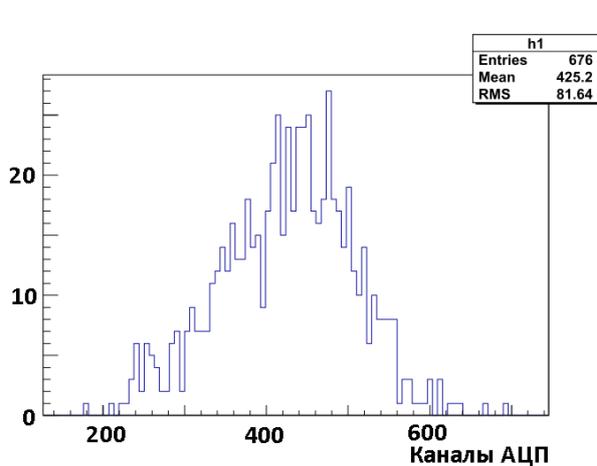


Рисунок 4.8. Распределение каналов калориметра по величине сигнала электронной калибровки.

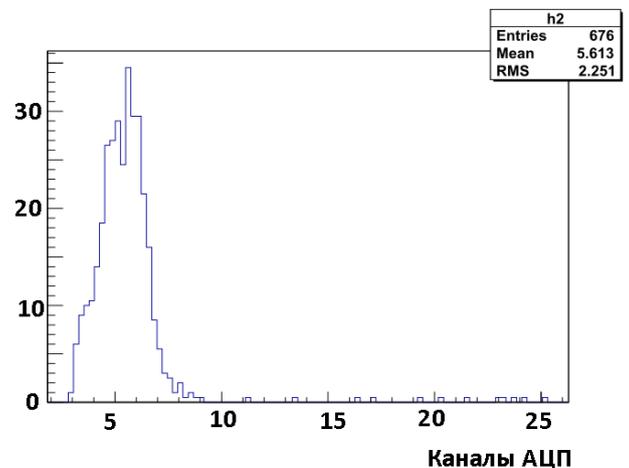


Рисунок 4.9. Распределение каналов калориметра по среднеквадратичному отклонению сигнала электронной калибровки.

На Рисунке 4.10 приведена зависимость от времени значений электронной калибровки канала номер 1 за сеанс набора статистики 2011–2012 гг.

Для определения стабильности электронной калибровки от времени были вычислены среднеквадратичные отклонения значений электронной калибровки

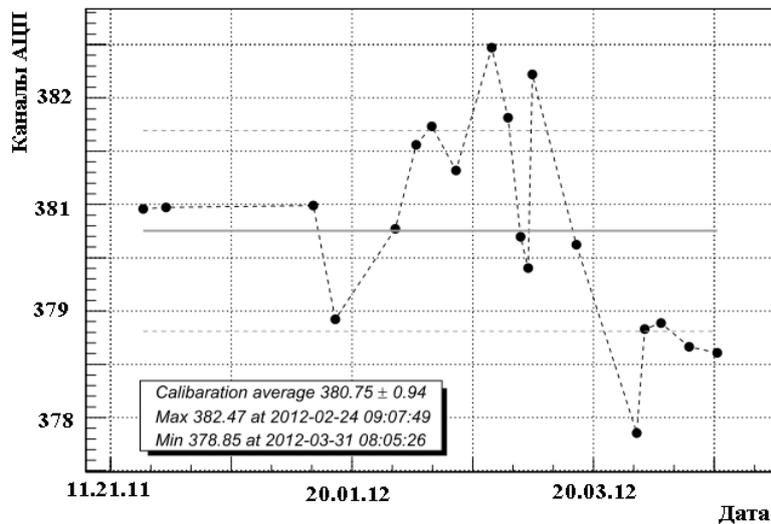


Рисунок 4.10. Электронная калибровка канала номер 1 за сезон 2011–2012 гг. .

для всех калибровок за 2,5 месяца сезона 2011–2012 гг. На Рисунке 4.11 приведено распределение по этой величине всех каналов калориметра. Видно, что стабильность величины электронной калибровки порядка 0,4 отсчёта АЦП (0,09 МэВ).

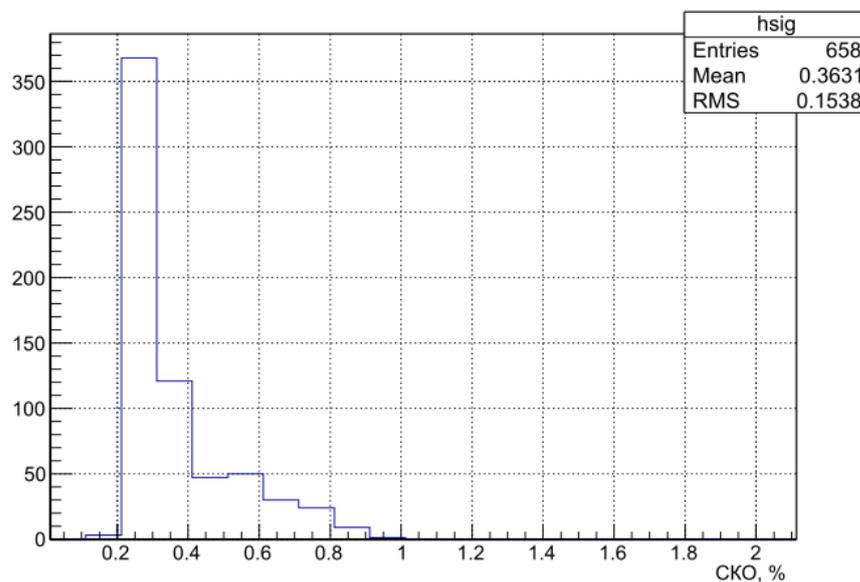


Рисунок 4.11. Распределение всех каналов калориметра по среднеквадратичному разбросу значений электронной калибровки за 2,5 месяца сезона 2011–2012 гг.

### 4.3. Калибровка по частицам космического излучения

Для определения коэффициентов преобразования из выделенной в кристаллах энергии во входной заряд предусилителя используются события прохождения через кристаллы космических частиц. Калибровка торцевого калориметра по космическим частицам проводится в двух режимах: с запуском системы сбора данных от специального триггера BGO-Cosmic (далее называется "online-калибровка"), и с запуском от стандартного триггера детектора КМД-3 непосредственно во время набора данных (далее называется "offline-калибровка"). Данные на детекторе обычно записываются блоками, называемыми "заходами". Заход представляет собой массив данных (объёмом обычно несколько сотен тысяч событий), набранных в одних и тех же условиях при неизменных параметрах коллайдера и детектора, таких как: энергия пучков, напряженность магнитного поля, маски триггера, пороги дискриминаторов, калибровочные коэффициенты и других.

Запись заходов в процедуре online-калибровки требует отсутствия пучков в ВЭПП-2000. Загрузка системы сбора данных от специального триггера BGO-Cosmic составляет около 10 Гц. Для получения калибровочных коэффициентов со статистической точностью 1% требуется набор данных в течение 2–3 часов.

Методика offline-калибровки торцевого калориметра детектора КМД-3 подробно описана в [83]. За основу был взят алгоритм калибровки, использовавшийся на детекторе КМД-2 [84]. В offline-калибровке используется тот факт, что прохождение космических мюонов через детектор КМД-3 может вызывать срабатывание стандартного триггера детектора, и часть этих частиц, при этом, проходит через кристаллы торцевого калориметра.

Преимуществом offline-калибровки является возможность контролировать параметры калориметра непосредственно в процессе набора данных, в то время как online-калибровка позволяет получить их только на момент проведения калибровки. Недостатком offline-калибровки является меньшая оперативность, так

как результаты калибровки можно получить только после проведения полной реконструкции событий.

Загрузка событий от космических частиц, вызванных стандартным триггером КМД-3 и проходящих через кристаллы торцевого калориметра, составляет около 1 Гц, в то время как общая нагрузка системы сбора данных детектора порядка 100 Гц. Поэтому требовалось отделить события прохождения космических мюонов от пучковых событий, вызванных в основном ливнеобразующими частицами. Для достижения статистической точности порядка 1% требуется объединять статистику данных, набранных за 2–3 суток.

Кластеры от прохождения мюонов через калориметр выглядят как длинные треки с почти одинаковым энерговыделением во всех сработавших кристаллах. Пример такого кластера показан на Рисунке 4.12. Типичный кластер от электрона, вылетевшего из места встречи пучков и попавший в торцевой калориметр, приведён на Рисунке 4.13. Обычно такой кластер почти круглой формы и большая часть энергии выделяется в одном-двух центральных кристаллах.

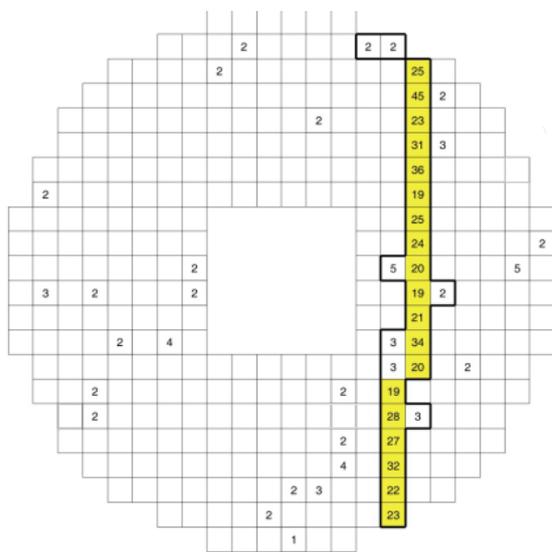


Рисунок 4.12. Пример кластера от прохождения космической частицы через калориметр.

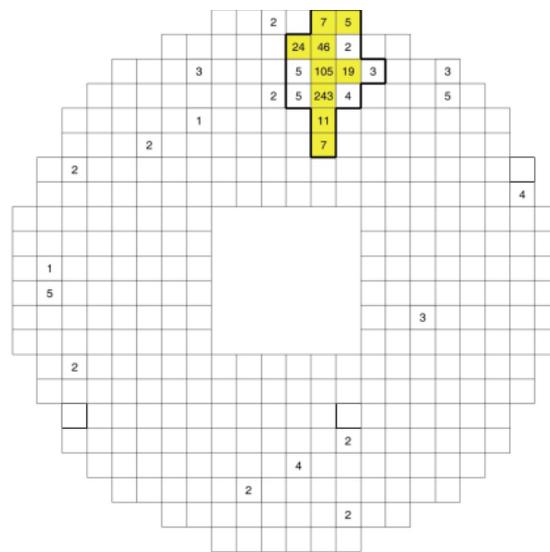


Рисунок 4.13. Пример кластера от события электрон-позитронного рассеяния.

Методика выделения кластеров в торцевом калориметре и определения их параметров описана в главе 5. Для выделения кластеров от космических частиц были использованы следующие критерии отбора:

- средняя энергия кристаллов в кластере  $E < 35$  МэВ;
- разброс энергий в кристаллах кластера  $\Delta E < 25$  МэВ;
- среднее количество соседних сработавших кристаллов в кластере  $N_{nei} < 4$ ;
- отношения большого и малого моментов кластера  $J_{max}/J_{min} > 4$ ;
- количество кристаллов в кластере  $N > 4$ ;

Последний критерий служит для подавления фоновых событий от выбывших из пучка частиц, от косоного прохождения космических мюонов и от вылетающих из места встречи пучков пионов и мюонов.

Энерговыделение в кристалле пропорционально пройденному мюоном пути. Для уменьшения флюктуации длины пробега мюона в кристаллах, а также для подавления шумовых срабатываний, используется отбор, называемый "face-to-face selection". Этот отбор иллюстрируется Рисунком 4.14 и предполагает учёт только тех кристаллов в кластере, в которых мюон прошёл верхнюю и нижнюю грань кристалла. Таким образом, энерговыделение в кристалле заносится в спектр только в том случае, когда сигналы в верхнем и нижнем соседних кристаллах превышают порог. Энерговыделение в кристалле, в котором космическая частица проходит смежные грани, выбрасывается из рассмотрения, поскольку в таких событиях разброс выделенной энергии слишком велик, из-за разброса пробега космических частиц в кристалле.

На Рисунке 4.15 приведён типичный спектр энерговыделения в кристалле от прохождения космического мюона. Белая гистограмма показывает спектр энерговыделения без использования face-to-face selection, тёмная — после его применения. Видно, что данный отбор эффективно подавляет фон во всем энергетическом диапазоне. Этот отбор применяется как для offline-калибровки после выделения событий от космических частиц, так и для online-калибровки.

Отобранные события от прохождения космических частиц записываются в гистограммы, которые затем подгоняются функцией (2.4). В результате калибровки определяется значение кода АЦП, соответствующее наиболее вероятному энерговыделению космических частиц. Эти значения (калибровочные коэффи-

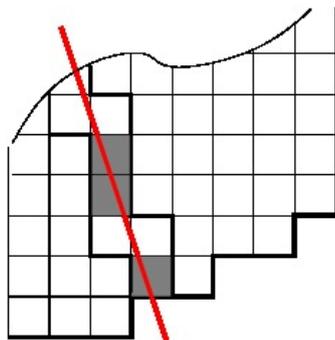


Рисунок 4.14. Иллюстрация к отбору "face-to-face selection".

Серым цветом выделены кристаллы, которые прошли отбор.

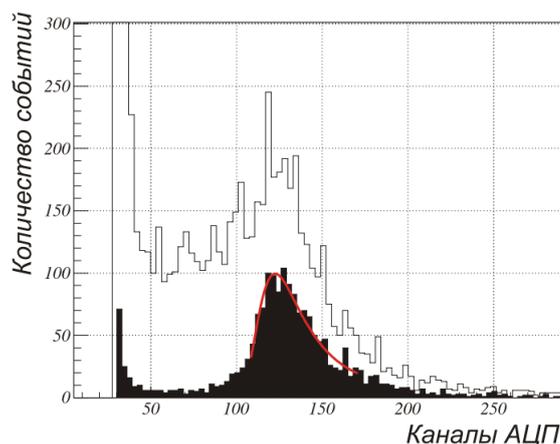


Рисунок 4.15. Спектры энерговыделения от прохождения космических частиц. Белая гистограмма — до применения face-to-face selection, тёмная — после.

циенты) определяются для каждого канала калориметра и заносятся в базу данных калибровок. Для большинства каналов калориметра процедура подгонки осуществляется автоматически с помощью специального скрипта. Но часть каналов, например, с повышенными шумами, приходится аппроксимировать "вручную".

По результатам обработки спектров космических частиц и электронной калибровки вычисляется коэффициент преобразования из выделенной энергии во входной заряд предусилителя (интегральный световыход) по формуле (3.3), а также энергетический эквивалент шумов по формуле (3.4).

Распределения всех каналов торцевого калориметра по нормированному входному заряду (интегральному световыходу) и энергетическому эквиваленту шумов приведены на Рисунках 4.16 и 4.17, соответственно.

Полученные калибровочные коэффициенты используются в программе реконструкции событий в торцевом калориметре [61], кратко описанной в главе 5.

Для проверки соответствия калибровочных коэффициентов, полученных при использовании разных типов калибровки по космическим мюонам, было сделано следующее. Данные захода online-калибровки были обработаны по методике offline-калибровки, с применением всех указанных выше критериев отбора. На Рисунке 4.18 показано распределение отношения калибровочных коэффици-

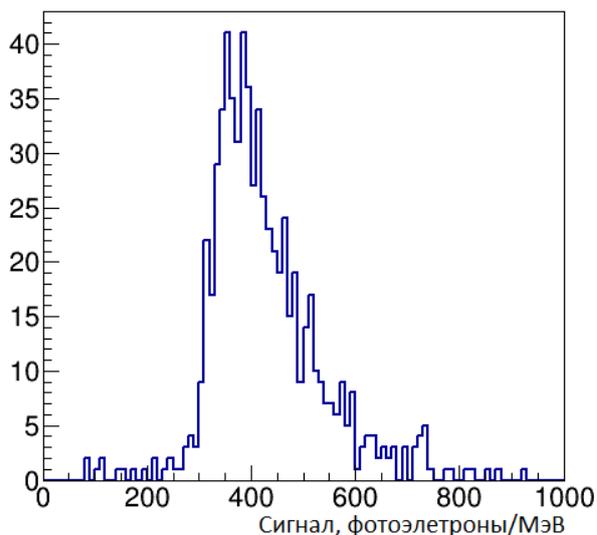


Рисунок 4.16. Распределение всех каналов калориметра по входному заряду предусилителя (интегральному световыходу.)

