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

На правах рукописи

ШЕБАЛИН ВАСИЛИЙ ЕВГЕНЬЕВИЧ

РЕКОНСТРУКЦИЯ ФОТОНОВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАЛОРИМЕТРА ДЕТЕКТОРА КМД-3

01.04.01 — приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Шварц Борис Альбертович

Новосибирск — 2016

Содержание

Введение

Начиная с 2010 года в Институте Ядерной Физики имени Г.И.Будкера проводятся эксперименты на электрон–позитронном коллайдере ВЭПП-2000 [1] в диапазоне энергий от 320 МэВ до 2 ГэВ в системе центра масс. Обширная физическая программа экспериментов включает в себя прецизионное измерение полного сечения e^+e^-–аннигиляции в адроны, изучение свойств легких векторных мезонов (ρ, ω,ϕ) и другие задачи.

Коллайдер имеет две области взаимодействия пучков, в которых установлены детекторы КМД-3 [2] и СНД [3]. Детектор КМД-3 (Криогенный магнитный детектор) сочетает в себе свойства магнитного спектрометра с хорошим импульсным разрешением и калориметра с высоким энергетическим и пространственным разрешением. Поскольку физическая программа экспериментов включает в себя изучение процессов, содержащих нейтральные пионы и фотоны в конечных состояниях, таких как $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $e^+e^- \to \pi^0\gamma$, важной частью детектора является электромагнитным калориметр.

Наилучшие параметры энергетического разрешения достигаются с калориметрами полного поглощения на основе тяжелых сцинтилляционных кристаллов (Belle, BaBar, SND и др.) [3, 4, 5], благодаря их высокому световыходу, большой плотности и малой радиационной длине. При разработке конструкции электромагнитного калориметра для детектора КМД-3, вследствие ограниченного доступного пространства под детектор также немаловажную роль имела компактность системы.

При создании цилиндрического электромагнитного калориметра детектора КМД-3 был использован опыт работы с детектором КМД-2 [6]. Детектор КМД-2 был оборудован калориметром на основе кристаллов CsI [7, 8], который успешно проработал в течение 10 лет проведения экспериментов с накопителем ВЭПП-2М [9] в области энергий от 360 МэВ до 1400 МэВ в системе центра масс. Вследствие сравнительно небольшой толщины рабочего вещества калориметра (8.1 X_0), его энергетическое разрешение главным образом определялось продольными утечками электромагнитного ливня и составляло $\sigma_{\mathrm{E}}/\mathrm{E} \approx 9\%$ во всем диапазоне энергий. Пространственное разрешение калориметра составляло $\sim 20\,\text{мрад}/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$ и определялось степенью сегментации элементов калориметра и мольеровским радиусом йодистого цезия 3.57 см.

В детекторе КМД-3 используется комбинированный калориметр, состоящий из калориметра на основе сжиженного ксенона и кристаллического CsI калориметра. Полная толщина рабочего вещества калориметра увеличена до 13.5 X_0. Калориметр на основе жидкого ксенона работает по принципу сбора зарядов ионизации. Высокая степень сегментации электродов позволяет получить координатное разрешение, в несколько раз превышающее разрешение, достигаемое с кристаллическими калориметрами. Технология калориметров на основе сжиженных благородных газов активно развивалась в ИЯФ СО РАН (детекторы КМД-3, КЕДР)[10]. В качестве рабочего вещества для цилиндрического калориметра детектора КМД-3 был выбран ксенон, поскольку он обладает наибольшей плотностью и наименьшей радиационной длиной среди других благородных газов. Однако, из-за относительно большой радиационной длины жидкого ксенона (2.87 см), сделать достаточно толстый калориметр на его основе было сложно, учитывая ограниченное пространство, доступное для детектора и высокую стоимость ксенона. Поэтому жидкоксеноновый калориметр был дополнен калориметром на основе кристаллов легированного CsI [11, 12, 13], которые обладают высоким световыходом, малой радиационной длиной (1.86 см) и высокой плотностью (4.51 г/см^3), что позволяет регистрировать большую часть энергии электромагнитных ливней за счет сравнительно небольшого увеличения количества каналов электроники и увеличения размеров калориметра. При этом было использовано около 70% кристаллов CsI калориметра детектора КМД-2 после соответствующей обработки.

Для достижения высокого энергетического разрешения, важной задачей является разработка процедур энергетической калибровки каналов калориметра [14, 15]. Подобная задача для калориметра, имеющего описанную комбинированную структуру из калориметров разных типов решалась впервые. Для калибровки калориметров используются частицы с известным энерговыделением. Для этой цели широко используются радиоактивные источники, частицы космического излучения, а также хорошо изученные физические процессы, такие как $e^+e^- \to e^+e^-$ и $e^+e^- \to \gamma\gamma$ [5, 16, 17, 18, 19]. Космические частицы, как правило, используются для определения предварительных значений калибровочных коэффициентов [4, 17, 20]. Важным преимуществом калориметров на основе сжиженных газов является возможность восстановления траектории движения заряженной частицы, что дает дополнительные возможности для проведения точной калибровки калориметра с использованием космических частиц и позволяет существенно уточнить результаты калибровки с космическими частицами и подавить вклад в систематическую погрешность определения калибровочных коэффициентов от неточности описания импульсных и угловых распределений космических частиц.

В данной работе была разработана процедура энергетической калибровки составного калориметра, включающая в себя последовательно выполняемые калибровки разного типа: калибровка с генератором импульсов, калибровка с помощью частиц космического излучения и калибровка по процессу e^+e^-–рассеяния.

Основой задачей калориметра является измерение кинематических параметров фотонов. Вследствие утечек электромагнитных ливней, образованных фотонами, а так же потери энергии в пассивном веществе между подсистемами калориметра, в нем регистрируется в среднем от 80 до 85% начальной энергии фотона. Величина выделенной энергии зависит от начальной энергии фотона, координат точки конверсии фотона в электрон-позитронную пару по глубине калориметра, а также углов влета фотона в калориметр. Зависимость величины выделенной в калориметре энергии от указанных параметров была определена из моделирования методом Монте-Карло. Кроме того, вследствие неидеальности моделирования детектора процедура восстановления энергии фотонов нуждается в экспериментальной проверке. С этой целью использовался процесс аннигиляции электрон–позитронной пары в два гамма–кванта.

На защиту выносятся следующие положения:

Система мониторирования параметров CsI калориметра.

Процедура калибровки цилиндрического калориметра детектора КМД-3 с помощью космических частиц.

Процедура калибровки цилиндрического калориметра с использованием событий упругого электрон–позитронного рассеяния.

Процедура восстановления кинематических параметров фотонов.

Глава 1

Ускорительный комплекс ВЭПП-2000 и детектор КМД-3

1.1. Комплекс ВЭПП-2000

Первый цикл экспериментов с ускорительным комплексом ВЭПП-2000 [1] проводился с конца 2010 по 2013 год. В апреле 2013 года эксперименты были остановлены с целью модернизации ускорительного комплекса. Возобновление экспериментов запланировано в 2016 году.

Схема комплекса ВЭПП-2000 в период с 2010 по 2013 г. приведена на Рисунке 1.1. Он состоит из коллайдера ВЭПП-2000 и системы накопления и инжекции пучков, включающей бустерный накопитель БЭП и каналы инжекции. Инжектором комплекса является линейный ускоритель электронов ИЛУ с энергией частиц 2.5 МэВ. Синхротрон Б-3М ускоряет электроны до энергии 250 МэВ. В режиме накопления электронов пучок Б-3М перепускается в БЭП. Для получения позитронов электроны из Б-3М направляются на конвертер. Образовавшиеся позитроны собираются фокусирующей системой и накапливаются в БЭП. Максимальная энергия частиц в БЭП — 825 МэВ. Перепуск пучков в накопительное кольцо ВЭПП-2000 производится на энергии эксперимента, когда энергия эксперимента ниже 825 МэВ, при больших энергиях перепуск осуществляется на максимальной энергии БЭП с последующим доускорением пучков в коллайдере. Периметр орбиты пучков составляет 24.4 м, каждый из двух пучков содержит по одному сгустку. Продольные размеры пучков в месте встречи составляют $\sigma_z \approx 1 \div 5$ см, поперечные размеры $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 0.1$ мм.

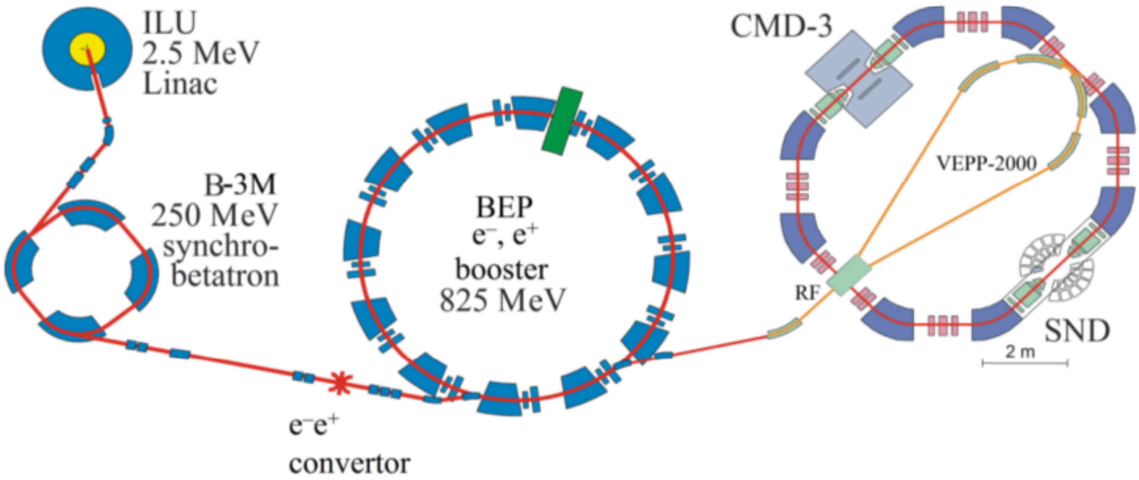


Рисунок 1.1. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-2000

Проектная светимость коллайдера составляет 10^{31} см$^{-2}$с$^{-1}$ при энергии 1 ГэВ и 10^{32} см$^{-2}$с$^{-1}$ при энергии 2 ГэВ в системе центра масс пучков, что превышает светимости всех предыдущих коллайдеров, работавших в данном диапазоне энергий как минимум на порядок. Высокая светимость коллайдера достигается с помощью метода круглых пучков [21, 22], разработанного в ИЯФ СО РАН. Коллайдер оборудован системой прецизионного измерения энергии пучков с относительной погрешностью $\sigma_{\mathrm{E}}/\mathrm{E} = 6 \cdot 10^{-5}$, использующей метод обратного Комптоновского рассеяния [23].