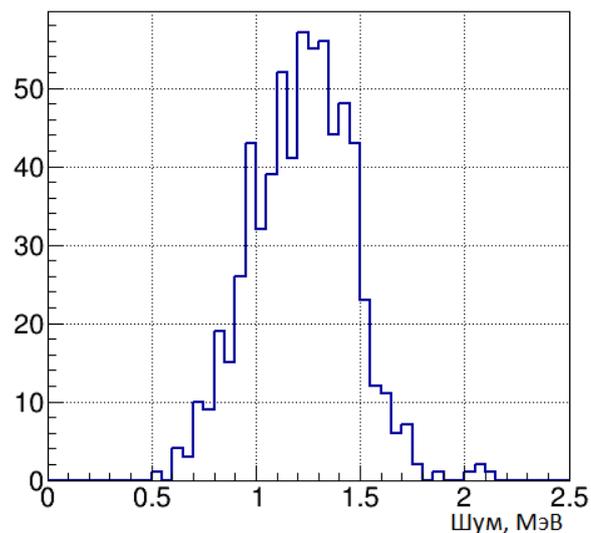


Рисунок 4.17. Распределение всех каналов калориметра по энергетическому эквиваленту шумов.

ентов, полученных после применения критериев отбора offline-калибровки, и калибровочных коэффициентов, полученных с помощью обычной методики online-калибровки. Видно, что методика отделения космики от пучковых событий не вносит систематической ошибки в калибровочные коэффициенты. При этом количество событий после применения данной методики составило 89% от первоначального.

Следующем шагом сравнения двух типов калибровок являлось вычисление отношения калибровочных коэффициентов, полученных обоими методами в разных заходах: со специальным триггером BGO-Cosmic и со стандартным триггером детектора КМД-3. Для этого использовались заходы со стандартным триггером КМД-3, набранные сразу после большой по статистике космической online-калибровки. Это делалось для того, чтобы калориметр при обоих методах калибровки находился примерно в одинаковых условиях.

На Рисунке 4.19 приведено распределение отношения калибровочных коэффициентов, полученных при offline-калибровке к коэффициентам, полученным методом online-калибровки, в заходах 2–5 мая 2011 г. Видно, что коэффициен-

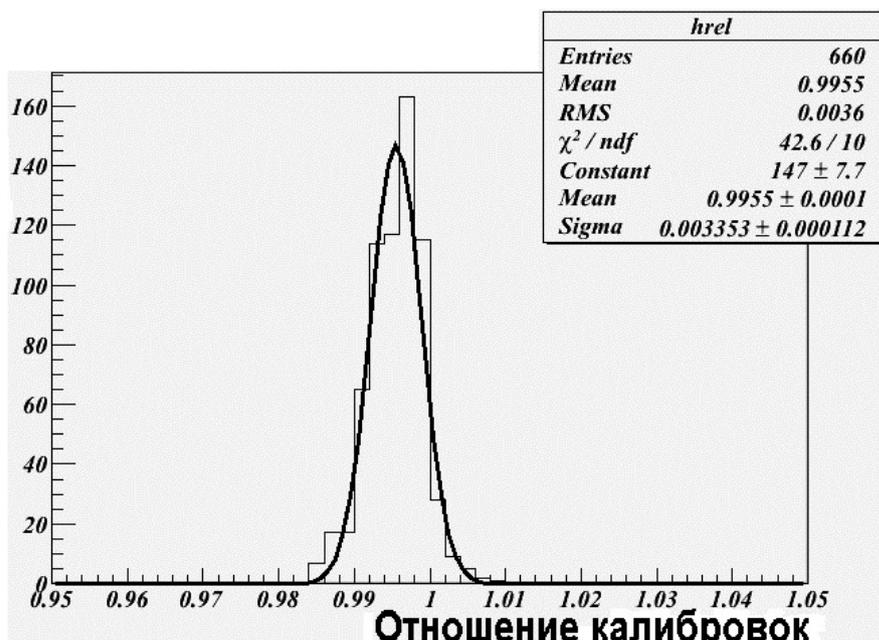


Рисунок 4.18. Распределение отношения калибровочных коэффициентов, полученных с применением критериев отбора offline-калибровки, к калибровочным коэффициентам, полученным без применения критериев offline-калибровки. Оба массива калибровочных коэффициентов получены для одного и того же набора данных со специальным триггером VGO-Cosmic при отсутствии пучков в ВЭПП-2000.

ты offline-калибровки, в среднем, сдвинута на 6% относительно коэффициентов online-калибровки.

При наборе данных в детекторе КМД-3 используются два типа триггеров: заряженный (TF) и нейтральный (NT). Сигналом к работе заряженного триггера, реализованного в блоке трекфайндера (TF), является одновременное срабатывание внешнего и внутреннего слоёв Z-камеры и геометрически близких к ним ячеек дрейфовой камеры. Нейтральный триггер (NT), реализованный в блоке кластерфайндера (CF), проводит анализ сигналов с башен LXe калориметра, линеек CsI калориметра и внешних групп VGO калориметра. Заряженный триггер (TF) и нейтральный триггер (NT) принимают решения независимо и включены по схеме "ИЛИ". Для проверки влияния типа триггера (TF/NT) на калибровочные коэффи-

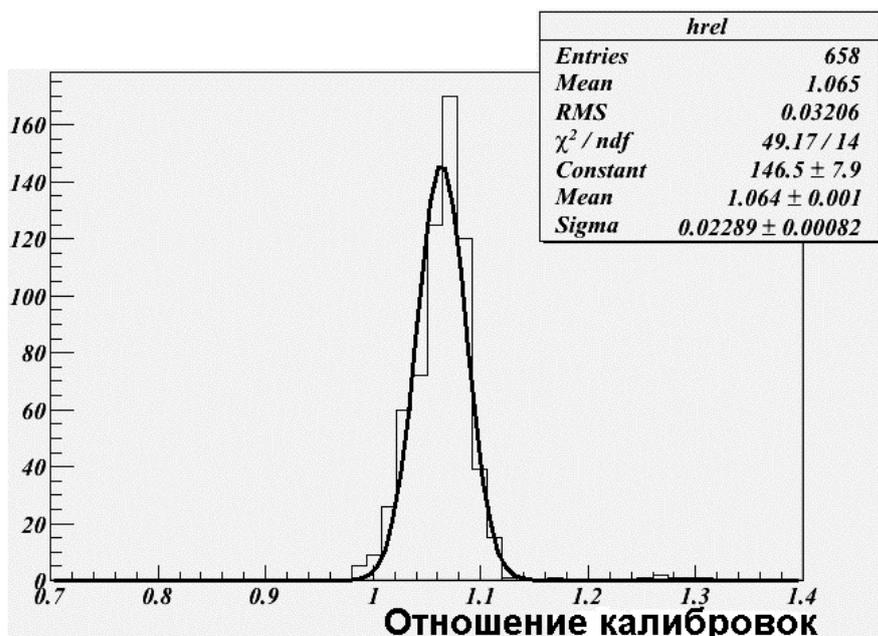


Рисунок 4.19. Распределение отношения калибровочных коэффициентов, полученных методикой offline-калибровки к коэффициентам, полученным методикой online-калибровки.

циенты были отображены события, запуск которых вызывался тем или другим типом триггера.

На Рисунке 4.20 показано распределение отношения калибровок offline к online для событий, вызвавших срабатывание заряженного (TF) и нейтрального (NT) триггера.

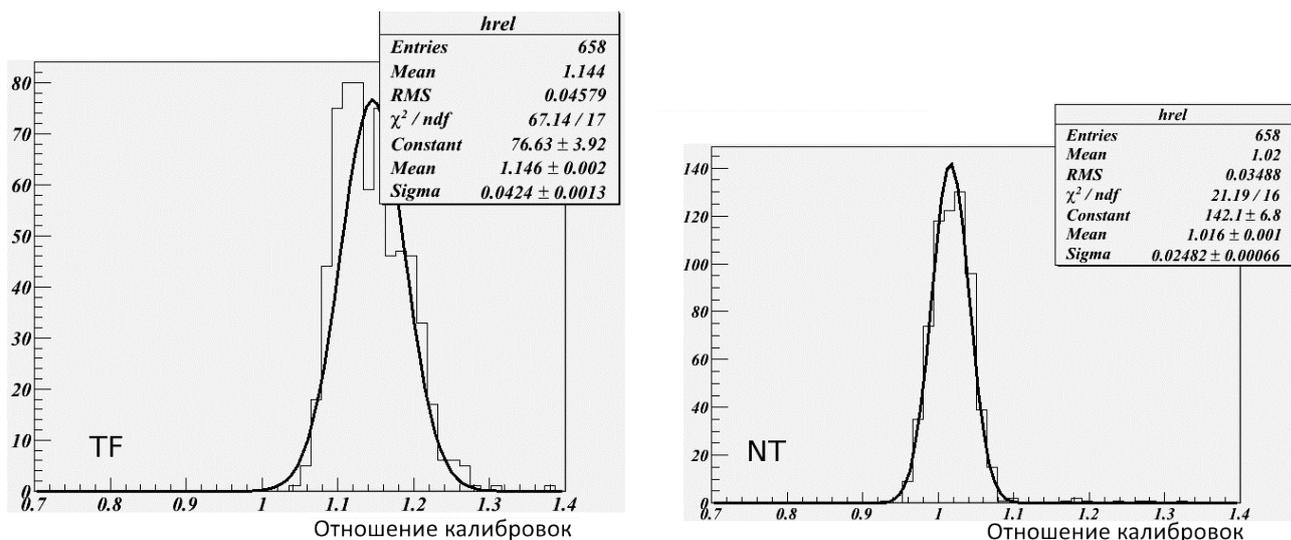


Рисунок 4.20. Отношение калибровочных коэффициентов offline, полученным по событиям, в которых срабатывал только триггер TF (слева) или NT (справа), к калибровочным коэффициентам online.

Видно, что прошедшие через дрейфовую камеру частицы дают сильное смещение калибровочных коэффициентов (в среднем на 15%). В то время как в событиях, запущенным только нейтральным триггером, смещение калибровочных коэффициентов на порядок меньше. Поэтому было принято решение использовать для offline-калибровки только события, в которых присутствует признак срабатывания только нейтрального триггера.

Для изучения долговременной стабильности калибровки по космическим мюонам была применена та же методика, что и для пьедесталов и электронной калибровки. На Рисунке 4.21 приведено распределение всех каналов калориметра по среднеквадратичному разбросу значений online-калибровки (слева) и offline-калибровки (справа) за 2.5 месяца сезона 2011–2012 гг. Видно, что долговременная стабильность обеих калибровок составляет примерно 1%.

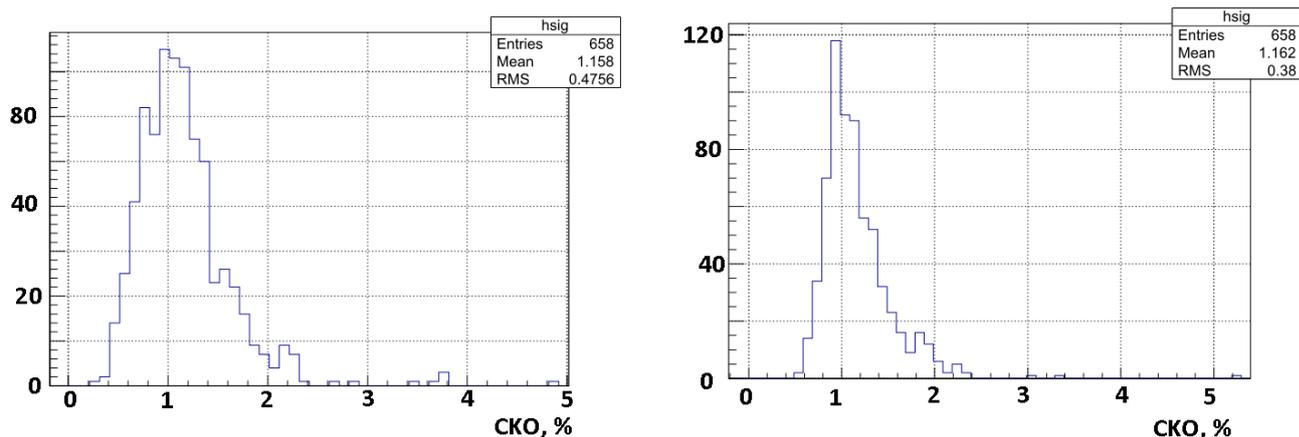


Рисунок 4.21. Распределение всех каналов калориметра по среднеквадратичному разбросу значений online-калибровки (слева) и offline-калибровки (справа) за 2,5 месяца сезона 2011–2012 гг.

## **Глава 5. Обработка информации с торцевого калориметра**

В процессе проведения эксперимента система сбора данных записывает на диск информацию о каждом событии в детекторе в виде адресов и значений сработавших каналов регистрирующей аппаратуры. Для обработки экспериментальных данных необходимо преобразовать эту информацию в физические характеристики события (количество частиц в детекторе, их импульсы, энергии, углы и другие параметры). Для решения этой задачи служит программа реконструкции событий. Работа программы реконструкции происходит поэтапно. Каждая подсистема детектора имеет свою программу реконструкции событий. Результатом работы этих программ являются промежуточные данные с рассчитанными параметрами: треки, кластеры и т.д. На следующих этапах данные объединяют, чтобы определить импульсы и энергии рождённых частиц.

Основной задачей торцевого калориметра является регистрация фотонов. Попадая в торцевой калориметр, фотон рождает электромагнитный ливень, который даёт энергосвечение сразу в нескольких граничащих между собой кристаллах. Связная группа близкорасположенных кристаллов, в которых произошло выделение энергии, называется кластером. Таким образом, задачей реконструкции событий в торцевом калориметре является формирование кластеров и расчёт их параметров.

### **5.1. Реконструкция событий в торцевом калориметре**

При реконструкции событий в торцевом калориметре за основу был взят алгоритм, использовавшийся в детекторе КМД-2 [39, 84]. В связи с переходом на но-

вые вычислительные системы с использованием новой базы данных геометрии и калибровочных коэффициентов, была написана новая программа реконструкции событий на языке C++. Подробно алгоритм реконструкции событий в торцевом калориметре КМД-3 описан в работе [61].

Для преобразования кода АЦП в энергию используется набор калибровочных коэффициентов, процедура определения которых описана в главе 4. Энерговыделение в кристалле определяется следующим образом:

$$E_i[\text{МэВ}] = A_i[\text{АЦП}] \cdot \frac{E_{\mu,\text{sim}}[\text{МэВ}]}{c_i[\text{АЦП}] \cdot \frac{e_i}{e_{\mu,i}}}, \quad (5.1)$$

где:

$E_i$  — энерговыделение в  $i$ -ом кристалле;

$A_i$  — код АЦП;

$E_{\mu,\text{sim}} = 22,77$  МэВ — нормировочный коэффициент, полученный из моделирования прохождения космических мюонов через торцевой калориметр;

$c_i$  — положение пика космической калибровки;

$e_i$  — пик электронной калибровки, проведённой перед заходом;

$e_{\mu,i}$  — пик электронной калибровки проведённой перед космической калибровкой.

Для проведения космической калибровки необходимо отсутствие пучков в течение не менее 2-3 часов, поэтому она проводится реже, чем электронная калибровка. Для учёта изменения коэффициента преобразования электронного тракта введён коэффициент, применяемый к космической калибровке. Он равен отношению пика электронной калибровки, проведённой перед заходом к пику электронной калибровки, проведённой перед проведением космической калибровки.

Для хранения калибровочных коэффициентов и параметров геометрии калориметра программное обеспечение использует базу данных калибровок детектора КМД-3 [82].

Геометрия калориметра описана в виде файла с XML-разметкой. Для каждого кристалла задаётся:

- Номер канала электроники;
- Декартовы координаты центра кристалла;
- Список “ближних” соседей, то есть кристаллов, имеющих общую грань с данным кристаллом;
- Список “дальних” соседей, то есть кристаллов, имеющих общее ребро с данным кристаллом;
- Индекс расположения кристалла относительно краёв калориметра;
- Индекс расположения фотодиода (1 — фотодиод сверху, 0 — фотодиод снизу).

Наборы калибровочных коэффициентов в базе данных хранятся в виде массивов действительных чисел. Для каждого канала хранятся положение пика и ширина распределения.

На первом этапе реконструкции кластеров из базы данных считывается геометрия калориметра и калибровочные коэффициенты, соответствующие времени проведения захода. Для каждого канала, код АЦП пересчитывается в энерговыделение, используя (5.1). На основе этих значений кристаллы делятся на группы:

- Первая группа — каналы с высоким энерговыделением;
- Вторая группа — каналы с низким энерговыделением;
- Третья группа — каналы с неработающей электроникой;
- Четвёртая группа — не участвующие в реконструкции.

Кристалл относится к первой группе, если  $E_i > 5$  МэВ и одновременно  $E_i > 4 \sigma_{\text{noise}, i}$ , где  $E_i$  — энерговыделение в кристалле с  $i$ -м номером канала электроники,  $\sigma_{\text{noise}, i}$  — ширина распределения электронной калибровки, пересчитанная из каналов АЦП в единицы энергии по формуле (5.1) без учёта  $\Delta A_i$ . Кристалл относится ко второй группе, если он не относится к первой группе и  $E_i > 2 \sigma_{\text{noise}, i}$ . Считается, что у канала неисправна электроника, если выполняется хотя бы одно из условий:

- Ширина распределения электронной калибровки чрезмерно мала:  $\varepsilon(e_i) < 0,1$  канала АЦП;
- Положение сигнала калибровки велико:  $e_i > 4000$ ;
- Ширина распределения электронной калибровки сравнима с величиной сигнала:  $e_i < 4\varepsilon(e_i)$ ;
- Малый сигнал космической калибровки:  $c_i < 10$ ;
- Большой сигнал космической калибровки:  $c_i > 4000$ ;
- Ширина распределения космической калибровки велика по сравнению с сигналом электронной калибровки:  $e_i < 2\varepsilon(c_i)$ .

Такие каналы попадают в третью группу. Энерговыделение в кристаллах с неработающей электроникой считается равным нулю.

Кристаллы, не попавшие ни в одну из трёх предыдущих групп, в реконструкции не участвуют. В этом случае считается, что сигнал, если он есть, появился из-за шумов электроники.

На следующем этапе формируются ядра кластеров (Рисунок 5.1). В ядра кластеров входят кристаллы с высоким энерговыделением и кристаллы с неработающей электроникой. Каждое ядро состоит из граничащих между собой кристаллов. Кристаллы считаются граничащими, если они имеют хотя бы одно общее ребро. Ядро кластера может состоять из одного кристалла с высоким энерговыделением, но не может состоять из одного кристалла с неработающей электроникой. Использование кристаллов с неработающей электроникой при формировании ядер кластеров необходимо для уменьшения доли фиктивных расщеплений кластера на два или несколько кластеров.

Далее к ядрам кластеров присоединяются все граничные кристаллы с низким энерговыделением. В случае, если кристаллы с низким энерговыделением образуют сплошную область, которая одновременно граничит с несколькими кластерами, используется следующая процедура. Присоединение кристаллов к кластерам осуществляется поэтапно. На каждом этапе берутся в рассмотрение кристаллы, которые граничат хотя бы с одним кластером. Если рассматриваемый кри-

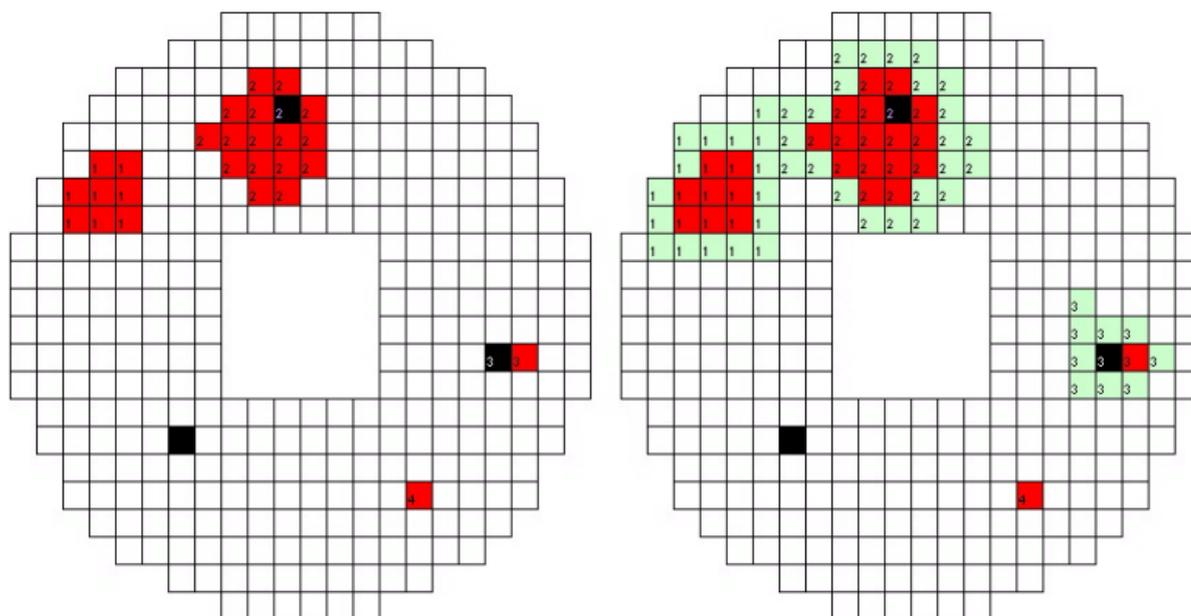


Рисунок 5.1. Формирование ядер кластеров (слева) и полных кластеров (справа) в событии с рождением электромагнитного ливня. Красным цветом обозначены кристаллы с высоким энерговыделением, зелёным — кристаллы с низким энерговыделением, чёрным — кристаллы с неработающей электроникой. Кристаллы, принадлежащие одному и тому же кластеру, имеют одинаковый индекс.

сталл граничит с одним или несколькими кристаллами только одного кластера, его добавляют к этому кластеру. Если же он граничит с кристаллами, которые относятся к разным кластерам, то вычисляется суммарная энергии во всех граничащих кристаллах каждого из этих кластеров. Рассматриваемый кристалл добавляется тому кластеру, для которого энергия кристаллов, граничащих с рассматриваемым кристаллом, наибольшая. Этот процесс повторяется, пока не закончатся все кристаллы из сплошной области.

Далее программой реконструкции определяются одиночные кристаллы. Это кристаллы, которые представляют собой ядро, состоящее из одного кристалла с высоким энерговыделением, и к которым не было присоединено ни одного кристалла с низким энерговыделением.

На следующем этапе к сформированным кластерам присоединяются одиночные кристаллы и кристаллы с низким энерговыделением, которые расположены не дальше 7,5 см от центра кластера. Это делается, чтобы не потерять энерговыделение от ливнеобразующей частицы, произошедшее относительно далеко от места входа частицы в калориметр из-за флуктуаций развития ливня. Пороговое значение расстояния 7,5 см получено из моделирования. Если кристалл расположен на расстоянии ближе 7,5 см от центров нескольких кластеров, он присоединяется к самому близкому кластеру. На этом формирование программой реконструкции кластеров и одиночных кристаллов завершается.

После этого рассчитываются параметры реконструированных кластеров и одиночных кристаллов .

Параметрами одиночных кристаллов являются энергия кристалла и его координаты в  $R$ - $\phi$  плоскости.

Основными параметрами кластера являются:

- Количество кристаллов в кластере  $n$ ;
- Энергия кластера, определяемая как сумма энергий всех кристаллов кластера:  $E = \sum e_i$ , где  $i$  — индекс кристалла в кластере;
- Координаты кластера, рассчитываемые методом центра тяжести:

$$X = \frac{\sum x_i e_i}{\sum e_i}, \quad Y = \frac{\sum y_i e_i}{\sum e_i}, \quad (5.2)$$

где  $x_i$  и  $y_i$  — координаты центра  $i$ -го кристалла;

- Полярный и азимутальный углы кластера:

$$\theta = \arccos \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}}, \quad (5.3)$$

$$\phi = \pi - \text{sign}(Y) \left( \pi - \arccos \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \right),$$

где  $X$  и  $Y$  — координаты кластера, а  $Z$  — положение передней плоскости калориметра, которое равно 244 мм для первого торца и -244 мм для второго;

- Индекс расположения кластера относительно краёв калориметра и относительно кристаллов с неработающей электроникой;

- Количество локальных максимумов энерговыделения в кластере;
- Средняя энергия в кристаллах кластера  $\bar{e} = \sum e_i/n$ ;
- Разброс энергии в кристаллах кластера  $\Delta e = \sum (\bar{e} - e_i)^2/n$ ;
- Моменты и угол поворота кластера. Эти параметры используются по аналогии с моментами инерции тел в механике. Кластер представляется как плоское тело, расположенное в  $R-\phi$  плоскости, состоящее из плоских квадратных пластинок. Их расположение соответствует положению торцов кристаллов, в роли массы пластинок выступает энергия, выделившаяся в соответствующем кристалле. Двумерная матрица моментов инерции тела выражается следующим образом:

$$J_{ij} = \int_{\Omega} \rho(\mathbf{r})(\delta_{ij}\mathbf{r}^2 - x_i x_j). \quad (5.4)$$

Эта матрица приводится к диагональному виду поворотом системы координат, так, что  $J'_{ij} = \text{diag}(J'_{11}, J'_{22}) = T^{-1} J_{ij} T$ , где  $T$  — двумерная матрица поворота. Величину  $\max(J'_{11}, J'_{22})$  называют большим моментом кластера, величину  $\min(J'_{11}, J'_{22})$  — малым моментом кластера. Углом поворота  $\phi_{\text{rot}}$  называют угол преобразования поворота, приводящего  $J_{ij}$  к диагональному виду;

- Среднее количество соседей в кластере  $N_{\text{nei}} = N_{\text{nei}, i}/n$ , где  $N_{\text{nei}, i}$  — количество соседних кристаллов, принадлежащих кластеру, для  $i$ -го кристалла в кластере.

Для определения эффективности работы алгоритма реконструкции было использовано моделирование. Моделировались фотоны с энергией от 5 до 1000 МэВ, вылетающие из места встречи пучков и попадающие в центральную область торцевого калориметра ( $0,5 < \theta < 0,7$ ). После реконструкции кластера вычислялась вероятность восстановить кластер, вероятность восстановить одиночный кристалл или вероятность ничего восстановить. Зависимости этих вероятностей от энергии фотона представлены на Рисунке 5.2. Видно, что при энер-

гиях фотона более 100 МэВ вероятность восстановления кластера практически равна 100%.

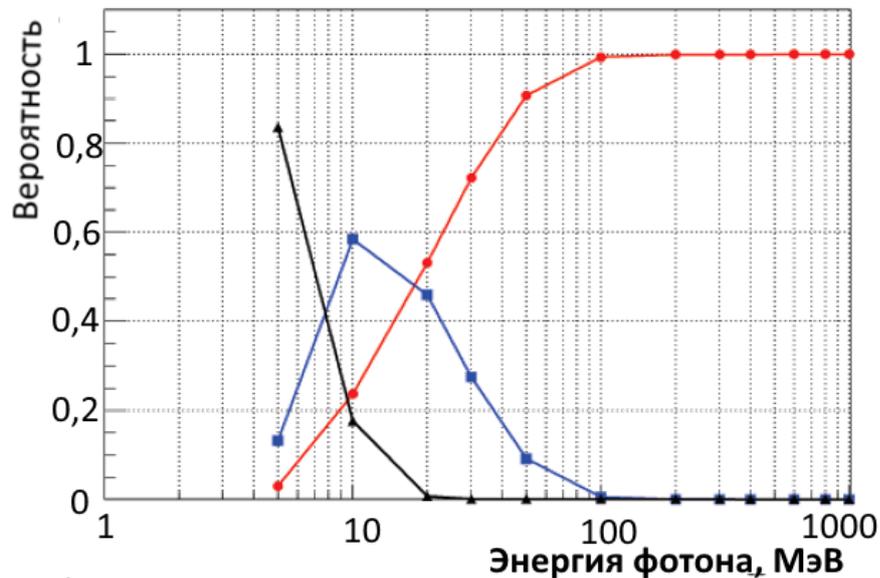


Рисунок 5.2. Вероятности восстановить кластер (красная линия), вероятность восстановить одиночный кристалл (синяя линия) и вероятность ничего не восстановить (черная линия), определённые из моделирования.

## 5.2. Поправки к энергии и координатам кластера

В данном разделе описаны поправки к энергии и полярному углу кластеров, образованных попадающими в калориметр фотонами.

### 5.2.1. Поправки к энергии кластера

Средняя выделенная в калориметре энергия меньше энергии падающей ливнеобразующей частицы из-за выхода части ливня из калориметра. Этот эффект называется продольными утечками ливня. Для того, чтобы определить начальную энергию фотона, вычисляется поправочный коэффициент, зависящий от измеренного полярного угла кластера и измеренной энергии кластера. Методика определения поправочного коэффициента к энергии кластера описана в [83].

Для определения поправочного коэффициента было проведено, с использованием одночастичного генератора, моделирование фотонов, проходящих через торцевой калориметр. Моделировались фотоны, вылетающие из места встречи пучков с начальной энергией от 50 до 1000 МэВ с шагом 50 МэВ, равномерно распределённые по полярному и азимутальному углу. Для каждой энергии строилось отношение энергии кластера к начальной энергии фотона в зависимости от полярного угла кластера. Затем эта зависимость аппроксимировалась функцией

$$F(\theta) = p_0 \cdot (\theta - 0,6) + \frac{p_1}{1 + \exp\left(\frac{\theta - p_2}{p_3}\right)}, \quad (5.5)$$

где:

$\theta$  — полярный угол кластера;

$p_0$  — параметр, характеризующий плавный наклон функции в левой части;

$p_1$  — параметр, характеризующий уровень “полочки” левой части функции;

$p_2$  — параметр, характеризующий положение начала спада функции справа;

$p_3$  — параметр, характеризующий быстроту спада функции справа.

На Рисунке 5.3 показана данная зависимость и её аппроксимация для фотона с энергией 750 МэВ.

Из аппроксимации определялись параметры функции (5.5) и строились зависимости этих параметров от начальной энергии фотона (Рисунки 5.4, 5.5, 5.6 и 5.7).

Далее эти параметры подставляются в формулу (5.5) и вычисляется поправленное значение энергии. Следует иметь в виду, что параметры  $p_0 \dots p_3$  были рассчитаны, используя известную из моделирования начальную энергию фотона. Однако при обработке физических событий нам известна только энергия кластера. Поэтому процедуру вычисления поправленной энергии требуется применить в несколько итераций. Реально оказалось достаточно двух итераций.

Для проверки работы поправочной функции она была применена к кластерам в событиях моделирования одиночного фотона. На Рисунке 5.8 представле-

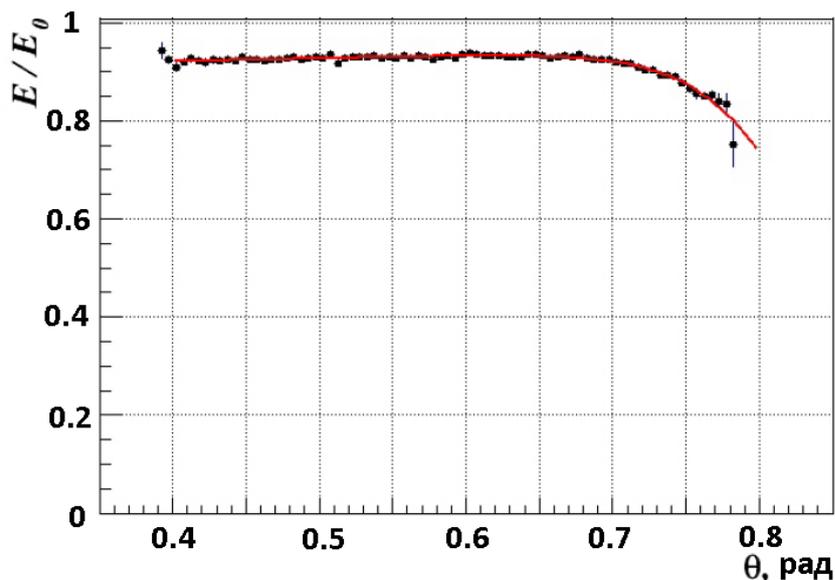


Рисунок 5.3. Зависимость выделенной энергии в кластере (деленная на энергию пучка) от полярного угла кластера в событиях моделирования фотона с энергией 750 МэВ.