Эксперименты проводятся с двумя детекторами СНД [3] и КМД-3 [2]. В ходе экспериментов 2010–2013 гг. каждым детектором был набран интеграл светимости около 60 пб$^{-1}$.

Необходимость доускорения пучков в коллайдере существенно ограничивало его светимость на высоких энергиях. На низких энергиях светимость была ограничена количеством позитронов, производимых инжекционным комплексом. В связи с этим, по окончанию первого цикла экспериментов была начата модернизация комплекса [24], которая включает в себя переход на новый инжекционный комплекс ВЭПП-5 и модернизацию бустера БЭП.

1.2. Детектор КМД-3

Схема детектора представлена на Рисунке 1.2. Трековая система детектора состоит из Дрейфовой камеры (ДК) [25] и Z-камеры [26, 27], размещенных в однородном магнитном поле 13 кГс. Магнитное поле создается тонким

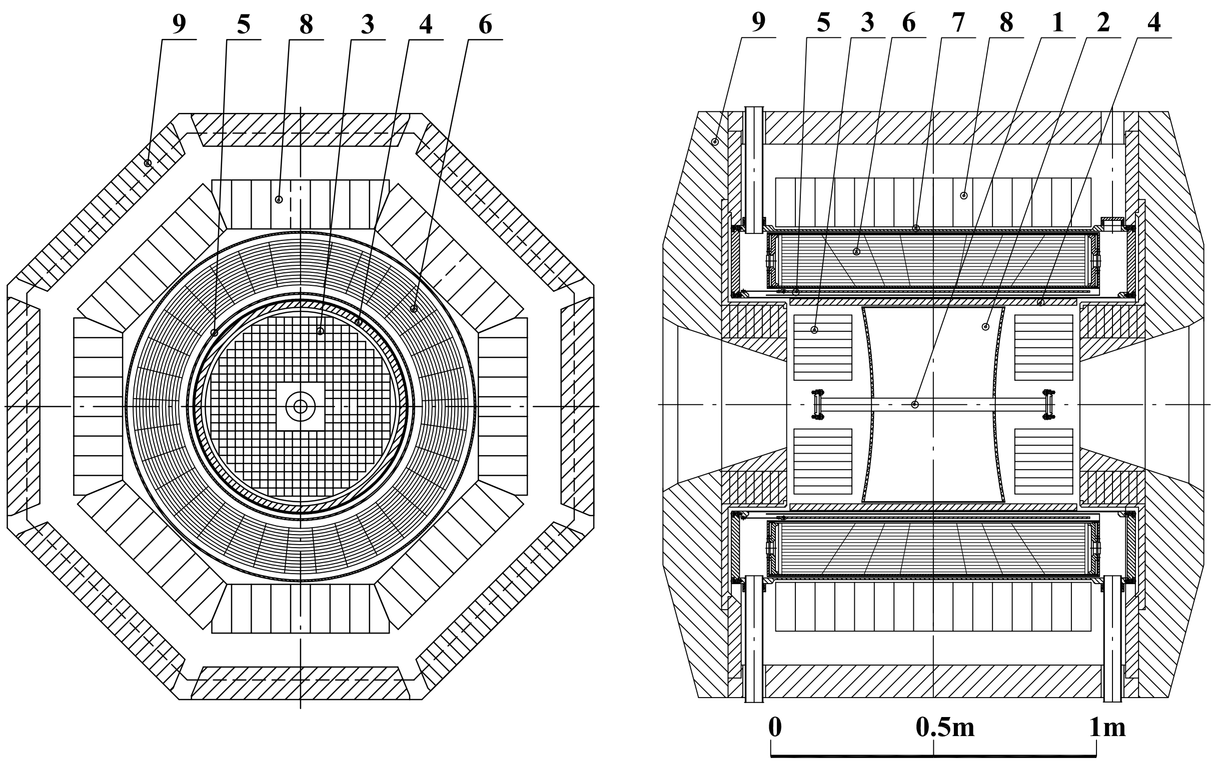


Рисунок 1.2. Схема детектора КМД-3: 1 – вакуумный промежуток, 2 – дрейфовая камера (ДК), 3 – торцевой BGO калориметр, 4 – Z-камера, 5 – сверхпроводящий соленоид, 6 – жидкоксеноновый цилиндрический калориметр (LXe), 7 – TOF, 8 – цилиндрический CsI калориметр, 9 – ярмо магнита

($0.085\ X_0$) сверхпроводящим соленоидом [28], расположенным в одном корпусе с калориметром на основе жидкого ксенона (LXe). Для регистрации и измерения параметров фотонов детектор оборудован калориметрическими системами: торцевым калориметром на основе кристаллов BGO [29, 30] и цилиндрическим калориметром. Цилиндрический калориметр расположен вне соленоида и имеет сложную комбинированную структуру. Он состоит из двух подсистем: ближайшего к оси пучков жидкоксенонового калориметра [31] и расположенного за ним калориметра на основе кристаллов CsI [11, 13].

В данной главе приведено описание основных подсистем детектора. Подробное описание цилиндрического калориметра и его подсистем приведено в следующей главе.

1.2.1. Дрейфовая камера

Дрейфовая камера детектора КМД-3 представляет собой цилиндрический объем длиной 44 см и диаметром 60 см, заполненный газовой смесью $Ar : iC_4H_{10}(80 : 20)$. При рабочем напряжении ~ 2 кВ коэффициент газового усиления составляет $\sim 10^5$, максимальное время дрейфа – 600 нс. Схема камеры приведена на Рисунке 1.3.

Фланцы камеры изготовлены из углепластика в форме сферических сегментов. Полевые и сигнальные проволочки зафиксированы на фланцах с помощью специальных креплений, как показано на Рисунке 1.3. Полевые проволочки, натянутые вдоль оси Z, образуют 1218 аксиальных ячеек гексагональной формы со стороной 9 мм, в центре которых проходят сигнальные проволочки, находящиеся под нулевым потенциалом. Суммарное количество вещества в дрейфовой камере для частицы, летящей под углом $\pi/2$ к оси Z, составляет $0.015\ X_0$, а для частиц, летящих в торцевой калориметр – $0.04\ X_0$.

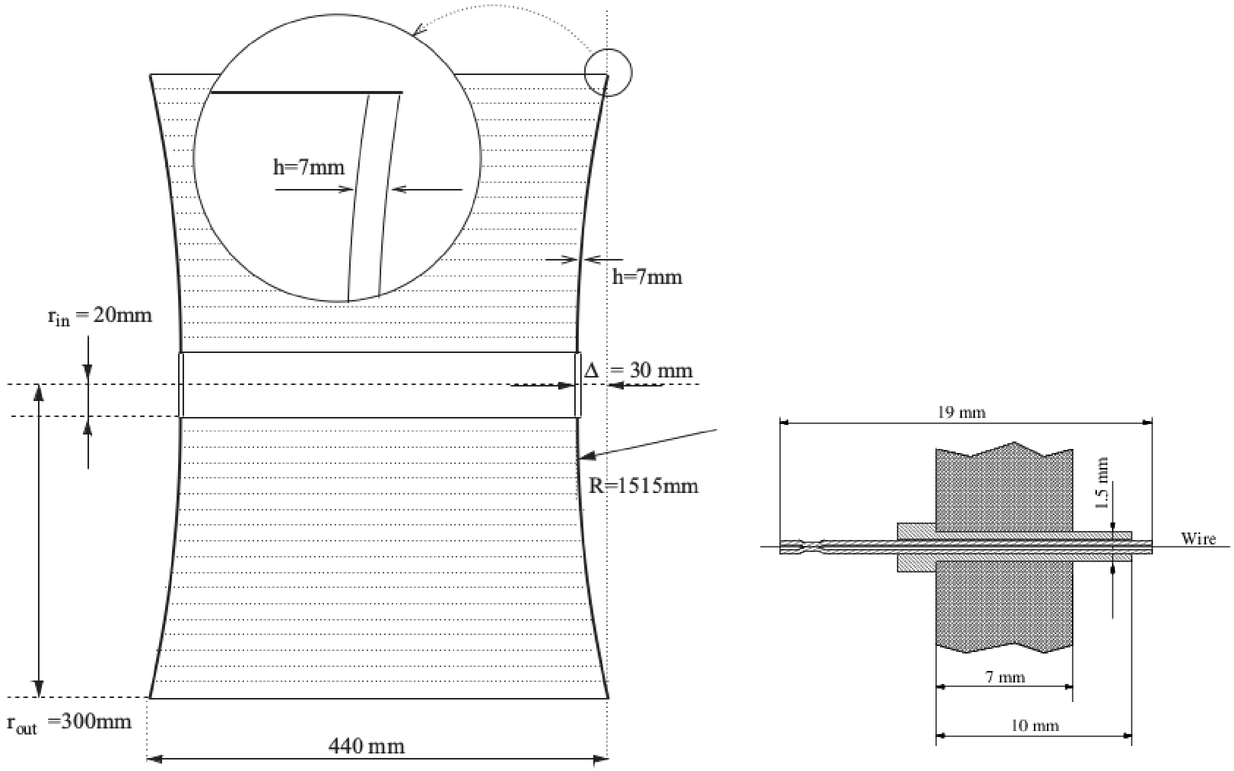


Рисунок 1.3. Схема дрейфовой камеры

Координата трека оси Z определяется методом деления заряда с точностью $\sigma \approx 2$ мм. Время дрейфа заряда ионизации и, соответственно, координата в $\mathrm{R}-\phi$ плоскости определяются по интервалу между появлением импульса на анодной проволочке, который служит сигналом СТАРТ, и сигналом триггера (СТОП). По измеренным координатам программа реконструкции треков восстанавливает траектории движения заряженных частиц в дрейфовой камере, по радиусу траектории в $R--\phi$ плоскости определяется импульс частицы. Импульсное разрешение дрейфовой камеры составило $\sigma_p/p = 1.3 \div 4.5\%$ для импульсов $p = 160 \div 1000$ МэВ/с, разрешение по углу ϕ трека — 9 мрад и 3.5 мрад, при импульсах равных 160 МэВ/с и 1000 МэВ/с, соответственно. Разрешение по углу θ практически не зависит от импульса и составило около 15 мрад. Разрешение по величине удельных энергопотерь dE/dx — 10-13%. Подробное описание ДК и алгоритма восстановления треков можно найти в работе [32].

1.2.2. Z–камера

Z-камера детектора КМД-3 представляет собой двухслойную многопроволочную пропорциональную камеру с анодным и катодным считыванием информации. Основной задачей Z-камеры является измерение z–координаты заряженных частиц с высокой точностью, а также предоставление информации для первичного заряженного триггера детектора. Z-камера детектора КМД-3 была унаследована от детектора КМД-2 [33], но для нее была разработана полностью новая электроника [26, 27]. Двухслойная структура Z-камеры образована тремя соосными электродными цилиндрами толщиной 1 мм и зазором между ними около 8 мм. Внутренний цилиндр является катодом и с обеих сторон покрыт сплошным слоем меди толщиной 35 мкм. Каждый слой камеры имеет 704 анодные (сигнальные) проволочки, объединенные в 24 сектора и образующие цилиндрические анодные поверхности внутреннего и внешнего слоев. Полная толщина Z-камеры составляет 0.02 X_0. Высокое напряжение 3.2 кВ подается с одного торца камеры, с противоположного торца производится съем сигналов с анодных проволочек.

Сигналы с анодов и катодов Z-камеры обрабатываются независимыми электронными трактами. Сигнал с анодного сектора через высоковольтную емкость поступает на вход платы T2Q, в которой он усиливается, производится оцифровка его амплитуды и измеряется время между приходом сигнала и сигналом СТОП от триггера детектора. По срабатыванию дискриминаторов вырабатываются быстрые логические сигналы для первичного триггера. Сигнал с катодной полоски поступает на вход зарядочувствительного предусилителя, с выхода которого парафазный сигнал по витой паре передается в плату A32 стандарта “КЛЮКВА”. Координата Z прохождения частицы определяется как центр тяжести сработавших полосок. Разрешение камеры по Z-координате составило около 0.6 мм, временное разрешение — около 5 нс. По положению работавшего анодного сектора, определяется ϕ координата прохождения частицы.

1.2.3. Торцевой калориметр

Торцевой калориметр [30] служит для регистрации фотонов и электронов, вылетающих под малыми углами к оси пучков. Общий вид калориметра приведен на Рисунке 1.4. Он состоит из двух одинаковых торцов и покрывает углы от 17° (0.3 рад) до 50° (0.87 рад) и от 130° (2.27 рад) до 163° (2.84 рад). Полный телесный угол, охватываемый калориметром, составляет $0.3 \times 4\pi$. BGO калориметр расположен внутри соленоида между дрейфовой камерой и ярмом магнита и находится в магнитном поле. Каждый торец собран из 340

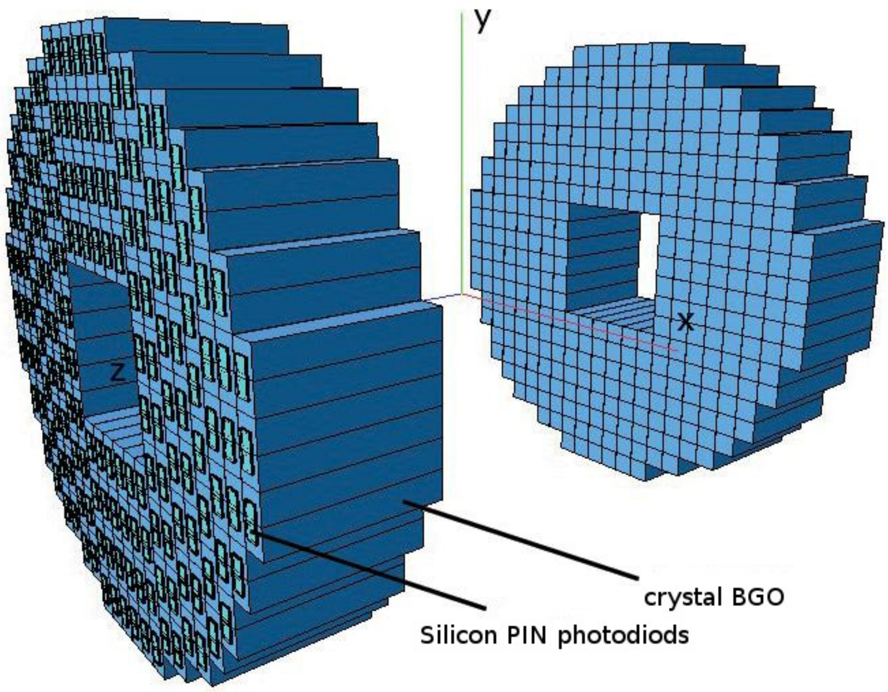


Рисунок 1.4. BGO калориметр

сцинтилляционных кристаллов ортогерманата висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) с размерами $25 \times 25 \times 150$ мм^3. Поверхности кристаллов отполированы и светосбор осуществляется за счет полного внутреннего отражения. Толщина калориметра составляет 13.5 X_0. На внешних торцах кристаллов размещены PIN фотодиоды Hamamatsu S3590-08 с площадью чувствительной поверхности 1 см^2. Импульс тока фотодиодов преобразуется в сигнал напряжения зарядочувствительным предусилителем, расположенным непосредственно за фотодиодом. Сигнал с предусилителей поступает в платы УФО-32 [34], в которых производится формирование и оцифровка сигнала, а так же генерируется быстрый аналоговый сигнал для триггерной электроники.

Детектор КМД-3 оборудован время-пролетной системой (TOF) [35], размещенной в зазоре между LXe и CsI калориметрами. Она служит для измерения времени прохождения частицы с разрешением ~ 1 нс. Основная задача этой системы — выделение антинейтронов, аннигилирующих в калориметре, по времени пролета частиц. В данной работе времяпролетная система не использовалась.

1.2.4. Система сбора данных

Система сбора данных [36] детектора КМД-3 выполняет несколько задач: сбор и запись данных с электроники детектора на носители информации, передача данных в систему первичного триггера детектора, генерация сигналов синхронизации для временных измерений, взаимодействие с системами ускорителя и мониторирование параметров подсистем детектора (медленный контроль). Система сбора данных обслуживает в сумме около 15000 независимых каналов электроники. Для достижения доли “мертвого” времени детектора не более 5% при проектных значениях светимости ускорителя продолжительность процесса считывания информации с подсистем детектора должна быть на уровне не более 50-70 мкс.

Функциональная схема системы сбора данных приведена на Рисунке 1.5. Ключевым элементом ССД является блок Модуль частот синхронизации (МЧС, MChS). Он принимает сигналы первичного триггера, синхронизирует их с моментом столкновения пучков и генерирует команды на запуск измерения (сигнал СТОП). Передача команд от блока МЧС осуществляется посредством специально разработанного интерфейса C-Link к Блокам приема и передачи данных (БППД). Блоки БППД пересылают команды системы сбора данных каждому блоку считывающей электроники, а также принимают данные от блоков. Основной командой ССД является команда СТОП, запускающая процесс измерений во всех подсистемах детектора. При получении команды СТОП в блоках считывающей электроники запускается цикл измерений. По завершению измерений блоки передают данные посредством интерфейса C-Link в БППД. В нем они сохраняются в ОЗУ, упаковываются и передаются в построитель события (Event Builder) по протоколу Ethernet, после чего данные записываются на носитель информации.

Связь между блоками считывающей электроники подсистем детектора и элементами ССД, так же как и связь между блоками ССД, осуществляется посредством единого типа интерфейса C-Link (Chronopher-Link) [36]. C-Link организует связь между блоками по принципу точка-точка (p2p). В интерфейсе C-Link по витой паре передается тактовый сигнал с частотой 25 МГц от передатчика к приемнику. Служебная информация и данные передаются в виде последовательной побитовой посылки. Структура посылки через интерфейс C-Link приведена на Рисунке 1.6