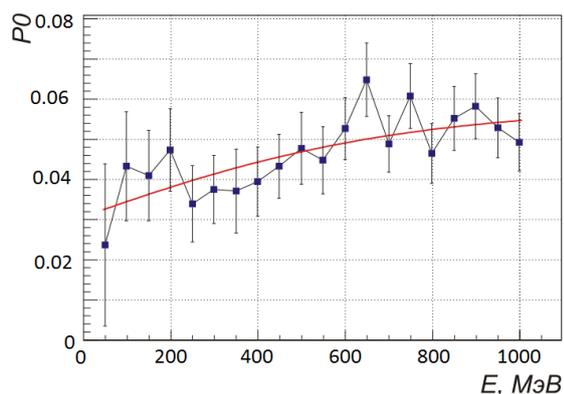


Рисунок 5.4. Зависимость параметра, характеризующего наклон функции, от энергии фотона (параметр  $p_0$ )

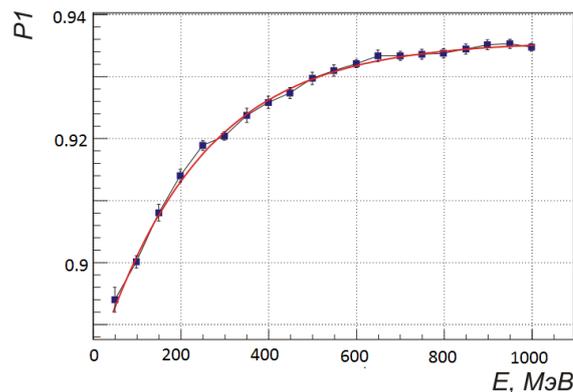


Рисунок 5.5. Зависимость параметра, характеризующего полочку функции, от энергии фотона (параметр  $p_1$ )

на зависимость выделенной (тёмные кружки) и поправленной (светлые кружки) энергии в кластере от угла в событиях моделирования фотона с энергией 750 МэВ.

Для проверки работы поправочной функции на физических событиях были отобраны события  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ . Для этого использованы следующие критерии отбора:

- Наличие двух и более кластеров в VGO калориметре;

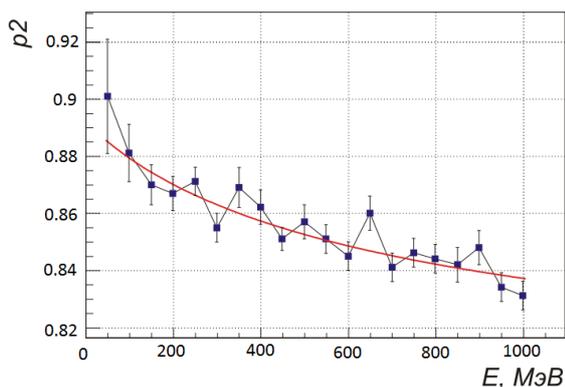


Рисунок 5.6. Зависимость параметра, характеризующего положение спадающего края функции, от энергии фотона (параметр  $p_2$ )

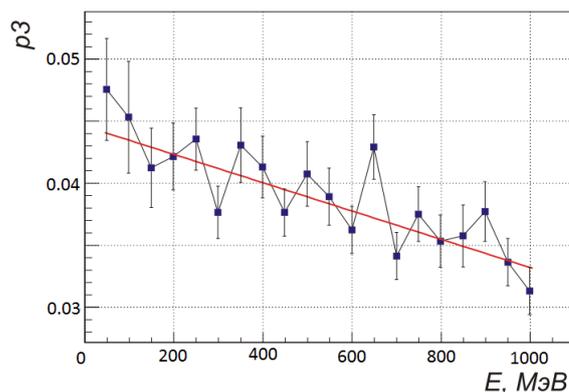


Рисунок 5.7. Зависимость параметра, характеризующего быстроту спада функции на спадающем крае, от энергии фотона (параметр  $p_3$ )

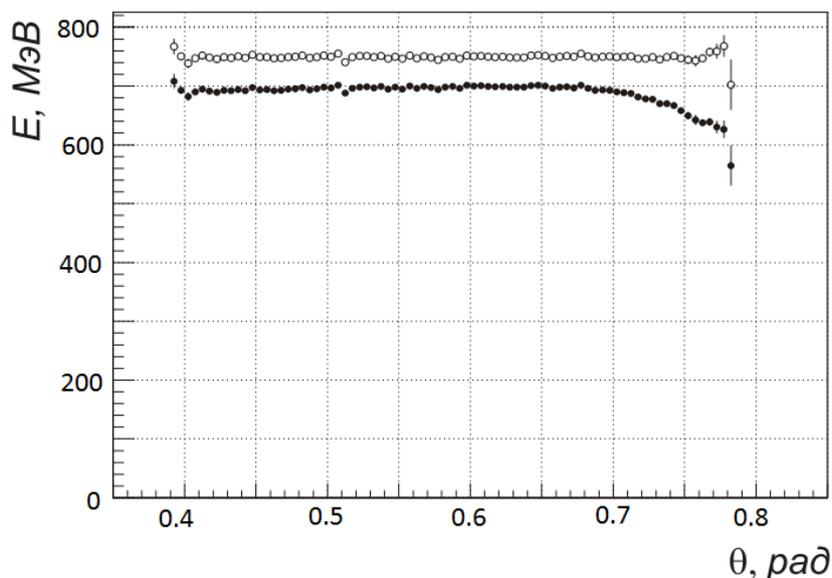


Рисунок 5.8. Зависимость выделенной (тёмные кружки) и поправленной (светлые кружки) энергии в кластере от угла в событиях моделирования фотона с энергией 750 МэВ.

- Суммарная энергия двух самых энергетичных кластеров больше энергии пучка;
- Эти два кластера расположены в разных торцах;
- Кристаллы с максимальной энергией в этих кластерах не расположены на краях калориметра BGO;
- Нет кластеров в LXe и CsI;

– Нет сработавших проволочек в дрейфовой камере.

Для проверки чистоты отбора вычислялся угол расколлинеарности кластеров в отобранных событиях. Распределение кластеров по углу расколлинеарности показано на Рисунке 5.9.

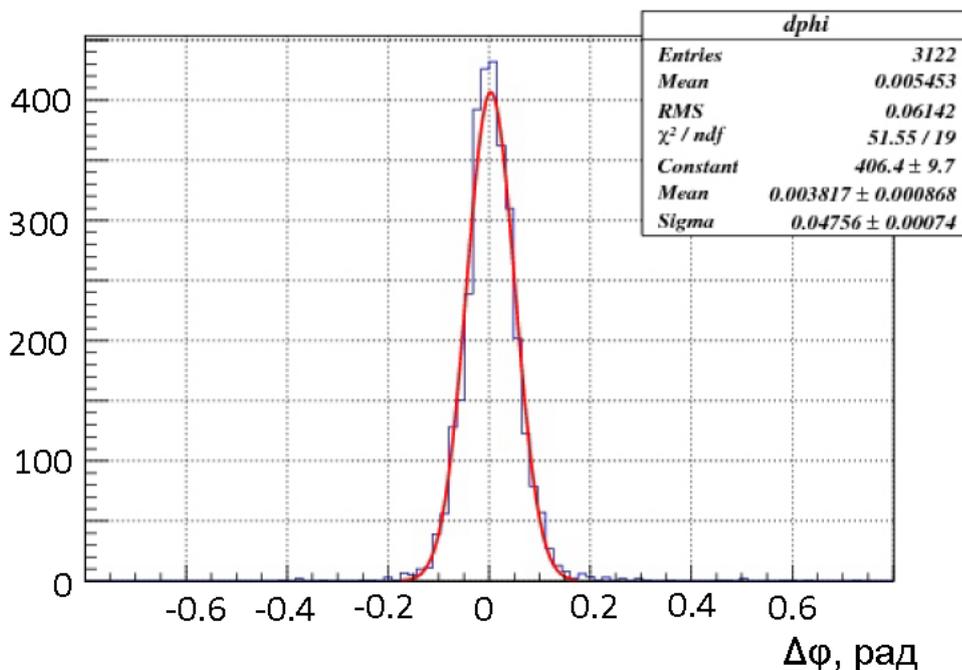


Рисунок 5.9. Угол расколлинеарности кластеров в отобранных событиях  $ee \rightarrow 2\gamma$ .

Видно, что данное распределение представляет собой пик с центром в нуле, то есть, отобраны чистые события  $2\gamma$ , к которым и была применена поправка к энергии кластеров. На Рисунке 5.10 представлена зависимость выделенной (тёмные кружки) и поправленной (светлые кружки) энергии в кластере от его полярного угла в экспериментальных событиях с энергиями 508,5 МэВ и 750 МэВ.

Поправки к энергии кластера были вычислены для всех заходов во всех энергетических точках. На Рисунке 5.11 показана зависимость отношения поправленной энергии кластера к энергии пучка от энергии пучка.

Видно, что у этой зависимости имеется некоторый систематический плавный подъём при увеличении энергии, который был аппроксимирован подходящей гладкой функцией

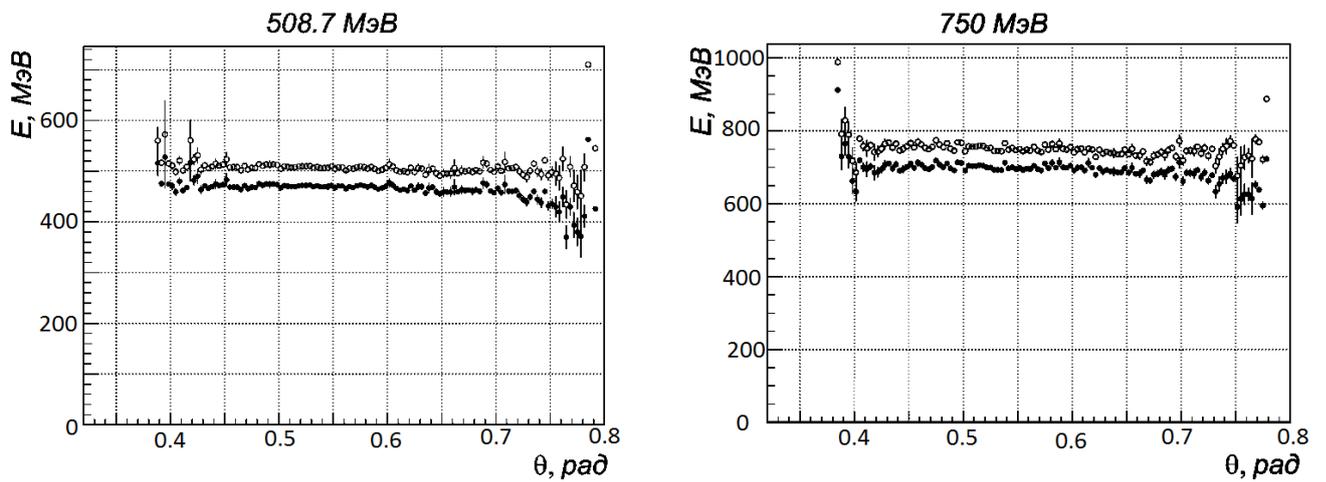


Рисунок 5.10. Зависимость выделенной (тёмные кружки) и поправленной (светлые кружки) энергии в кластере от угла в реальных событиях с энергиями 508,5 МэВ (слева) и 750 МэВ (справа).

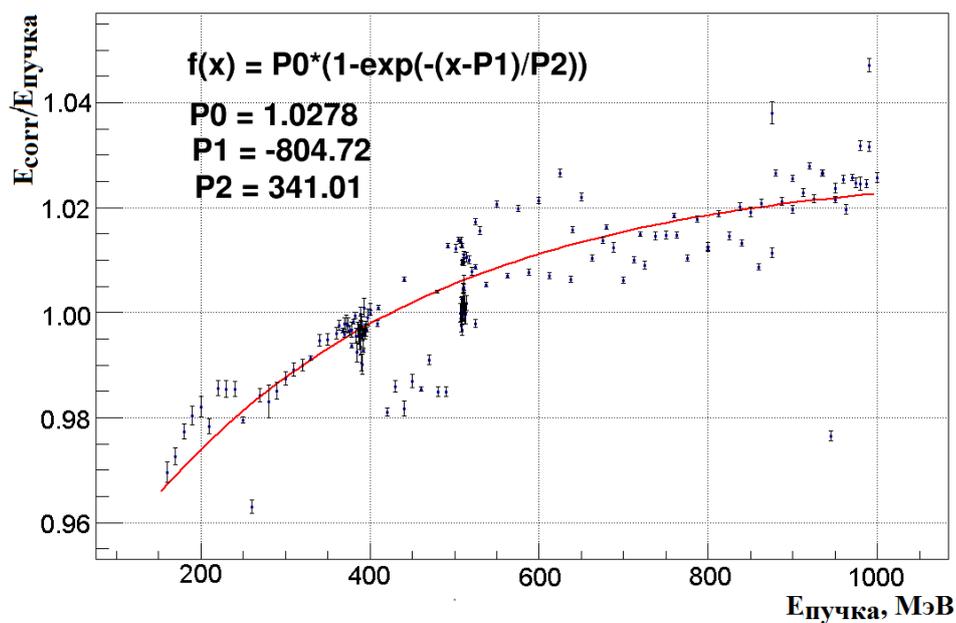


Рисунок 5.11. Зависимость отношения поправленной энергии к энергии пучка от энергии пучка.

$$f(E_{beam}) = P_0 \left( 1 - e^{-\frac{E_{beam} - P_1}{P_2}} \right), \quad (5.6)$$

где  $E_{beam}$  — энергия пучка, выраженная в МэВ-ах, а значения параметров  $P_0 - P_2$  указаны на рисунке.

Функция (5.6) используется для вычисления дополнительной поправки к энергии кластера. И, наконец, вычисляется последняя поправка, которая исполь-

зуются, чтобы убрать хаотический разброс энергий кластеров, вычисленных в каждой энергетической точке, относительно энергии пучка. Эти поправки, зависящие от номера конкретного захода, затабулированы, занесены в базу данных и используются при вычислении точной энергии фотона, выделенной в торцевом калориметре.

### 5.2.2. Поправки к полярному углу кластера

При вычислении полярного угла кластера методом центра тяжести ливня по формуле (5.3) предполагается, что вся энергия ливня выделяется непосредственно при входе фотона в калориметр на его передней поверхности. На самом деле энергия выделяется в глубине кристалла, так что появляется систематический сдвиг между вычисленным и истинным полярными углами фотона. Рисунок 5.12 иллюстрирует причину возникновения этого сдвига. Систематический сдвиг  $\Delta = a \cdot \sin \theta$ , где  $a$  - параметр, характеризующий продольную глубину ливня, которая зависит от энергии фотона.

Определение зависимости  $\Delta$  от энергии и полярного угла фотона было проведено по методике, разработанной для детектора КМД-2 [85, 40] и адаптированной для торцевого калориметра детектора КМД-3 [83]. Для этого моделировались фотоны, вылетающие из места встречи пучков с начальной энергией от 50 до 1000 МэВ с шагом 50 МэВ, равномерно распределённые по полярному и азимутальному углу. Для каждого события с помощью программы реконструкции определялись координаты кластера  $X_{calc}$ ,  $Y_{calc}$  и систематический сдвиг  $\Delta = X_{calc} - Z_0 \cdot p_x/p_z$ , который характеризует разницу между вычисленным при реконструкции  $\theta_{calc}$  и действительным углом фотона  $\theta$ , известным из моделирования. Для каждой энергии фотона строилась зависимость сдвига  $\Delta$  от отношения  $p_x/p$ . Эта зависимость аппроксимировалась линейной функцией, тангенс угла наклона которой и даёт, как видно из Рисунка 5.12, продольную глубину ливня  $a$ . На Рисунке 5.13 приведена для примера эта зависимость и её аппроксимация при энергии фотона 50 МэВ.