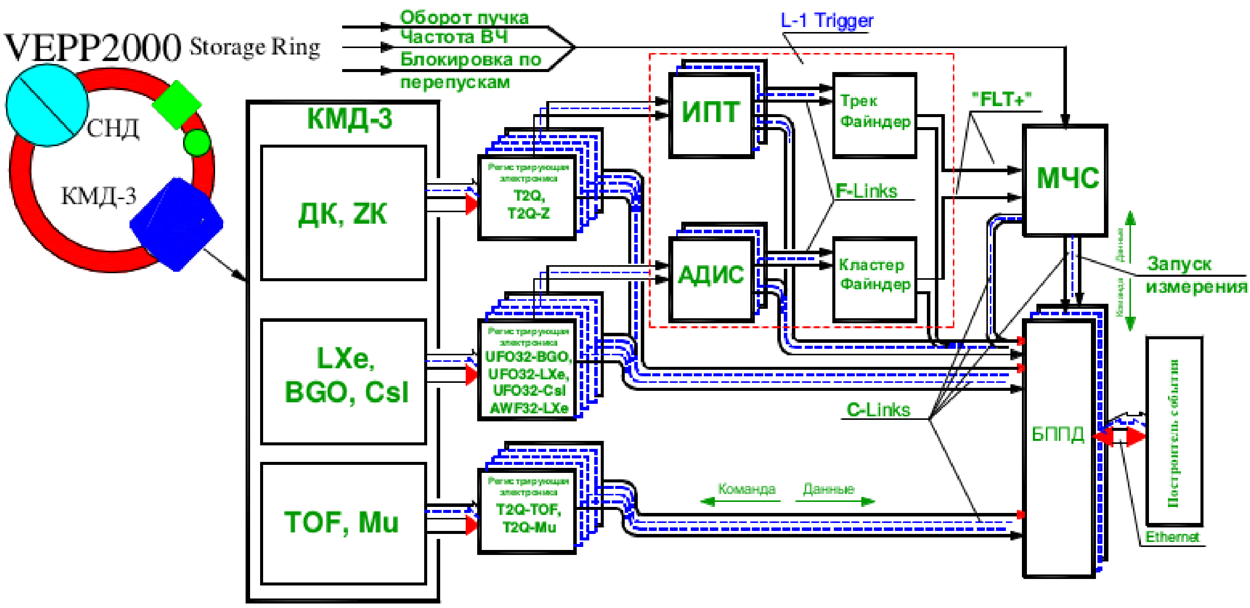


Рисунок 1.5. Структура системы сбора данных детектора КМД-3

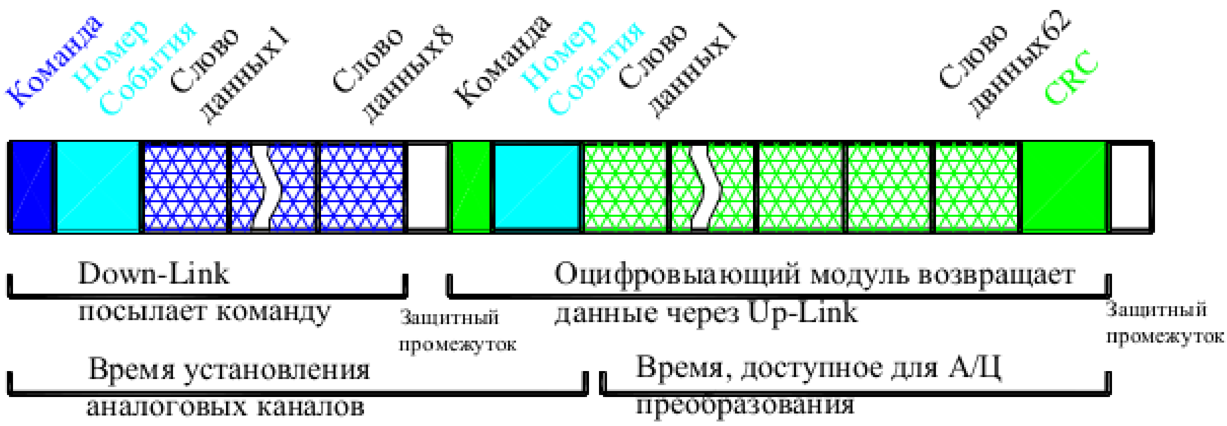


Рисунок 1.6. Протокол передачи данных по C-Link

1.2.5. Програмное обеспечение системы обработки данных

Для обработки данных с детектора, и данных, полученных в моделировании, используется специализированное программное обеспечение[37] cmd3fwk на основе программного пакета Gaudi [38]. Реконструкция данных отдельных подсистем осуществляется специально разработанными для каждой подсистемы модулями. Пакет Gaudi осуществляет подключение модулей в цепочку обработки данных, организацию последовательности выполнения модулей, передачу информации между модулями и синхронизацию их работы. Результатом обработки информации являются файлы, содержащие параметры реконструированных треков заряженных частиц, кластеров энерговыделения в калориметрах и т.д. в формате данных программного пакета ROOT [39], который используется для дальнейшего анализа физических данных.

Для определения эффективности регистрации изучаемых физических процессов, а также определения распределений регистрируемых частиц по различным параметрам, измеряемым детектором, используется моделирование методом Монте-Карло. В эксперименте КМД-3 моделирование осуществляется с помощью программного обеспечения cmd3sim, созданного на основе программного пакета GEANT4 [40, 41]. Моделирование прохождения частиц через детектор осуществляется программой GEANT с использованием физического листа FTFP_BERT, задающего модели и параметры процессов взаимодействия элементарных частиц с веществом. В моделировании описана геометрия и вещество всех подсистем детектора. Начальные параметры элементарных частиц задаются модулями–генераторами частиц. Методами GEANT4 частицы “проводятся” через детектор. Получившиеся величины энерговыделения и его локализация в пространстве анализируется модулями-оцифровщиками на выходе которых получаются данные идентичные по структуре данным с электроники детектора.

Глава 2

Цилиндрический калориметр

Цилиндрический калориметр [14] детектора КМД-3 служит для регистрации фотонов и электронов, вылетающих под большими углами к оси пучков Z — от 39°(0.68 рад) до 141° (2.46 рад) и охватывает телесный угол $0.8 \times 4\pi$. Калориметр имеет уникальную комбинированную структуру — он состоит из двух расположенных соосно подсистем: калориметра на основе жидкого ксенона и кристаллического CsI калориметра.

Жидкоксеноновый калориметр работает по принципу сбора заряда ионизации. Он обладает электродной структурой высокой степени сегментации, что позволяет измерять координаты частиц с высокой точностью. Дополнительные 8.1 радиационных длин CsI калориметра обеспечивают суммарную толщину 13.5 X_0, что позволяет регистрировать бо́льшую часть энергии электромагнитного ливня. На Рисунке 2.1 представлены характерные распределения по величине выделенной энергии электронов и позитронов в цилиндрическом калориметре и его подсистемах для процесса $e^+e^- \to e^+e^-$. Собственное разрешение жидкоксенонового калориметра составляет порядка 20%, однако информация с CsI калориметра позволяет улучшить разрешение калориметра до 4-7%. Количество пассивного вещества перед калориметром составляет 0.35 X_0 (6.27 г/см^2), а между калориметрами — 0.25 X_0 (6.27 г/см^2). В следующей главе дано подробное описание цилиндрического калориметра, его подсистем и считывающей электроники.

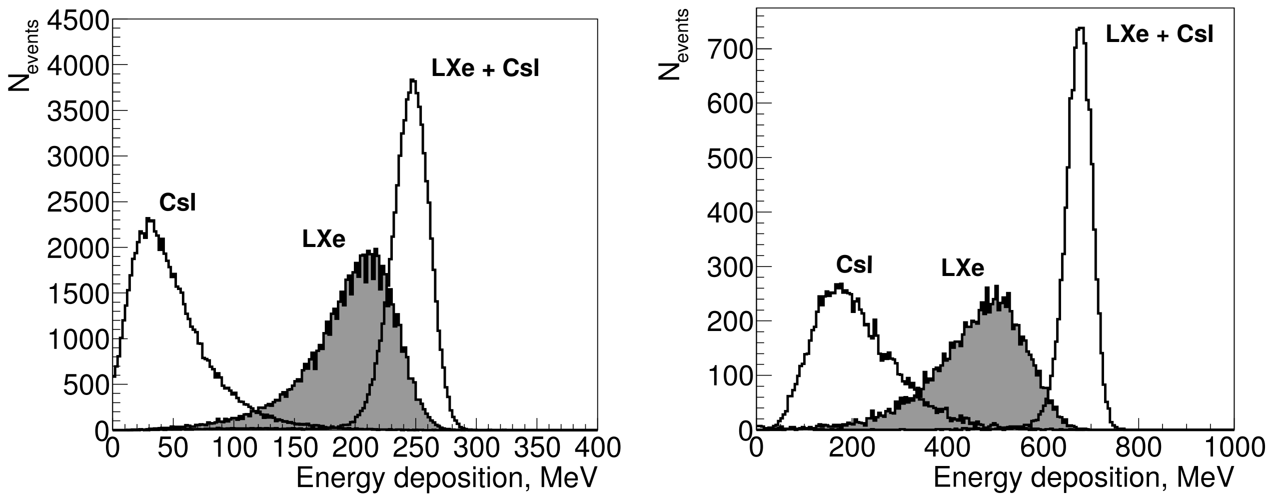


Рисунок 2.1. Спектр энергии, выделенной в подсистемах цилиндрического калориметра, для электронов и позитронов из процесса e^+e^-–рассеяния при энергии пучков 300 МэВ (слева) и 800 МэВ (справа)

2.1. Конструкция калориметра

2.1.1. Жидкоксеноновый калориметр

Конструкция жидкоксенонового калориметра [42] схематически изображена на Рисунке 2.2. Основные свойства жидкого ксенона перечислены в Таблице 2.1. Корпус калориметра выполнен из нержавеющей стали с толщиной стенок внутреннего и наружного цилиндров 3.7 мм и 3 мм соответственно. Калориметр на основе жидкого Xe представляет собой систему ионизационных камер, образованных семью цилиндрическими соосными катодами и восемью анодами. Зазор между электродами составляет 10.2 мм. Элек-

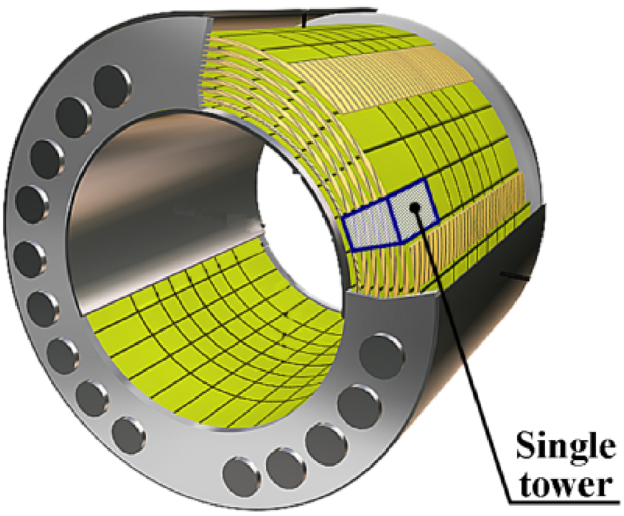


Рисунок 2.2. Конструкция жидкоксенонового калориметра

троды изготовлены из двухстороннего фольгированного стеклотекстолита толщиной 0.5 мм. Катоды и корпус калориметра находятся под нулевым потенциалом, на аноды подается высокое напряжение +1.2 кВ.