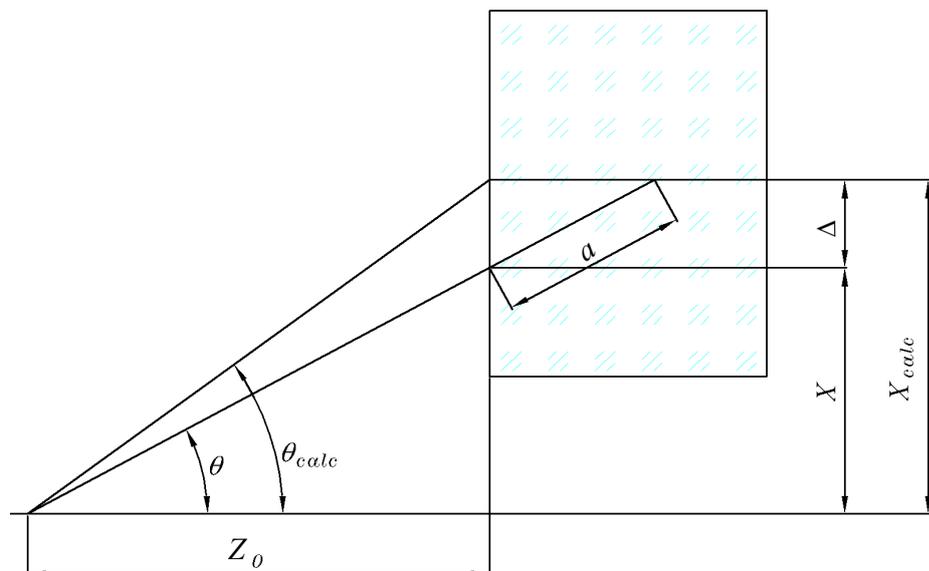


Рисунок 5.12. Возникновение систематической ошибки при вычислении полярного угла кластера.  $a$  — параметр глубины ливня,  $\theta$  — истинный полярный угол фотона,  $\theta_{calc}$  — полярный угол фотона, определённый программой реконструкции кластеров,  $X$  — истинная поперечная координата точки входа фотона в калориметр,  $X_{calc}$  — поперечная координата кластера, вычисленная программой реконструкции,  $Z_0$  — расстояние вдоль оси пучков от точки вылета фотона до торцевого калориметра.

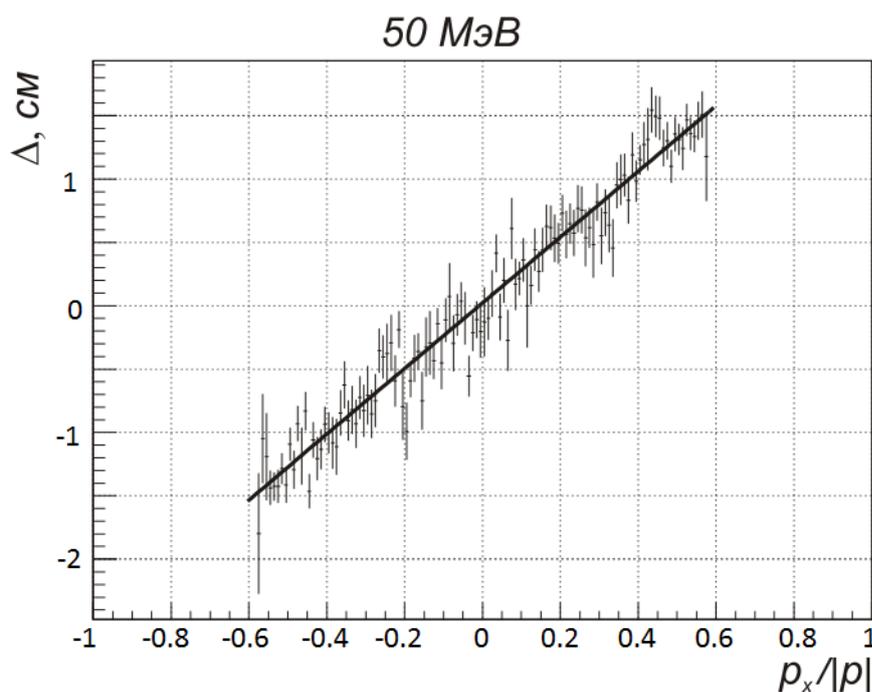


Рисунок 5.13. Зависимость систематического сдвига  $\Delta$  от  $p_x/p$  в событиях моделирования фотона с энергией 50 МэВ.

Аналогичным образом из моделирования были определены систематический сдвиг  $\Delta$  и продольная глубина ливня  $a$  для электронов. Значения глубины ливня  $a$ , полученные аппроксимацией зависимости  $\Delta$  от  $p_x/p$  линейной функцией, приведены в Таблице 5.1.

Таблица 5.1. Зависимость глубины электромагнитного ливня для фотонов и электронов от энергии.

E, МэВ	ln(E)	фотоны		электроны	
		$a$ , см	$\sigma_a$ , см	$a$ , см	$\sigma_a$ , см
50	3,912	3,88	0,04	2,59	0,04
70	4,248	4,27	0,03	3,02	0,04
90	4,499	4,56	0,03	3,43	0,04
100	4,605	4,71	0,03	3,63	0,03
150	5,011	5,08	0,03	4,16	0,03
200	5,298	5,36	0,03	4,46	0,03
300	5,704	5,79	0,03	4,96	0,03
500	6,215	6,26	0,03	5,46	0,03
700	6,551	6,67	0,03	5,69	0,03
900	6,802	6,80	0,03	5,97	0,03
1000	6,908	6,89	0,03	6,07	0,03

На Рисунке 5.14 приведена зависимость глубины ливня  $a$  для фотонов и электронов от логарифма энергии.

Зависимость параметра глубины ливня  $a$  для фотонов аппроксимировалась формулой:

$$a [\text{см}] = (0,079 \pm 0,058) + (0,996 \pm 0,010) \cdot \ln(E[\text{МэВ}]), \quad (5.7)$$

а для электронов:

$$a [\text{см}] = (-1,589 \pm 0,058) + (1,125 \pm 0,010) \cdot \ln(E[\text{МэВ}]). \quad (5.8)$$

Для проверки работы поправки к полярному углу в экспериментальных данных отбирались события упругого рассеяния  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  по торцевому калори-

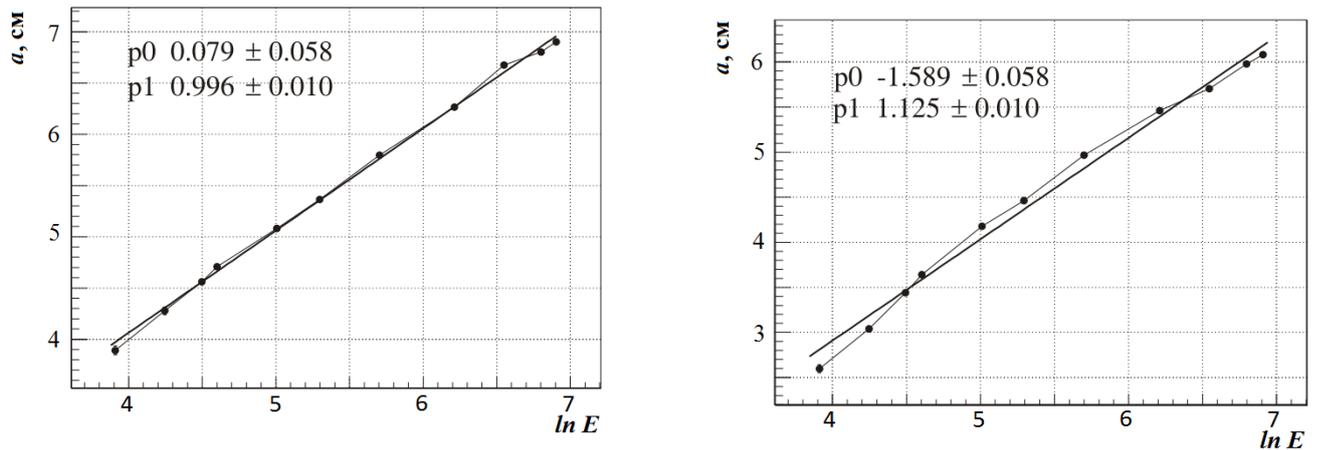


Рисунок 5.14. Зависимость глубины ливня от логарифма энергии для фотонов (слева) и для электронов (справа).

метру. Критерии отбора таких событий указаны в разделе 5.3. Затем из них отбирались кластеры, находящиеся на продолжении треков дрейфовой камеры, и вычислялась разность полярных углов кластеров и треков дрейфовой камеры. На Рисунке 5.15 представлено распределение событий по этой разности до и после применения поправки к полярному углу кластеров.

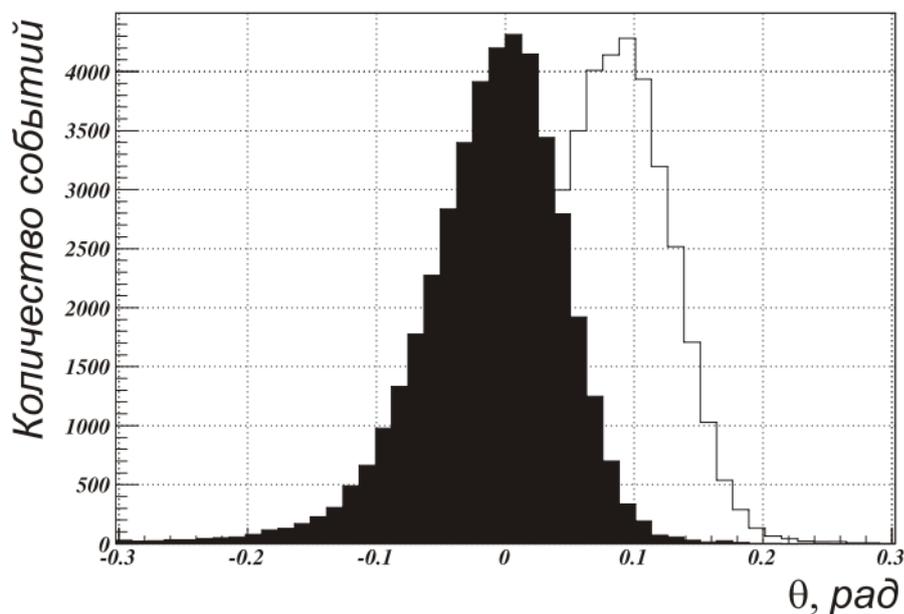


Рисунок 5.15. Распределение экспериментальных событий по разности полярных углов треков, вычисленных по дрейфовой камере и по торцевому калориметру, до (светлая гистограмма) и после (тёмная гистограмма) применения поправки к полярному углу кластера.

### 5.3. Энергетическое и координатное разрешение калориметра

Для определения энергетического и координатного разрешения торцевого калориметра выбирались попавшие в него события упругого рассеяния  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и события двухквантовой аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$  в диапазоне энергий пучков от 160 до 1000 МэВ. Полученные результаты сравнивались с данными моделирования.

На разрешение торцевого калориметра влияют флуктуации утечек ливня, неоднородность светосбора кристаллов, неточность калибровки, нестабильность усиления электроники, нестабильность температуры и шумы электроники. Все эти параметры учитывались при проведении моделирования.

Утечки ливня учитываются при моделировании прохождения частиц через торцевой калориметр. Неоднородность светосбора для каждого кристалла задавалась в виде линейной зависимости энерговыделения от координаты вдоль кристалла. Коэффициенты пропорциональности этой линейной зависимости для каждого кристалла брались из базы данных калибровок, в которую были занесены по результатам измерений световых выходов кристаллов на ФЭУ перед постановкой в калориметр (как описано в разделе 2.2). Шумы электроники для каждого канала калориметра вычислялись из электронной калибровки и калибровки по космическим частицам. Вклады неточности калибровки, так же как нестабильности коэффициентов усиления электронного тракта и температуры, учитывались в моделировании как шумы, пропорциональные выделенной энергии.

#### 5.3.1. Отбор событий

Для отбора событий использовались следующие условия:

- Наличие двух и более кластеров в BGO калориметре;
- Суммарная энергия двух самых энергетичных кластеров больше энергии пучка;
- Эти два кластера расположены в разных торцах;

- Кристаллы с максимальной энергией в этих кластерах не расположены на краях калориметра BGO;
- Расколлинеарность этих кластеров по  $\varphi$  меньше 0,3 радиан;
- Расколлинеарность этих кластеров по  $\theta$  меньше 0,5 радиан.

Кроме того, для событий двухквантовой аннигиляции дополнительно требовалось отсутствие сработавших проволочек в дрейфовой камере. Для событий упругого электрон-позитронного рассеяния, наоборот, в событии число срабатываний (“хитов”) в дрейфовой камере должно быть больше нуля. На Рисунке 5.16 показаны распределения по азимутальному углу расколлинеарности кластеров для экспериментальных событий  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$  (красным цветом) и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (зелёным цветом). Для определения характеристик калориметра была выбрана его

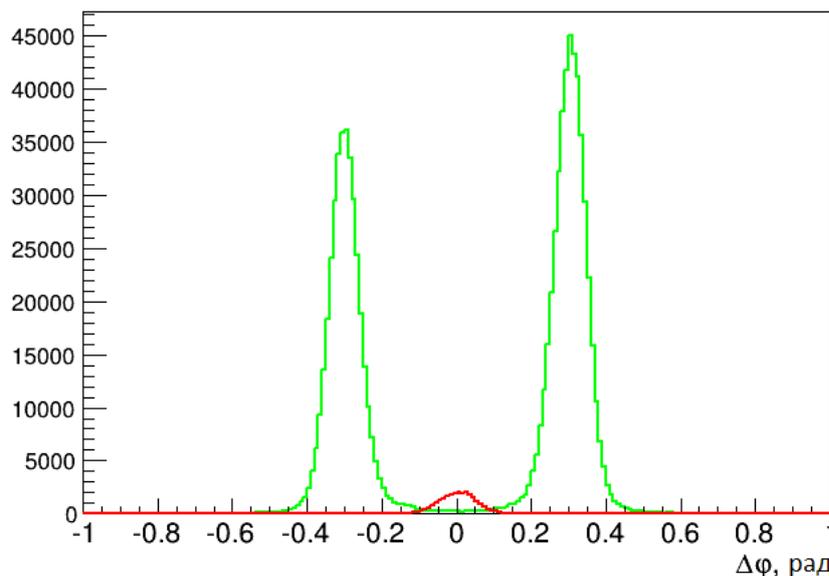


Рисунок 5.16. Распределения кластеров по углу расколлинеарности для событий  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$  (красным цветом) и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (зелёным цветом). Энергия пучка 380 МэВ.

центральная часть, ограниченная полярными углами от 0,5 до 0,7 радиан.

### 5.3.2. Энергетическое разрешение

Для измерения энергетического разрешения строились спектры энергосыделения в кластерах для отобранных событий. Пример спектра энергосыделения для фотона с энергией 330 МэВ показан на Рисунке 5.17.

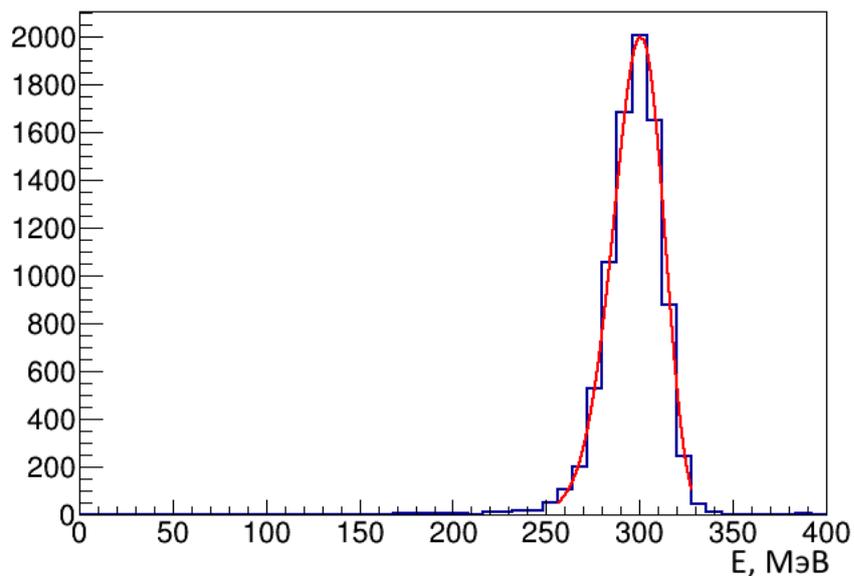


Рисунок 5.17. Типичный пример спектра энергосыделения фотона в торцевом калориметре, аппроксимированный функцией логарифмически нормального распределения.

Эти спектры подгонялись функцией логарифмически нормального распределения (см. Приложение А), которая имеет вид:

$$f(E) = \frac{Nx}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} \exp\left\{-\frac{\ln^2\left[1 + \frac{x(E-E_p)a}{\sigma_E}\right] - \frac{a^2}{2}}{2a^2}\right\}, \quad x = \frac{\text{sh}(a\sqrt{\ln 4})}{a\sqrt{\ln 4}}. \quad (5.9)$$

Функция имеет четыре параметра:  $N$  — нормировочный множитель,  $E_p$  — положение максимума пика,  $\sigma_E$  — ширина пика на полувысоте, делённая на 2,355,  $a$  — асимметрия.

Из подгонки было определено энергетическое разрешение  $\sigma_E/E$ . Зависимость энергетического разрешения от энергии для фотонов приведена на Рисунке 5.18, а для электронов — на Рисунке 5.19. На этих рисунках синими точками показано энергетическое разрешение для экспериментальных событий, набранных

за период 2012–2013 гг, красными пустыми квадратиками - разрешение, полученное из моделирования. Пунктирной линией показано энергетическое разрешение торцевого калориметра детектора КМД-2.

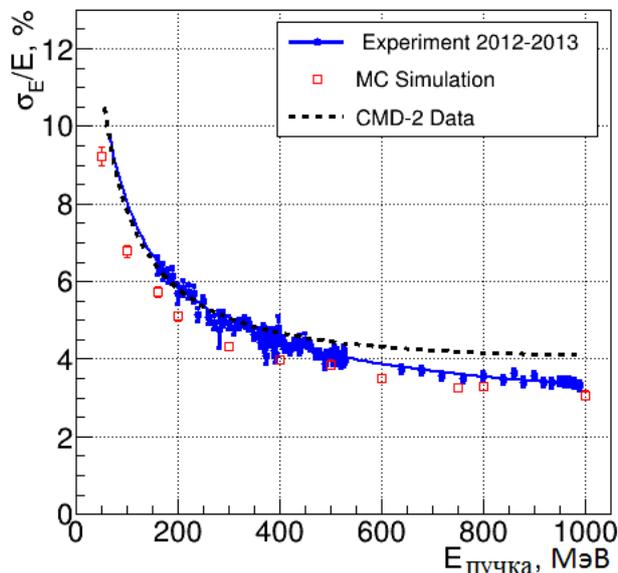


Рисунок 5.18. Энергетическое разрешение для  $\gamma$ -квантов в зависимости от энергии.

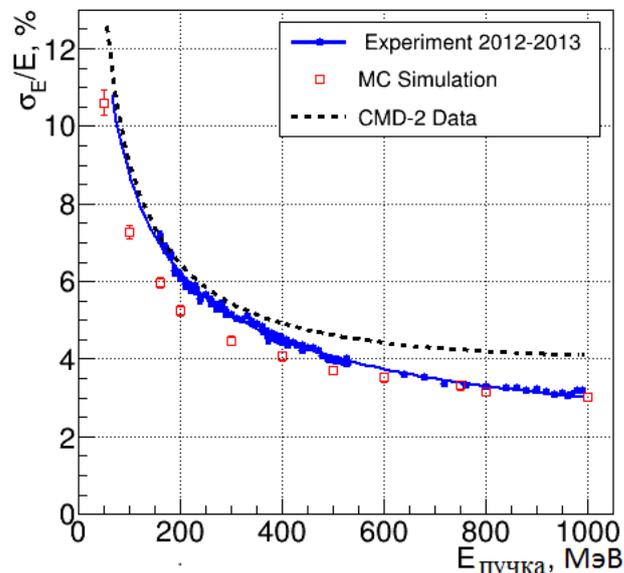


Рисунок 5.19. Энергетическое разрешение для электронов в зависимости от энергии.

Для  $\gamma$ -квантов зависимость энергетического разрешения от энергии хорошо аппроксимируется функцией  $\sigma_E/E[\%] = \frac{2,43}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 2,28$ , а для электронов — функцией  $\sigma_E/E[\%] = \frac{2,73}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 1,26$ .

### 5.3.3. Координатное разрешение

Для измерения координатного разрешения в  $r$ - $\varphi$ -плоскости строилось распределение событий двухквантовой аннигиляции по азимутальному углу расколлинearности кластеров  $\Delta\varphi = \pi - |\varphi_0 - \varphi_1|$ , где  $\varphi_0$  и  $\varphi_1$  — азимутальные углы кластеров в нулевом и первом торцах, соответственно. Нулевым торцом, в соответствии с описанием геометрии детектора КМД-3, считается торец с полярными углами меньше  $90^\circ$ . Для точного вычисления координат кластеров были измерены реальные положения блоков в каждом торце. Для измерения геометрического

положения центров блоков использовался лазерный нивелир и линейка. Затем, по совокупности данных, вычислялись поперечные координаты центра каждого кристалла. Эти данные занесены в базу данных и используются в процедуре реконструкции кластеров.

К сожалению, проведенные измерения дают только относительные положения кристаллов торцевого калориметра. Для правильного определения угловых координат кластеров требуется учесть положение калориметра относительно места встречи пучков в коллайдере. Это было сделано в два этапа. Сначала учитывалось экспериментально измеренное положение пучка относительно центра детектора, которое содержится в заголовке захода и получено из реконструкции треков в дрейфовой камере.

Далее, была аналитически вычислена функция (5.10), описывающая зависимость расколлинеарности кластеров  $\Delta\varphi_{corr}$  от азимутального угла  $\varphi_0$  одного из кластеров при смещении пучка относительно центра торцевого калориметра. Эта функция имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\Delta\varphi_{corr} &= \pi - |\varphi_{0,corr} - \varphi_{1,corr}|, \\ \varphi_{0,corr} &= ATan2(Z_0 \operatorname{tg} \theta_0 \sin \varphi_0 + Y_{\text{смещ}}, Z_0 \operatorname{tg} \theta_0 \cos \varphi_0 + X_{\text{смещ}}), \\ \varphi_{1,corr} &= ATan2(-Z_0 \operatorname{tg} \theta_0 \sin \varphi_0 + Y_{\text{смещ}}, -Z_0 \operatorname{tg} \theta_0 \cos \varphi_0 + X_{\text{смещ}}),\end{aligned}\quad (5.10)$$

где:

$Z_0 = 244$  мм — расстояние вдоль оси пучков от места встречи пучков до торцевого калориметра;

$\theta_0$  — полярный угол кластера в нулевом торце;

$\varphi_0$  — азимутальный угол кластера в нулевом торце;

$X_{\text{смещ}}, Y_{\text{смещ}}$  — смещения места встречи пучков относительно центра калориметра по осям X и Y, соответственно;

$ATan2(y,x)$  — функция [86] из пакета программ ROOT, возвращающая азимутальный угол радиус-вектора точки с координатами (x,y).

На Рисунке 5.20 показаны для примера несколько таких зависимостей при смещении пучка на 3 мм в разных направлениях.

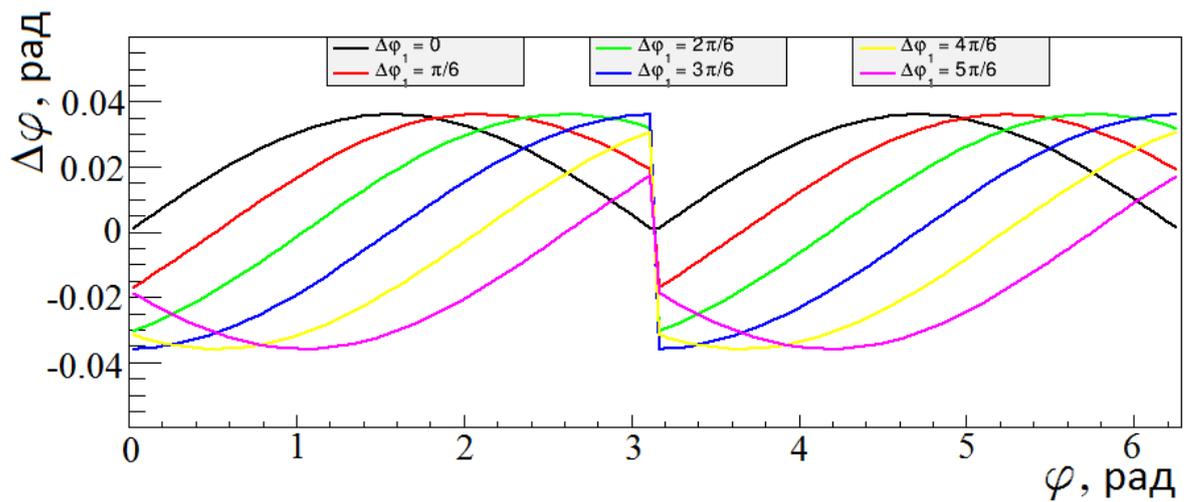


Рисунок 5.20. Аналитическая зависимость угла расколлинеарности от азимутального угла при смещении пучка на 3 мм от центра детектора в разных направлениях.

Экспериментальная зависимость  $\Delta\varphi_{corr}$  от  $\varphi_0$  подгонялась функцией (5.10), где в качестве свободных параметров использовались  $X_{смещ}$  и  $Y_{смещ}$ . На Рисунке 5.21 показан пример такой подгонки для энергетической точки 440 МэВ.

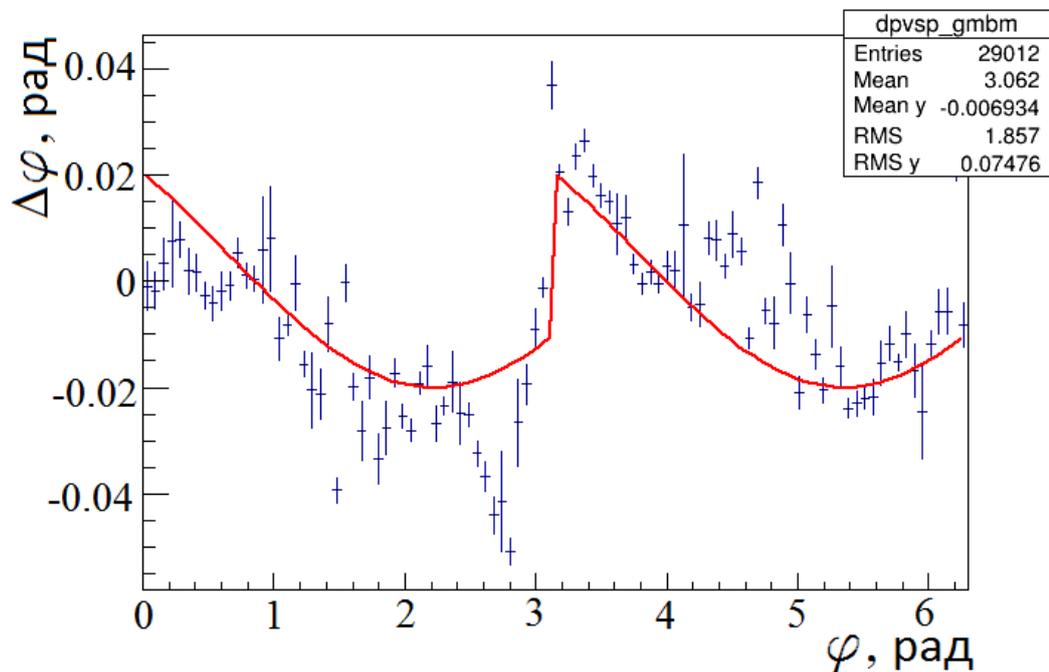


Рисунок 5.21. Зависимость угла расколлинеарности кластеров от азимутального угла экспериментальных событий двухквантовой аннигиляции для энергетической точки 440 МэВ, аппроксимированная функцией (5.10).

Дополнительное смещение пучка относительно значений, полученных из дрейфовой камеры, определялось для каждой энергетической точки. Результаты вычислений этого смещения показаны на Рисунке 5.22.

Выяснилось, что почти для всех точек по энергии дополнительное смещение пучка примерно одно и то же. Далее, в расчёте азимутального угла кластера было учтено это смещение. Полученные после поправки распределения по параметру  $\Delta\varphi$  подгонялись функцией Гаусса, из подгонки определялось угловое разрешение  $\sigma_\varphi$ . Координатное разрешение  $\sigma_x$  пересчитывалось по формуле  $\sigma_x = \sigma_\varphi Z_0 \operatorname{tg} \theta / \sqrt{2}$ , где множитель  $\sqrt{2}$  учитывает тот факт, что вклад в разброс  $\Delta\varphi$  вносят два кластера.

Зависимость координатного разрешения  $\sigma_x$  от энергии фотона приведена на Рисунке 5.23.

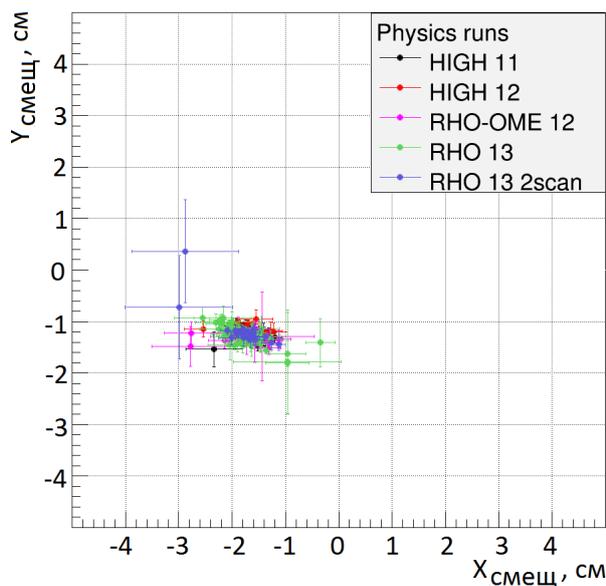


Рисунок 5.22. Дополнительное смещение пучка относительно центра калориметра, определённое для всех энергетических точек.

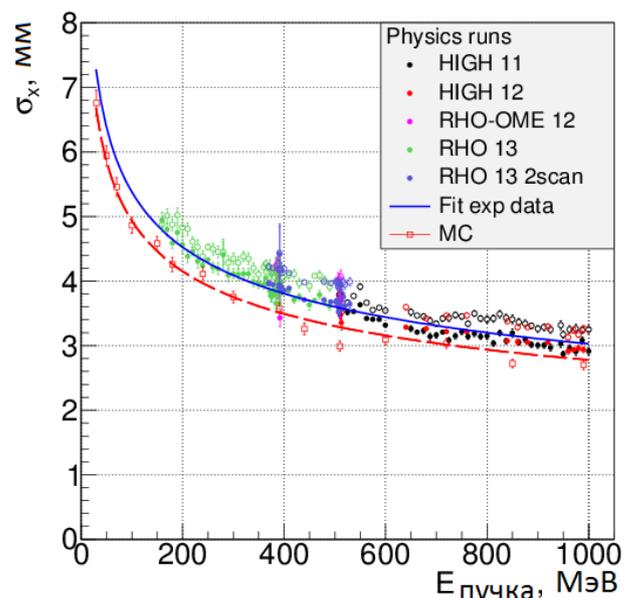


Рисунок 5.23. Координатное разрешение в  $\gamma$ - $\varphi$ -плоскости для процесса двухквантовой аннигиляции. Пустые кружки — до поправки на положение калориметра, заполненные — после.