Таблица 2.1. Основные свойства жидкого Xe в сравнении с другими благородными газами

	LXe	LKr	LAr
Атомное число (Z)	54	36	18
Атомная масса (A)	131.29	83.8	39.95
Плотность, г/см^3	2.95	2.42	1.40
Радиационная длина, см	2.87	4.7	14.0
Радиус Мольера, см	5.22	5.86	9.04
$(dE/dx)_min$, МэВ/см	3.71	3.28	2.11
W, эВ/пару	15.6	20.5	23.6

Поверхность каждого анода разделена на 264 прямоугольные площадки (8 — вдоль оси Z и 33 — в R–ϕ плоскости) как изображено на Рисунке 2.2. Площадки на всех анодах с одинаковым расположением вдоль Z и ϕ соединены проводником (см. Рисунок 2.3) и образуют "башню", ориентированную в место встречи пучков. Характерный размер башни по (ϕ, z, r) — 8.5×10×15 см^3. Сигнал с башен используется для измерения выделенной энергии. Катоды разделены на 2112 полосок для точного измерения координат и удельного энерговыделения. Структура катодных полосок изображена на Рисунке. 2.3. Ширина полосок составляет от 1.5 до 2 мм в зависимости от радиуса цилиндра. Каждые 4 полоски объединены в суперполоску, сигнал с которой считывается одним каналом электроники. Каждая поверхность катодного цилиндра содержит около 150 суперполосок. Полоски на противоположных поверхностях цилиндра взаимно перпендикулярны друг другу и ориентированы под углом 45° к оси Z.

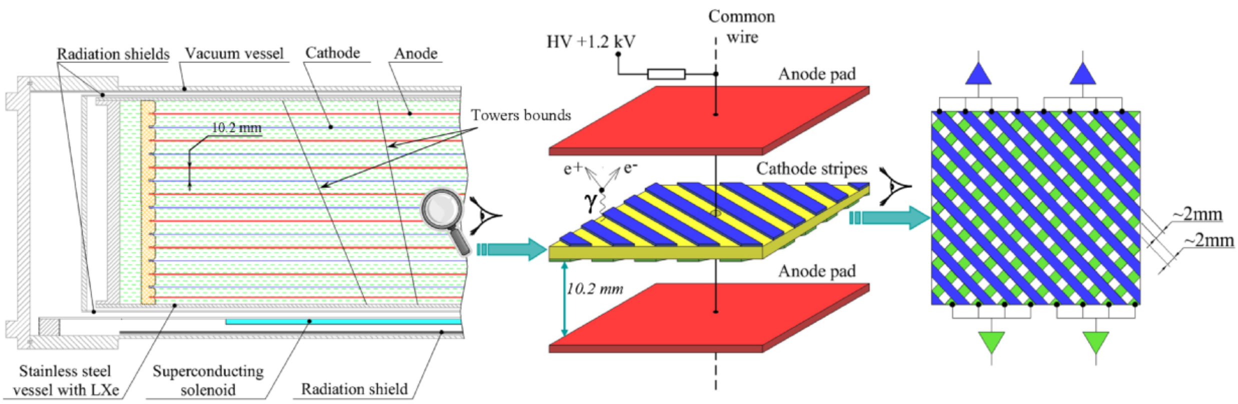


Рисунок 2.3. Структура электродов LXe калориметра

Кроме измерения координат зарядов ионизации, сигнал с полосковой структуры калориметра используется также для анализа пространственного распределения энергии, выделенной в объеме калориметра (измерение удельных потерь энергии, измерение профиля электромагнитных ливней).

Основные технические параметры жидкоксенонового калориметра приведены в Таблице 2.2.

Таблица 2.2. Основные параметры жидкоксенонового калориметра

Объем калориметра	400 л (1200 кг ксенона)
Покрываемый телесный угол	$0.8 \cdot 4\pi$
Толщина калориметра	15 см (5.4 X_0)
Длина пробега электронов ионизации	12-20 мм
Напряженность электрического поля в зазоре	1.2 кВ
Максимальное время дрейфа электронов ионизации	4.5 мкс

2.1.2. CsI калориметр

CsI-калориметр, окружающий LXe калориметр, собран из 1152 кристаллов йодистого цезия суммарной массой 2.8 тонн. Приблизительно 60% кристаллов – CsI(Tl), остальные 40% – CsI(Na). Основные характеристики сцинтилляционных кристаллов приведены в Таблице 2.3.

Подробное описание калориметра, его конструкции и процесса сборки даны в [11, 12]. Калориметр состоит из 8 октантов, как показано на Рисунке 1.2. Каждый октант собран из 9 линеек (модулей), ориентированных вдоль оси Z. Схематический вид октанта и линейки приведены на Рисунке 2.4. Кристаллы в 7 центральных модулях каждого октанта имеют фор-

Таблица 2.3. Сравнительные характеристики кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) [43, 44].

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

му параллелепипеда, а кристаллы, из которых собраны две внешние линейки, имеют специальную форму призмы для минимизации зазора на стыке октантов.

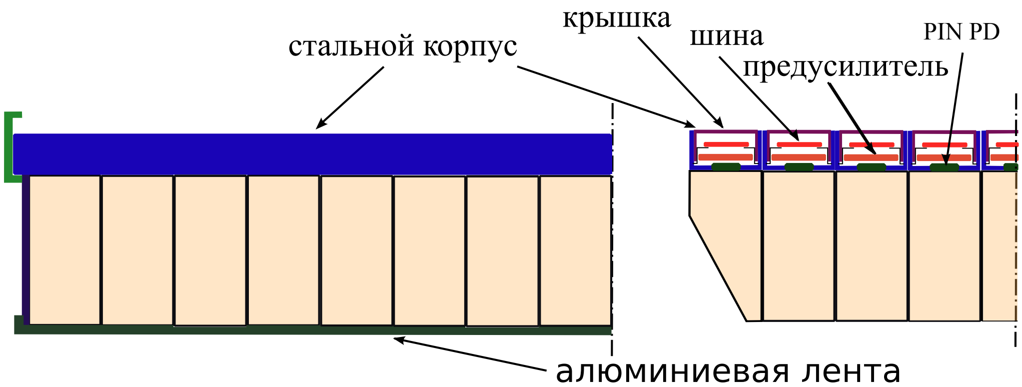


Рисунок 2.4. Схематический вид модуля CsI калориметра (слева) и схематический вид октанта (справа)

Каждая линейка состоит из 16 кристаллов одного типа легирования, закрепленных на стальном корпусе с помощью двух саморезов. Со стороны, противоположной корпусу, кристаллы стянуты алюминиевой лентой толщиной 1 мм, закрепленной на боковинах модуля. Для экранирования электроники каждая линейка обернута односторонним алюминизированным лавсаном толщиной 150 мкм таким образом, что проводящим слой обращен во внутрь.

Основной структурной единицей CsI калориметра является счетчик. Схема счетчика изображена на Рисунке 2.5. Он представляет собой кристалл размеров $6 \times 6 \times 15$ см^3 с полированными гранями, покрытый белым пористым тефлоном толщины 200 мкм в качестве диффузного отражателя для обеспечения высокого коэффициента светосбора и 20 мкм алюминизированного лавсана для электрического экранирования и светоизоляции. Для регистрации сцинтилляционной вспышки на внешние торцы кристаллов установлены PIN фотодиоды S2744-8 [45] производства Hamamatsu Photonics с площадью чувствительной области 10×20 мм^2. Оптический контакт обеспечивается с помощью оптической смазки OKEN 6262A (коэффициент преломления для длины волны света 450 нм ≈ 1.42). Импульс тока фотодиода преобразуется в импульс напряжения с помощью зарядочувствительного предусилителя, закрепленного непосредственно над фотодиодом.

Перед сборкой модулей были проведены измерения величины относительного световыхода и неоднородности светосбора каждого кристалла. Для этого кристалл облучался γ–квантами от радиоактивного источника Cs^{137} ($\mathrm{E}_\gamma = 622$ кэВ), размещенного в коллиматоре, перемещающимся вдоль оси кристалла. Сцинтилляционные вспышки регистрировались фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) с бищелочным фотокатодом. В 9 точках вдоль оси кристалла определялась величина относительного световыхода

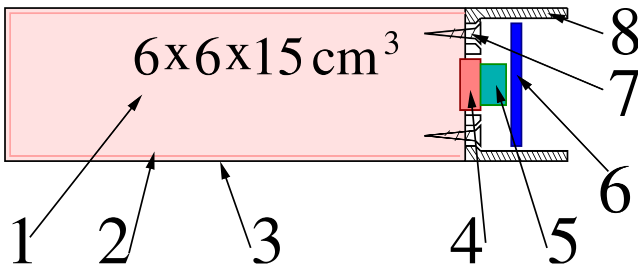


Рисунок 2.5. Схема счетчика CsI калориметра: 1 – сцинтилляционный кристалл, 2 – покрытие из пористого тефлона, 3 – упаковка из алюминизированного лавсана, 4 – PIN фотодиод, 5 – резиновая прокладка, 6 – предусилитель, 7 – саморезы, 8 – стальной корпус