На графике пустые кружки показывают координатное разрешение до учёта дополнительного смещения пучка, заполненные — после. Разными цветами от-

мечены данные, набранные в различных физических сезонах. Сплошной синей линией показана аппроксимация разрешения функцией  $\sigma_x[\text{мм}] = \frac{3,03}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$ .

Красными пустыми квадратиками на этом рисунке показано координатное разрешение, полученное из моделирования. Для его вычисления моделировался процесс  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ , при этом в параметры моделирования закладывались реальные средние параметры пучков, взятые из базы данных заходов. Координатное разрешение для событий моделирования аппроксимируется такой же функциональной зависимостью от энергии фотона, как и для экспериментальных событий, но с другим коэффициентом:  $\sigma_x[\text{мм}] = \frac{2,78}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$ . Так как функциональная зависимость для экспериментальных событий и для событий моделирования одинакова, то можно использовать подгоночную кривую, определённую по экспериментальным событиям, для экстраполяции координатного разрешения в область малых энергий (ниже диапазона энергий пучка ВЭПП-2000). Полученная таким образом зависимость координатного разрешения от энергии, выраженная функцией  $\sigma_x[\text{мм}] = \frac{3,03}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$ , показана на Рисунке 5.24. Синей пунктирной линией показано координатное разрешение торцевого калориметра детектора КМД-2.

Определяющий вклад в угловое разрешение по полярному углу даёт продольный размер сгустков пучков и их положение вдоль оси  $Z$ . Для получения углового разрешения строилось распределение событий двухквантовой аннигиляции по углу расколлинearности кластеров  $\Delta\theta = \pi - \theta_0 - \theta_1$ , где  $\theta_0$  и  $\theta_1$  — полярные углы кластеров в нулевом и первом торцах, соответственно. Данное распределение строилось как для экспериментальных данных, так и для моделирования, при этом в параметры моделирования закладывались реальные средние параметры пучков, взятые из базы данных заходов. Это распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, и угловое разрешение определялось как  $\sigma_\theta = \sigma_{\Delta\theta}/\sqrt{2}$ . Результаты расчётов для некоторых энергий пучка ВЭПП-2000 приведены в Таблице 5.2.

Видно, что моделирование хорошо согласуется с экспериментом, поэтому оно было использовано для определения углового координатного разрешения одиночных фотонов по полярному углу. Моделировался процесс  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ , так

Таблица 5.2. Угловое разрешение по полярному углу для процесса  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ .

$E_{\text{пучка}}, \text{ МэВ}$	$\sigma_{\theta}, \text{ мрад (эксперимент)}$	$\sigma_{\theta}, \text{ мрад (моделирование)}$
200	$39,0 \pm 0,2$	$35,0 \pm 0,8$
300	$37,6 \pm 0,1$	$37,3 \pm 0,7$
391,5	$38,9 \pm 0,4$	$37,9 \pm 0,3$
440	$40,1 \pm 0,4$	$38,9 \pm 0,2$
510	$41,7 \pm 0,4$	$40,0 \pm 0,3$
720	$41,2 \pm 0,5$	$39,2 \pm 0,2$
990	$45,0 \pm 0,3$	$40,5 \pm 0,6$

что  $\gamma$ -кванты вылетали из центра детектора. Данные обрабатывались программой реконструкции и вычислялась разность  $\Delta\theta$  истинного и реконструированного полярных углов. Распределение по  $\Delta\theta$  аппроксимировалось функцией логарифмически нормального распределения (5.9), из которой находилось угловое разрешение  $\sigma_{\theta}$ . Полученная из моделирования зависимость углового разрешения от энергии показана на Рисунке 5.25.

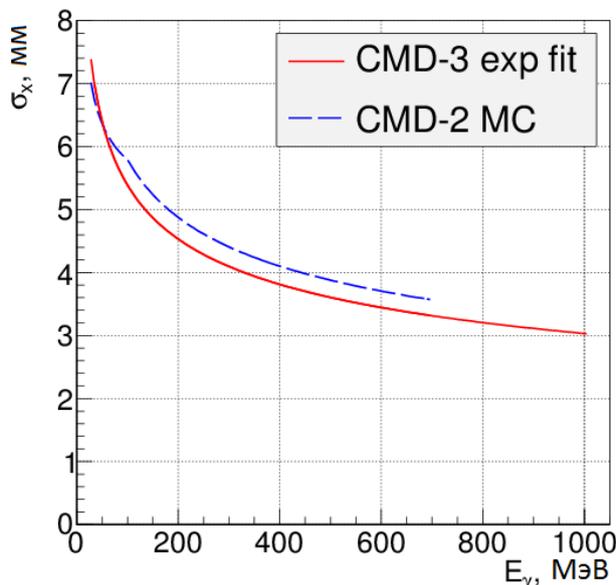


Рисунок 5.24. Координатное разрешение торцевого калориметра в  $r$ - $\varphi$ -плоскости для фотонов, полученное из экспериментальных событий двухквантовой аннигиляции.

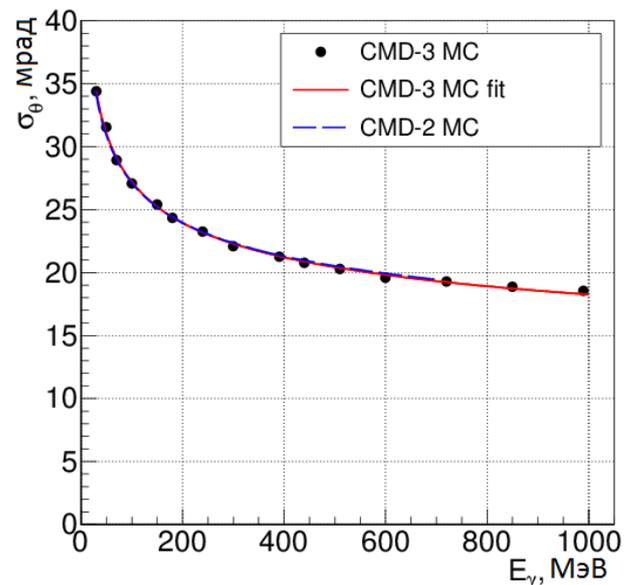


Рисунок 5.25. Угловое разрешение торцевого калориметра по полярному углу для фотонов, полученное из событий моделирования одиночных фотонов.

Эта зависимость аппроксимируется функцией  $\sigma_{\theta}[\text{мрад}] = \frac{11,5}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]} + 6,8}$ . Синей пунктирной линией показано угловое разрешение по полярному углу торцевого калориметра детектора КМД-2.

На Рисунке 5.26 показано распределение инвариантной массы двух фотонов от процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , попавших в торцевой калориметр, после проведения процедуры кинематической реконструкции. Спектр подгонялся тремя функциями Гаусса, две из которых описывают подложку, а третий ( $\sigma = 6,6$  МэВ) соответствует пику на массе  $\pi^0$ . Доля событий, в случае попадания обоих фотонов от  $\pi^0$  в торцевой калориметр, составляет 11% от полного числа событий. Для случая, когда в торцевой калориметр попадает только один из фотонов, а второй зарегистрирован в цилиндрическом калориметре, доля событий составляет 54% от полного количества событий.

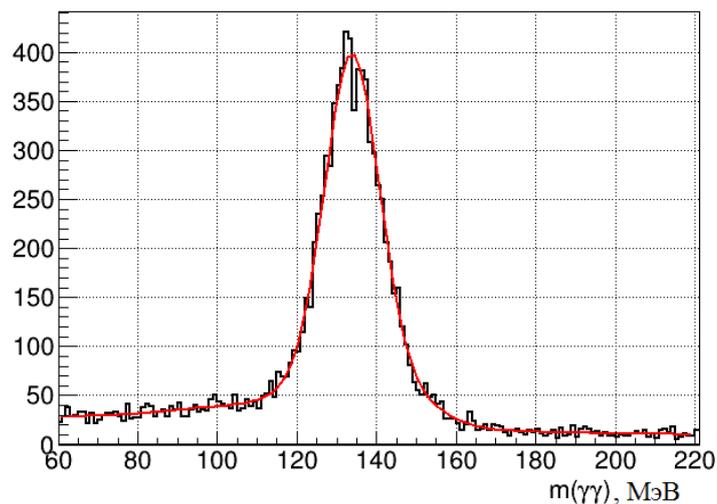


Рисунок 5.26. Инвариантная масса  $\pi^0$  в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , если в торцевой калориметр попадают оба фотона от  $\pi^0$ , после проведения кинематической реконструкции.  $E_{\text{пучка}} = 509,5$  МэВ. Спектр подгонялся тремя функциями Гаусса,  $\sigma = 6,6$  МэВ.

## Заключение

В результате данной работы получены следующие результаты:

1. Разработан и изготовлен торцевой калориметр детектора КМД-3 на основе кристаллов BGO с использованием в качестве фотоприёмников кремниевых PIN фотодиодов. Торцевой калориметр успешно отработал в составе детектора КМД-3 в течение 2010–2013 гг. Набранный детектором интеграл светимости составил около  $60 \text{ пб}^{-1}$ .
2. Разработаны методики проверки качества составных элементов калориметра — кристаллов и фотодиодов. Перед сборкой блоков все компоненты были протестированы на соответствие их параметров техническим требованиям.
3. Разработана методика проверки собранных блоков с помощью энерговыделения от космических частиц и протестированы все блоки перед их установкой в детектор.
4. Разработана конструкция системы термостабилизации торцевого калориметра, интегрированная в систему подвески калориметра в детекторе.
5. Получены для фотонов, попадающих в торцевой калориметр, энергетическое разрешение  $\frac{\sigma_E}{E} [\%] = \frac{2,43}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 2,28$ , координатное разрешение в  $r$ - $\varphi$ -плоскости  $\sigma_x [\text{мм}] = \frac{3,03}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}}$ , угловое разрешение по полярному углу  $\sigma_\theta [\text{мрад}] = \frac{11,5}{\sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}} + 6,8$ .

В заключение я хочу выразить благодарность моему научному руководителю Д.Н. Григорьеву за постоянное внимание и активное участие в этой работе. Я глубоко признателен В.Ф. Казанину за большой вклад в создание и эксплуатацию торцевого калориметра, а также многочисленные ценные обсуждения, А.Е. Кузьменко за участие в эксплуатации и обработке данных с торцевого калориметра, моему самому первому научному руководителю [Л.М. Баркову], моему первому научному руководителю В.П. Смахтину, который привлек меня к работе над калориметрами, Ю.В. Юдину, за разработку предварительной электроники торцевого калориметра, помощь в эксплуатации калориметра и многочисленные

полезные советы и обсуждения, В.М. Титову, В.М. Аульченко, за разработку оцифровывающей электроники торцевого калориметра, А.Н. Козыреву, за разработку триггерной электроники торцевого калориметра, студентам С.М. Царегородцеву, М.А. Цура, дипломные работы которых внесли вклад в изготовление и эксплуатацию торцевого калориметра, В.С. Мельникову, Э.Э. Мархелю, В.С. Охупкину, В.Г. Варнакову, С.В. Долговых за участие в изготовлении калориметра и помощь в решении инженерно-технических вопросов, Б.И. Хазину, А.В. Анисёнку, А.А. Гребенюку, Ф.В. Игнатову, И.Б. Логашенко, П.А. Лукину, К.Ю. Михайлову, А.А. Рубану, Н.М. Рыскулову, Е.П. Солодову, Г.В. Федотовичу, Л.Б. Эпштейну, Д.А. Епифанову, Б.А. Шварцу, В.Е. Шебалину, С.И. Середнякову, за ценные советы и полезные обсуждения, а также всем участникам коллаборации КМД-3.

## Приложение А

### Модифицированная функция логарифмически нормального распределения

Для аппроксимации экспериментальных распределений в физике часто используют функцию нормального распределения, которую также называют функцией Гаусса:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left\{ -\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2} \right\}. \quad (\text{A.1})$$

Функция Гаусса представляет собой плотность вероятности нормального распределения. Она имеет два параметра:

$x_0$  — среднее значение, которое соответствует наиболее вероятному,

$\sigma$  — среднеквадратичное отклонение, которое связано с полной шириной на полувысоте (*FWHM*) следующей формулой:  $FWHM = \xi\sigma$ ,  
 $\xi = 2\sqrt{\ln 4} \approx 2,355$ .

Функция Гаусса симметрична относительно вертикальной оси  $y = x_0$ .

В случае асимметричных распределений (например, распределение энерговыделения в электромагнитном калориметре) функция Гаусса не годится для их аппроксимации. Для асимметричных распределений часто используют функцию логарифмически нормального (или логнормального) распределения, плотность вероятности которого имеет вид [87]:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0 x} \exp \left\{ -\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma_0^2} \right\}, \quad (\text{A.2})$$

где  $x \geq 0$ ,  $\sigma_0 \geq 0$ ,  $-\infty \leq \mu \leq \infty$ .

Это распределение, как и распределение Гаусса, имеет два параметра:  $\mu$  и  $\sigma_0$ . Асимметрия у него всегда положительная, или правосторонняя, то есть, правый хвост больше левого. В то же время, распределение энерговыделения в спектрах частиц в калориметре обычно имеет левостороннюю асимметрию. Чтобы

использовать для подгонки энергетических спектров функцию логарифмически нормального распределения, её нужно зеркально отразить относительно оси ординат и сдвинуть вправо вдоль оси абсцисс. Это делается заменой переменных  $x = E_{max} - E$ . Таким образом, получаем плотность вероятности распределения в виде:

$$f(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0 (E_{max} - E)} \exp \left\{ -\frac{[\ln(E_{max} - E) - \ln(E_{max} - e^\mu)]^2}{2\sigma_0^2} \right\}, \quad (\text{A.3})$$

У этой функции к параметрам  $\mu$  и  $\sigma_0$  добавился третий параметр  $E_{max}$  (поэтому в литературе её иногда называют функцией трёхпараметрического логнормального распределения).

На практике оказывается удобнее использовать при подгонке другой набор параметров, а именно:

$E_p$  — положение максимума распределения (наиболее вероятное значение энергии);

$\sigma = \frac{FWHM}{\xi}$  — характеристическая ширина распределения;

$a$  — асимметрия распределения.

Новые параметры связаны со старыми следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} E_{max} &= E_p - \frac{\sigma\xi}{2 \operatorname{sh}\left(\frac{a\xi}{2}\right)}, \\ E_{max} - e^\mu &= -\frac{\sigma\xi}{2 \operatorname{sh}\left(\frac{a\xi}{2}\right)} e^{a^2}, \\ \sigma_0 &= a, \\ E_p &= E_{max} - (E_{max} - e^\mu)\xi e^{-\sigma_0^2}, \\ \sigma &= -\frac{2 \operatorname{sh}\left(\frac{\sigma_0\xi}{2}\right)(E_{max} - e^\mu)}{\xi} e^{-\sigma_0^2}, \\ a &= \sigma_0. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

С новыми параметрами плотность вероятности распределения выглядит следующим образом:

$$f(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{a\xi}{2}\right)}{\frac{a\xi}{2}} \exp \left\{ -\frac{\ln^2 \left[ 1 + \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{a\xi}{2}\right)(E - E_p)a}{\frac{a\xi}{2}\sigma} \right]}{2a^2} - \frac{a^2}{2} \right\}. \quad (\text{A.5})$$

В такой форме формула плотности вероятности распределения приведена в [88, 89] (правда, в этой работах нормировочные множители перед экспонентой отличаются от (A.5)).

Для подгонки энергетических спектров плотность вероятности умножается на нормировочный коэффициент  $A$ , то есть аппроксимирующая функция  $f_{fit}(E) = Af(E)$ , или, развёрнуто:

$$f_{fit}(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\text{sh}\left(\frac{a\xi}{2}\right)}{\frac{a\xi}{2}} \exp \left\{ -\frac{\ln^2 \left[ 1 + \frac{\text{sh}\left(\frac{a\xi}{2}\right)(E-E_p)a}{\frac{a\xi}{2}\sigma} \right]}{2a^2} - \frac{a^2}{2} \right\}. \quad (\text{A.6})$$

Таким образом, подгоночная функция имеет четыре параметра  $A, E_p, \sigma, a$ .

В такой форме формула подгоночной функции приведена в [90, 39, 40, 84] (опять же, в этих работах нормировочные множители перед экспонентой отличаются от (A.6)).

В [91] подгоночная функция выглядит немного по-другому (после исправления опечатки):

$$f_{fit}(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\frac{\eta\xi}{2}}{\text{arsh}\left(\frac{\eta\xi}{2}\right)} \exp \left\{ -\frac{\left(\frac{\xi}{2}\right)^2 \cdot \ln^2 \left[ 1 - \frac{(E-E_p)\eta}{\sigma} \right]}{2 \cdot \text{arsh}^2\left(\frac{\eta\xi}{2}\right)} - \frac{\text{arsh}^2\left(\frac{\eta\xi}{2}\right)}{2\left(\frac{\xi}{2}\right)^2} \right\}. \quad (\text{A.7})$$

В этой функции три параметра ( $A, E_p$  и  $\sigma$ ) совпадают с параметрами в функции (A.6), но для меры асимметрии используется другая переменная  $\eta$ , которая связана с переменной  $a$  следующим образом:

$$\eta = -\frac{2}{\xi} \text{sh} \left( \frac{a\xi}{2} \right),$$

$$a = -\frac{2}{\xi} \text{arsh} \left( \frac{\eta\xi}{2} \right).$$

Видно, что знаки у параметров  $a$  и  $\eta$  противоположны, а по модулю они при малых асимметриях почти совпадают.

Используя тождество  $\operatorname{arsh}(z) = \ln(z + \sqrt{z^2 + 1})$ , можно преобразовать функцию (А.7) к эквивалентному виду:

$$f_{fit}(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\frac{\eta\xi}{2}}{\ln \left[ \frac{\eta\xi}{2} + \sqrt{1 + \left(\frac{\eta\xi}{2}\right)^2} \right]} \times \exp \left\{ -\frac{\left(\frac{\xi}{2}\right)^2 \cdot \ln^2 \left[ 1 - \frac{(E-E_p)\eta}{\sigma} \right]}{2 \cdot \ln^2 \left[ \frac{\eta\xi}{2} + \sqrt{1 + \left(\frac{\eta\xi}{2}\right)^2} \right]} - \frac{\ln^2 \left[ \frac{\eta\xi}{2} + \sqrt{1 + \left(\frac{\eta\xi}{2}\right)^2} \right]}{2\left(\frac{\xi}{2}\right)^2} \right\}. \quad (\text{A.8})$$

Подгоночная функция логарифмически нормального распределения в виде формулы (А.8) используется в [92, 93, 30].

Для практических целей аппроксимации спектров энерговыделения в калориметре можно пользоваться любой из функций (А.6), (А.7), (А.8). Дополнительным преимуществом этих функций перед (А.3) является то, что ими можно подгонять распределения как с положительной, так и с отрицательной асимметрией.

В данной работе для аппроксимации спектров энерговыделения в торцевом калориметре использовалась функция (А.6).

## Список литературы

- [1] В. М. Аульченко и др., Проект детектора КМД-2М., Препринт ИЯФ 2001-45, Новосибирск, 2001.
- [2] G. V. Fedotovitch [CMD-3 Collaboration], CMD-3 detector for VEPP-2000, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 162 (2006) 332.
- [3] B. Khazin, Physics and detectors for VEPP-2000, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 181-182 (2008) 376.
- [4] Э. В. Анашкин и др., Криогенный магнитный детектор КМД-2., Приборы и техника эксперимента, 2006, №6, с. 63.
- [5] 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.
- [6] P. M. Ivanov et al., Experimental studies of beam-beam effects at VEPP-2M, Conf. Proc. C 0106258 (2001) 005.
- [7] M. N. Achasov et al., Spherical neutral detector for VEPP-2M collider, Nucl. Instrum. Meth. A 449 (2000) 125.
- [8] A. Castro et al. [DM2 Collaboration], The Pi, K, Proton Electromagnetic Form-factors And New Related Dm2 Results, LAL-88-58.
- [9] A. Antonelli et al. [FENICE Collaboration], Measurement of the total  $e^+ e^- \rightarrow$  hadrons cross-section near the  $e^+ e^- \rightarrow N$  anti- $N$  threshold, Phys. Lett. B 365 (1996) 427.
- [10] Y. M. Shatunov et al., Project of a new electron positron collider VEPP-2000, Conf. Proc. C 0006262 (2000) 439.

- [11] D. Berkaev et al., VEPP-2000 operation with round beams in the energy range from 1-GeV to 2-GeV, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 225-227 (2012) 303.
- [12] M.N. Achasov et al., First experience with SND calorimeter at VEPP-2000 collider, Nucl. Instrum. Meth. A 598 (2009) 31.
- [13] S. Eidelman, Physics at VEPP-2000, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 162 (2006) 323.
- [14] В. В. Анашин и др., Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП., Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск, 1984.
- [15] K. V. Astrelina et al., Production of intense positron beams at the VEPP-5 injection complex, J. Exp. Theor. Phys. 106 (2008) 77 [ЖЭТФ 133 (2008) 95].
- [16] V. V. Danilov et al., The concept of round colliding beams, Conf. Proc. C 960610 (1996) 1149.
- [17] E. V. Abakumova et al., A system of beam energy measurement based on the Compton backscattered laser photons for the VEPP-2000 electron-positron collider, Nucl. Instrum. Meth. A 744 (2014) 35.
- [18] A. V. Bragin et al., Test Results of the Thin Superconducting Solenoid for the CMD-3 Detector, in IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2008, vol. 18, p. 399.
- [19] F. Grancagnolo et al., Drift chamber for the CMD-3 detector, Nucl. Instrum. Meth. A 623 (2010) 114.
- [20] Э. В. Анашкин и др., Z-камера детектора КМД-2., Препринт ИЯФ 99-84, Новосибирск, 1998.
- [21] E. V. Anashkin et al., Z chamber and the trigger of the CMD-2 detector, Nucl. Instrum. Meth. A 323 (1992) 178.

- [22] Д. Н. Шемякин, Z-камера в реконструкции продольной координаты трека в детекторе КМД-3, квалификационная работа на соискание степени бакалавра, НГУ, Новосибирск, 2010.
- [23] А. Е. Рыжененков, Измерение светимости с детектором КМД-3 на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000, квалификационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 2012.
- [24] V. M. Aulchenko et al., CMD-2 barrel calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 336 (1993) 53.
- [25] В. Е. Шебалин и др., Цилиндрический калориметр детектора КМД-3, Ядерная физика и инжиниринг, 2014, т. 5, №9–10, с. 839.
- [26] V. E. Shebalin et al., Combined Liquid Xenon and crystal CsI calorimeter of the CMD-3 detector, JINST 9 (2014) no.10, C10013.
- [27] A. V. Anisyonkov et al., Liquid xenon calorimeter for a CMD-3 detector, Nucl. Instrum. Meth. A 598 (2009) 266.
- [28] A. V. Anisenkov et al., Status of the Liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector, JINST 9 (2014) C08024.
- [29] V. M. Aulchenko et al., CsI calorimeter of the CMD-3 detector, JINST 10 (2015) no.10, P10006.
- [30] В. Е. Шебалин, Реконструкция фотонов и энергетическая калибровка цилиндрического калориметра детектора КМД-3, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 2016.
- [31] [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s2744-08\\_etc\\_kpin1049e.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s2744-08_etc_kpin1049e.pdf).
- [32] D. A. Drozhzhin et al., Current status of the CMD-3 time-of-flight system, Nucl. Instrum. Meth. A 598 (2009) 203.

- [33] G. V. Fedotovitch et al., Upgrade of the CMD-3 TOF system, JINST 9 (2014) no. 09, C09022.
- [34] <http://kuraraypsf.jp>.
- [35] <http://www.ketek.net/products/sipm/pm11>.
- [36] Д. В. Гусев, Мюонная система детектора КМД-3., квалификационная работа на соискание степени магистра, Новосибирск, 2006.
- [37] В. С. Кузьменко, Мюонная система детектора КМД-3., квалификационная работа на соискание степени магистра, Новосибирск, 2008.
- [38] R. R. Akhmetshin et al., The BGO endcap calorimeter with phototriode readout for the CMD-2 detector, Nucl. Instrum. Meth. A 453 (2000) 249.
- [39] Д. Н. Григорьев, Торцевой калориметр детектора КМД-2 на основе кристаллов ортогерманата висмута, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1999.
- [40] Р. Р. Ахметшин и др., Торцевой калориметр детектора КМД-2., Препринт ИЯФ 2000-25, Новосибирск 2000.
- [41] М. Е. Глобус, Б. В. Гринёв, Неорганические сцинтилляторы. Новые и традиционные материалы., Харьков, Акта, 2000.
- [42] C. Patrignani et al. [Particle Data Group Collaboration], Review of Particle Physics, Chin. Phys. C 40 (2016) no.10, 100001.
- [43] P. M. Beschastnov et al., The Results of vacuum phototriodes tests, Nucl. Instrum. Meth. A 342 (1994) 477.
- [44] Ю. В. Юдин, Электроника для спектрометрических систем детектора КМД-2 на основе германата висмута, Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Новосибирск, 2006.

- [45] В. М. Аульченко, Л. А. Леонтьев, Ю. В. Усов., Информационная плата А32 системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ 88-30, Новосибирск, 1988.
- [46] V. M. Aulchenko et al., Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experiments, Proceedings of the International Symposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, p. 371.
- [47] Р. Р. Ахметшин и др., Статус торцевого BGO калориметра детектора КМД-3., Ядерная Физика, 2009, т.72, с.512.
- [48] D. N. Grigoriev et al., Upgrade of the CMD-3 BGO endcap calorimeter, IEEE Trans. Nucl. Sci. 60 (2013) no.1, 259.
- [49] R. R. Akhmetshin et al. [CMD-3 Collaboration], Performance of the BGO endcap calorimeter of the CMD-3 detector, JINST 9 (2014) no.10, C10002.
- [50] V. A. Gusev et al., Features of radiation damage of BGO crystals grown by the low-thermal-gradient Czochralski technique, Nucl. Instrum. Meth. A 460 (2001) 457.
- [51] V. A. Gusev et al., The effect of radiation damage on optical and scintillation properties of BGO crystals grown by the LTG Cz technique, Nucl. Instrum. Meth. A 486 (2002) 350.
- [52] Ya. V. Vasiliev et al., BGO crystals grown by a low thermal gradient Czochralski technique, Nucl. Instrum. Meth. A 379 (1996) 533.
- [53] Y. Kubota et al. [CLEO Collaboration], The CLEO-II detector, Nucl. Instrum. Meth. A 320 (1992) 66.
- [54] M. Goyot, B. Ille, P. Lebrun and J. P. Martin, Performances of a Preamplifier Silicon Photodiode Readout System Associated With Large Bgo Crystal Scintillators, Nucl. Instrum. Meth. A 263 (1988) 180.

- [55] K. Miyabayashi, Belle electromagnetic calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 494 (2002) 298.
- [56] B. Aubert et al. [BaBar Collaboration], The BaBar detector, Nucl. Instrum. Meth. A 479 (2002) 1.
- [57] [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s3590-08\\_etc\\_kpin1052e.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s3590-08_etc_kpin1052e.pdf).
- [58] С. М. Царегородцев, Моделирование торцевого калориметра детектора КМД-3, квалификационная работа на соискание степени бакалавра, Новосибирск, 2004.
- [59] Formulae and methods in experimental data evaluation with emphasis on high energy physics, Ed. by R.K. Bock et al., (European Physical Society, CERN, Geneve, 1984), v.1, p.110.
- [60] Л. Д. Ландау., Собрание трудов., под редакцией Е.М.Лифшица, Москва, Наука, 1969, т.1, с.482.
- [61] С. М. Царегородцев, Реконструкция событий в торцевом калориметре детектора КМД-3, квалификационная работа на соискание степени магистра, Новосибирск, 2006.
- [62] А. П. Цитович., Ядерная электроника., Москва, Энергоатомиздат, 1984.
- [63] Ю. К. Акимов, О.В. Игнатъев, А.И. Калинин и В.Ф. Кушнирук., Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике., Москва, Энергоатомиздат, 1989.
- [64] NXP Semiconductors Homepage: <http://www.nxp.com>.
- [65] CAMAC – A Modular Instrumentation System for Data Handling, Revised Description and Specification, Report EUR 4100e, CEC, Luxembourg, 1972.
- [66] Shin-Etsu Chemical Co., Ltd. Homepage: <http://www.shinetsu.co.jp/e>.

- [67] M. Bosteels and R. Weill, The cooling systems of the calorimeters and tracking sub-detectors of the L3 experiment, Nucl. Instrum. Meth. A 498 (2003) 165.
- [68] BLUE BOX Groupe Homepage: <http://www.blueboxcooling.com>.
- [69] М. А. Цура, Система термостабилизации торцевого калориметра детектора КМД-3 на ускорительном комплексе ВЭПП-2000, квалификационная работа на соискание степени бакалавра, Новосибирск, 2007.
- [70] Honeywell Company Homepage: <http://www.honeywell.com>.
- [71] <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/tl431.pdf>.
- [72] <http://www.ti.com>.
- [73] Блоки, выполненные в стандарте КАМАК. Информационный материал. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.
- [74] F. Scholze et al., Determination of the electron–hole pair creation energy for semiconductors from the spectral responsivity of photodiodes, Nucl. Instrum. Meth. A 439 (2000) 208.
- [75] R. Mao, L. Zhang and R. Y. Zhu, Optical and scintillation properties of inorganic scintillators in high energy physics, IEEE Trans. Nucl. Sci. 55 (2008) 2425.
- [76] P. Wang, Y. Zhang, Z. Xu and X. Wang, Study on the temperature dependence of BGO light yield, Sci. China Phys. Mech. Astron. 57 (2014) no. 10, 1898.
- [77] Y. Wei et al., Temperature Dependence Calibration and Correction of the DAMPE BGO Electromagnetic Calorimeter, JINST 11 (2016) no. 07, T07003
- [78] [http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bgo-material-data-sheet\\_69763.pdf](http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bgo-material-data-sheet_69763.pdf).
- [79] В. М. Аульченко и др., Архитектура системы регистрации и запуска детектора КМД–3, Автометрия, 2015, №1, с.31-38.

- [80] MIDAS Home Page: <http://midas.psi.ch>.
- [81] <https://root.cern.ch>.
- [82] А. В. Анисёнков, Система баз данных для детектора КМД-3, квалификационная работа на соискание степени бакалавра, Новосибирск, 2003.
- [83] А. Е. Кузьменко, Калибровка торцевого калориметра детектора КМД-3, квалификационная работа на соискание степени магистра, Новосибирск, 2012.
- [84] В. Ф. Казанин, Изучение распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов в псевдоскалярный мезон и  $e^+e^-$  с детектором КМД-2, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 2005.
- [85] А. И. Шехтман, Координатное разрешение торцевого калориметра., Меморандум КМД-2, 1997.
- [86] <https://root.cern.ch/root/html524/TMath.html#TMath:ATan2>.
- [87] В. Идье, Д. Драйард, Ф. Джеймс и др., Статистические методы в экспериментальной физике. Пер. с англ. Под ред. А. А. Тяпкина. Москва, Атомиздат, 1976, с.72.
- [88] V.M. Aulchenko et al., The test experiment with the prototype of LKr calorimeter at the tagged photon beam, Preprint Budker INP 1995-096 , Novosibirsk, 1995 (in English).
- [89] V. M. Aulchenko et al., The test of the LKr calorimeter prototype at the tagged photon beam, Nucl. Instrum. Meth. A 394 (1997) 35.
- [90] М. Н. Ачасов, Энергетическая калибровка калориметра детектора СНД, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1998.

- [91] А. С. Кузьмин, Изучение процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  в области энергий  $\phi$  мезона с детектором КМД-2, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1998.
- [92] И. Б. Логашенко, Прецизионное измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в области энергий 0.61–0.96 ГэВ с детектором КМД-2, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1999.
- [93] Д. А. Елифанов, Изучение реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области  $\phi$ -мезонного резонанса с детектором КМД-2, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 2009.