$\mathrm{L_i} = \mathrm{A_i}/\mathrm{A_0}$, где $\mathrm{A_i}$ – амплитуда сигнала с ФЭУ, соответствующая пику полного поглощения гамма-квантов, а $\mathrm{A_0}$ – амплитуда пика полного поглощения для эталонного кристалла. В качестве эталонного был использован кристалл CsI(Tl) с размерами $2 \times 2 \times 3$ см^3. Средняя величина световыхода $\bar{\mathrm{L}}$ и величина неоднородности светосбора η определялись как

$$\bar{\mathrm{L}} = \frac{1}{9} \sum_{\mathrm{i}=1}^{9} \mathrm{L_i}, \tag{2.1}$$

$$\eta = \frac{L_{max} - L_{min}}{L}. \tag{2.2}$$

На этапе измерения характеристик, кристаллы, неоднородность световыхода которых превышала 11% или величина относительного световыхода составляла менее 0.1, отбраковывались. На Рисунке 2.6 представлены распределения по величинам среднего световыхода и неоднородности светосбора. Следует отметить, что величина сигнала с кристаллов CsI(Na) в области чувствительности ФЭУ с бищелочным катодом приблизительно в два раза больше, чем величина сигнала с кристаллов CsI(Tl), несмотря на то, что световыход CsI(Tl) превосходит световыход CsI(Na). На Рисунке 2.7 изобра-

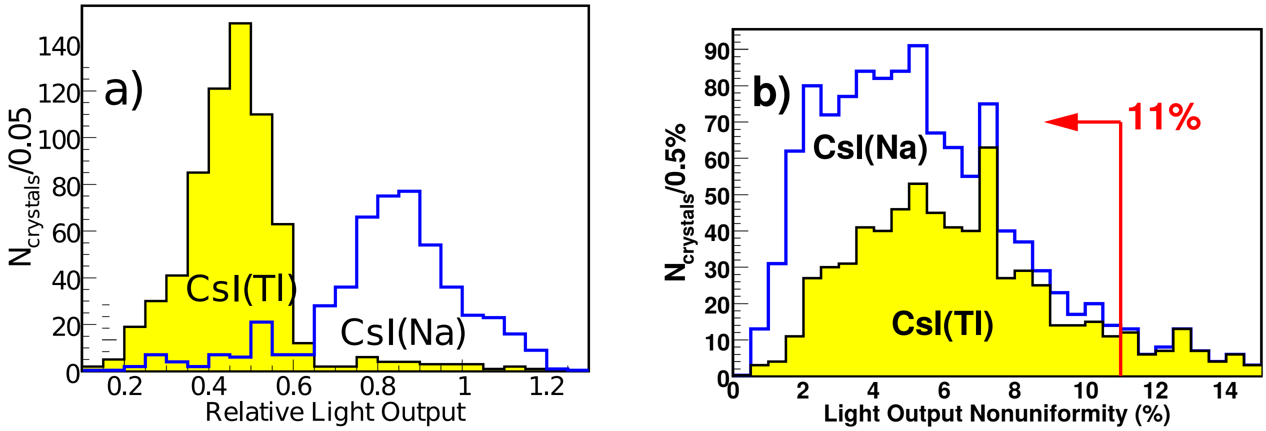


Рисунок 2.6. Распределение кристаллов CsI по величине световыхода (слева). Распределение кристаллов по величине неоднородности светосбора (справа).

жены характерные спектральные чувствительности ФЭУ и кремниевых фотодетекторов. Как видно из рисунка, квантовая эффективность фотодиодов в области максимума спектра CsI(Tl) превышает квантовую эффективность в области максимума спектра CsI(Na), т.е. сигнал со счетчиков CsI(Tl) в среднем будет в 1.5 раза выше сигнала со счетчиков CsI(Na).

2.2. Электроника калориметра

Все три калориметрические подсистемы детектора обслуживаются унифицированной считывающей электроникой [34]. Общая схема электроники калориметров представлена на Рисунке 2.8. Блоки электроники LXe, CsI и BGO калориметров, различаются значениями времен формирования сигнала, структурой организации триггерных групп и программным обеспечением ПЛИС. Далее приведено подробное описание электроники CsI калориметра.

Электроника CsI калориметра включает в себя следующие элементы (в скобках указано число данных элементов в CsI калориметре):

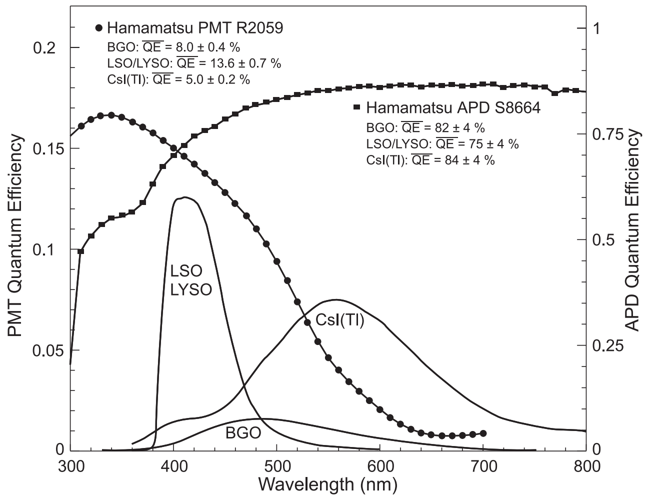


Рисунок 2.7. Сравнение спектральных квантовых эффективностей ФЭУ с бищелочным фотокатодом (Hamamatsu R2059) и фотодиода Hamamatsu S8669 [44]

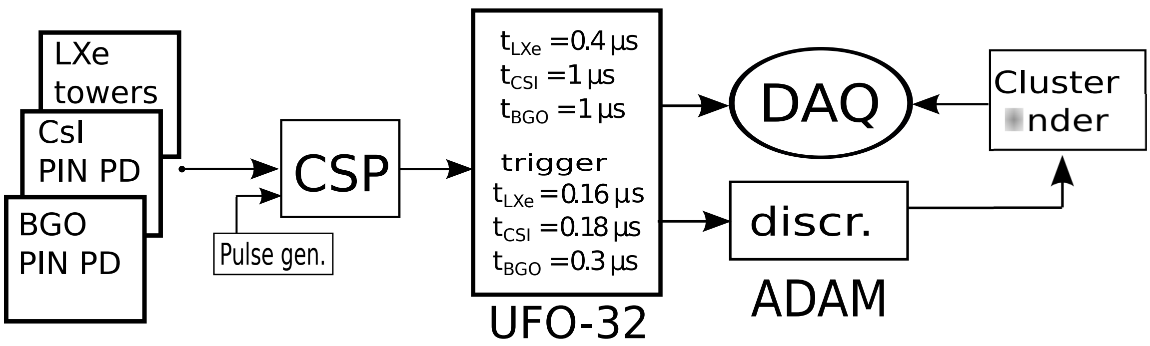


Рисунок 2.8. Схема электроники цилиндрического калориметра

- PIN фотодиоды, закрепленные на поверхности каждого кристалла (1152 штук). Перед установкой в калориметр, были проведены измерения темнового тока и емкости фотодиодов при комнатной температуре. Темновой ток не превышал 5 нА, емкость фотодиодов при рабочем напряжении смещения не превышала 90 пФ.

- Зарядочувствительные предусилители (1152 штук).

- Платы УФО-32 [34], каждая из которых содержит 32 канала усилителей–

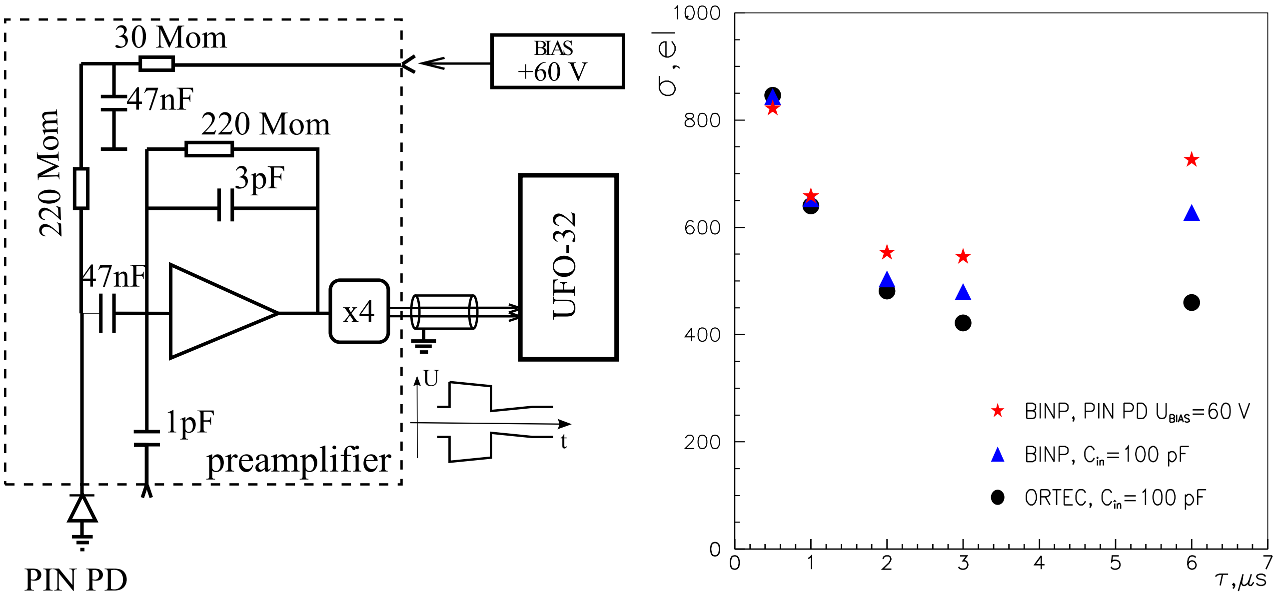
формирователей и два оцифровщика. Также блоки УФО-32 формируют быстрый аналоговый сигнал для триггерной электроники калориметра (39 блоков).

- Модули “Амплитудный дискриминатор и сумматор” (АДИС) [34], служащие для оцифровки быстрых сигналов с триггерных выходов плат УФО-32. Модули АДИС передают в цифровом виде позиционную информацию и информацию об энерговыделении в триггерных суммах в блок поиска кластеров [46], который выдает решение нейтрального триггера детектора для системы сбора данных (5 блоков).

2.2.1. Предусилители

Зарядочувствительные предусилители для CsI калориметра детектора КМД-3 были разработаны и произведены в ИЯФ СО РАН. Чувствительность предусилителя составляет около 0.3 В/пКл, динамическая емкость $C_D \approx 1500 \div 2000$ пФ.

Упрощенная схема предусилителя представлена на Рисунке 2.9a. Уровень шумов предусилителей в зависимости от времени формирования сигнала представлен на Рисунке 2.9b. Для сравнения на рисунке приведены параметры малошумящего предусилителя ORTEC 1421H [47]. Измерения уровня шумов были проведены с помощью генератора импульсов. Сигнал от предусилителя подавался на вход усилителя–формирователя ORTEC A570 [47], время формирование которого задается в диапазоне от 0.5 до 10 мкс. Выходной сигнал с формирователя оцифровывался с помощью АЦП с пиковым детектором и считывался компьютером. Уровень шумов определялся как стандартное отклонение σ гауссова распределения амплитуды сигнала. Как видно из рисунка, при времени формирования 1 мкс уровень шумов предусилителя для CsI калориметра незначительно превышает уровень шумов предусилителя ORTEC 1421H.



(a) (b)

Рисунок 2.9. Схема зарядочувствительного предусилителя CsI калориметра (a). Зависимость шумов предусилителя от постоянной времени формирования сигнала (b)

Для подавления электромагнитных наводок на линию передачи сигнала от предусилителя к считывающей электронике, предусилитель оснащен дифференциальным выходом. Парафазный сигнал с выхода предусилителя передается по экранированной витой паре. Для контроля параметров электронного тракта каждый предусилитель снабжен специальным калибровочным входом с калибровочной емкостью около 1 пФ. Прямоугольный сигнал, подаваемый на калибровочную емкость от генератора импульсов, дает короткий сигнал, близкий по форме к δ–функции на входе предусилителя.

2.2.2. Блок УФО-32

Блоки УФО-32 выполнены в стандарте КАМАК [48] (в системе сбора данных КМД-3 используется увеличенный по высоте вариант КАМАК-крейта) и занимают две позиции в крейте. Упрощенная схема блока УФО–32 с подключенным на ее вход предусилителем показана на Рисунке 2.10.

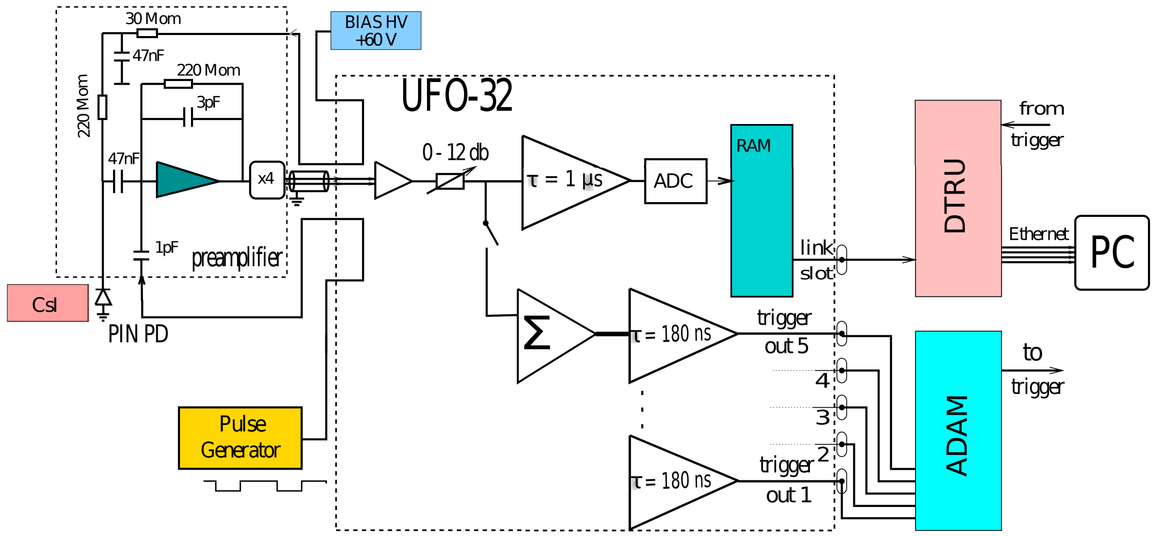


Рисунок 2.10. Схема электронного тракта CsI калориметра: RAM – оперативная память блока УФО-32, DTRU – Блок приема и передачи даных (БППД), ADAM – блок Амплитудных дискриминаторов и сумматоров (АДИС).

УФО-32 принимает сигналы с 32-х предусилителей (с двух модулей калориметра). Для уменьшения наводок в электронном тракте напряжение питания ЗЧПУ (+10 В), напряжение смещения фотодиодов (+60 В) и калибровочный сигнал подаются на модули через блок УФО-32. В структуре блока можно выделить измерительную, триггерную и управляющую части.

Парафазный сигнал от предусилителя поступает на вход дифференциального усилителя, после которого установлен аттенюатор с цифровым управлением. Аттенюатор используется для установки чувствительности всех каналов электроники в соответствии с единой ценой деления 0.2 МэВ/[канал АЦП]. Поскольку световыход кристаллов CsI(Tl) выше световыхода CsI(Na), в платах УФО-32, обслуживающих модули калориметра, собранные из кристаллов CsI(Tl), установлено дополнительное постоянное ослабление величиной 3 дБ. После прохождения аттенюатора сигнал разделяется на две ветви: спектрометрический тракт, в котором производится точное измерение амплитуды сигнала и триггерный тракт, который формирует быстрый аналоговый сигнал, поступающий на входы блоков АДИС.

Спектрометрический тракт каждого канала платы включает в себя $(\mathrm{CR}) - (\mathrm{RC})^4$ фильтр с постоянной времени $\tau_{\mathrm{CR}} = 1\,$мкс, что соответствует времени нарастания сигнала 4 мкс в случае подачи на калибровочный вход предусилителей прямоугольного сигнала от генератора импульсов. На Рисунке 2.11 показана форма сигнала после формирователя платы УФО-32 для различных сигналов на входе: прямоугольная “ступенька” от генератора импульсов и сигналы от сцинтилляционных вспышек кристаллов CsI(Tl) ($\tau = 1\,$мкс) и CsI(Na) ($\tau = 640\,$мкс). При получении платой сигнала на выполнение цикла измерений (сигнал СТОП системы сбора данных), амплитуды сигналов с формирователей измеряются пиковыми детекторами внутри сигнала “ворот” длительностью 6 мкс с момента прихода триггера. Затем амплитуды, сохраненные в пиковых детекторах, оцифровываются 2-канальным 12-битовым АЦП. Время оцифровки одного канала составляет приблизительно 1 мкс, оцифровка всех 32 каналов занимает 16 мкс. Задержка от сигнала СТОП до начала работы АЦП (на время формировки аналогового сигнала) сделана программируемой с максимальным значением 6.4 мкс. Данные оцифровки, поступающие от двух каналов АЦП в виде двух потоков последовательных данных (2 слова за 1 мкс), преобразуются в параллельный вид и складывается в оперативную память (ОЗУ) платы. После появления в ОЗУ первых нескольких слов начинается передача данных оцифровки в Блок приема и передачи данных (БППД) через интерфейс C-Link (1 слово за 0.64 мкс). Таким образом, процессы оцифровки и передачи данных в линк идут одновременно, причём процесс получения оцифрованных данных опережает передачу данных в ССД, что позволяет передавать данные в виде непрерывной посылки.Блок БППД, в свою очередь, посылает данные по линии Ethernet в онлайн-компьютер, где происходит сборка события и его запись в файл.

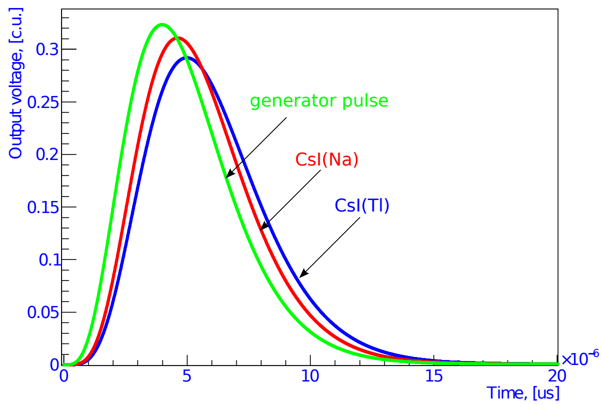


Рисунок 2.11. Расчетная форма сигналов на выходе формирователя в спектрометрическом тракте для различных сигналов на входе предусилителя: прямоугольная “ступенька” от генератора импульсов, сцинтилляционная вспышка CsI(Tl) с временем высвечивания $\tau = 1$ мкс и вспышка от CsI(Na) с временем высвечивания $\tau = 640$ нс. Функции нормированы на величину заряда на входе предусилителя

Триггерная часть платы состоит из пяти сумматоров сигналов с формирователями, которые формируют “быстрые” аналоговые сигналы для первичного триггера детектора. Перед сумматором для каждого канала входящего в сумму установлены цифровые ключи, позволяющие отключать/включать в сумму отдельные каналы. Формирователь в триггерной части платы осуществляет дифференцирование и интегрирование сигнала с постоянной времени 180 нс. Максимум выходного импульса достигается через 180 нс при подаче калибровочного сигнала на вход ЗЧПУ, или через 620 нс (530 нс) при поступлении на вход ЗЧПУ сигнала от сцинтилляционной вспышки в кристалле CsI(Tl) (CsI(Na)) с временем высвечивания равным 1 мкс (0.6 мкс) (см. Рисунок 2.12).

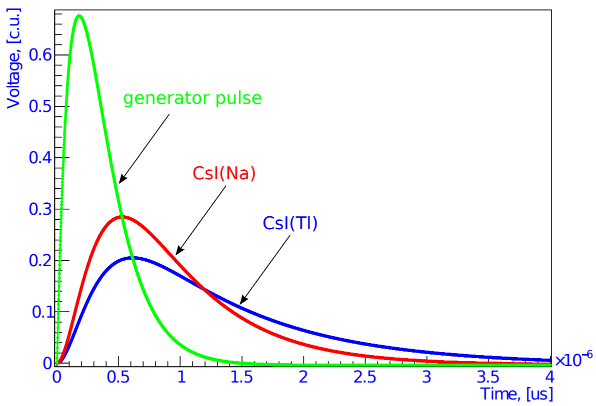


Рисунок 2.12. Расчетная форма сигналов на выходе формирователя в триггерном тракте для различных сигналов на входе предусилителя: прямоугольная “ступенька” от генератора импульсов, сцинтилляционная вспышка CsI(Tl) с временем высвечивания $\tau = 1$ мкс и вспышка от CsI(Na) с временем высвечивания $\tau = 640$ нс. Функции нормированы на величину заряда на входе предусилителя

Сигналы от 32-х предусилителей в триггерной части блока УФО-32 суммируются в триггерные группы в соответствии с разбиением калориметра на триггерные ячейки, которое приведено на Рисунке 2.13. Разбиение каналов УФО-32 по триггерным группам (суммам) приведено на Рисунке 2.14. В одну триггерную группу входит 4 или 8 каналов. Триггерная ячейка включает в себя от 4 до 6 модулей.

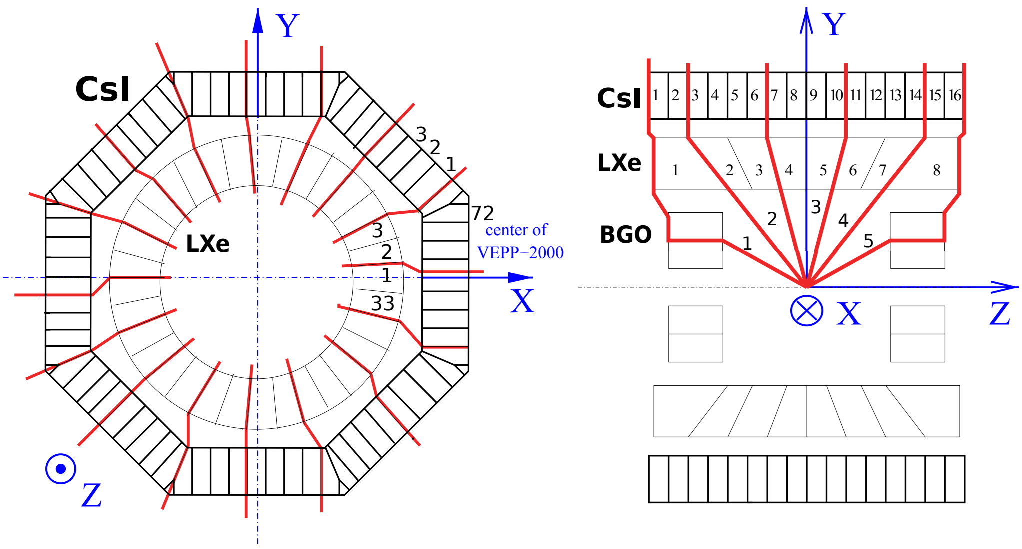


Рисунок 2.13. Схема разбиения элементов калориметрических систем детектора КМД-3 на триггерные ячейки

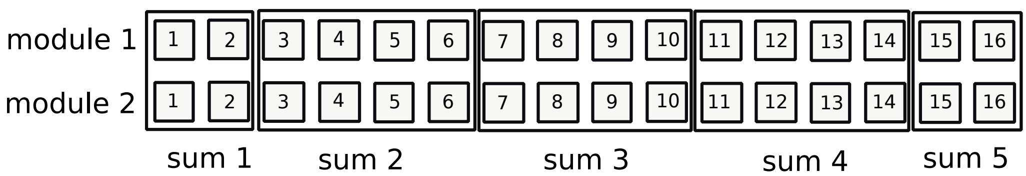


Рисунок 2.14. Объединение каналов платы УФО-32 в триггерные суммы

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

Основные характеристики измерительных каналов платы:

- Число каналов АЦП – 4096.
- Величина пьедестала – ∼20 каналов АЦП
  уровень электронных шумов платы (RMS пьедестала) – ∼0.5 кан.
- Чувствительность ко входному сигналу (указана чувствительность к напряжению одной компоненты парафазного сигнала на входе платы):
  - для 14 плат, обслуживающих счётчики на основе CsI(Na) – 62 мкВ/канал (290 ф.э./канал)
  - для 25 плат, обслуживающих счётчики на основе CsI(Tl) – 83 мкВ/канал (390 ф.э./канал)

  Единая цена деления канала АЦП платы в среднем составляет Ц=0.2 МэВ/канал. Приведение различных каналов калориметра к единой шкале осуществляется с помощью аттенюаторов с цифровым управлением, ослабление которых варьируется в пределах $0 \div 12$ дб.
- Интегральная нелинейность измерительного канала – не хуже 1% в области амплитуд >100 каналов АЦП и 2÷5% в области малых амплитуд <100 каналов АЦП (см. раздел 2.3.).
- Характеристики измерительного канала ЗЧПУ - УФО-32:
  - Уровень электронных шумов (на вход ЗЧПУ подключен фотодиод в рабочем режиме с напряжением смещения $U_{\mathrm{BIAS}} = 60$ В) – около 3 каналов АЦП платы при нулевом ослаблении сигнала на входе УФО-32.

– Коррелированные шумы в расчёте на один измерительный канал составляют 10% от уровня его некоррелированных электронных шумов.

– Уровень электронных шумов без фотодиода – около 1 канала АЦП платы при нулевом ослаблении сигнала на входе УФО-32.

Основные характеристики триггерных каналов платы:

- Максимальная амплитуда выходного аналогового сигнала – 1 В.
- Длительность фронта сигнала – не более 640 нс.
- Уровень электронных шумов [49]:
  – каналы 1 и 5: $\sigma_{\rm trig} \simeq 3000$ эл ($2.5 \div 3.0$ МэВ),
  – каналы $2 \div 4$: $\sigma_{\rm trig} \simeq 5000 \div 7000$ эл ($4 \div 6$ МэВ).

Уровень шумов в триггерных каналах существенно превосходит шумы в спектрометрических каналах поскольку в триггерном канале установлено меньшее время формирования сигнала и производится суммирование сигналов от 4 (каналы 1 и 5) или 8 счетчиков (каналы 2÷4).

Инициализация плат УФО-32

АЦП, ОЗУ и интерфейс взаимодействия с системой сбора данных реализованы в ПЛИС Altera, через которую осуществляется управление состоянием и режимами работы блока УФО-32. Инициализация блока УФО-32, подразумевает собой подготовку блока к работе и включает в себя:

- загрузку 32 кодов аттенюаторов (для 32 каналов платы),
- загрузку 32 масок, определяющих включение каналов в триггерные суммы,

- загрузку служебных параметров платы,
- загрузку командных листов – наборов адресов ячеек памяти блока, из которых вычитываются данные для передачи в ССД.

Для выравнивания чувствительности платы к сигналам с разных каналов калориметра используются 32 аттенюатора с цифровым управлением, ослабление которых может быть установлено в пределах $0 \div 12$ дБ. Схема одного аттенюатора показана на Рисунке 2.15.

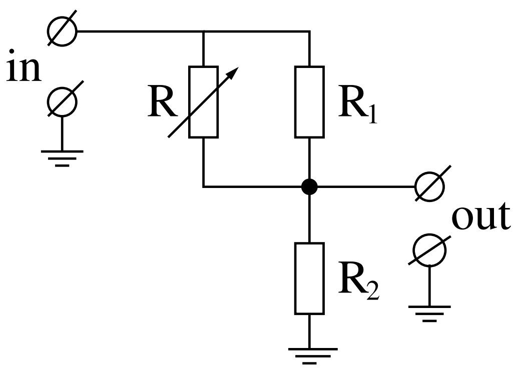


Рисунок 2.15. Схема аттенюатора с цифровым управлением. $R_1 = 4.3$ кОм; $R_2 = 1.0$ кОм; $R = \beta x + r_0$, где: $\beta = \frac{10}{255}$ кОм, $r_0 = 0.05$ кОм, x - код аттенюатора (целое число, загружаемое в память платы) $x = 0 \div 255$

Код аттенюатора x связан с коэффициентом аттенюации K_{Att} в соответствии с выражением:

$$x = \frac{R_1 + r_0}{\beta} \frac{K_{\mathrm{Att}} - 1}{1 - K_{\mathrm{Att}} + \frac{R_1^2}{(R_1+R_2)r_0 + R_1 R_2}} = 110.925 \cdot \frac{K_{\mathrm{Att}} - 1}{5.05 - K_{\mathrm{Att}}} \qquad (2.3)$$

$$K_{\mathrm{Att}} = \frac{\frac{(R_1+R_2)\beta}{(R_1+R_2)r_0+R_1R_2} x + 1}{\frac{\beta}{R_1+r_0} x + 1} = \frac{\frac{x}{21.96} + 1}{\frac{x}{110.925} + 1} \qquad (2.4)$$

Таким образом, при изменении величины x от 0 до 255 коэффициент ослабления K_{Att} монотонно меняется от 1 до ≈ 3.82.

Загрузка кодов аттенюатора в плату осуществляется путём загрузки 32-х чисел (под код используются 8 младших бит 16-битного слова) в ячейки памяти с адресами: $\mathrm{Addr}(N_{channel}) = 2048 + (N_{channel} - 1)$, $N_{channel} = 1...32$.

Загрузка 32 масок, определяющих включение каналов в триггерные суммы осуществляется путём загрузки 32 чисел (под код триггерной маски используется 1 младший бит 16-битного числа: 0 - выкл., 1 - вкл.) в ячейки памяти с адресами: $\mathrm{Addr}(N_{channel}) = 2080 + (N_{channel} - 1)$, $N_{channel} = 1...32$.

После загрузки параметров в память блока, содержимое ячеек записывается в регистры цифро–аналоговых преобразователей управляемых аттенюаторов. Запись инициируется обращением к определенной ячейке памяти.

2.2.3. Блок АДИС

Блок Аналоговых дискриминаторов и сумматоров (АДИС) производит цифровую обработку “быстрых” аналоговых сигналов суммарного энерговыделения, поступающих с выходов триггерных сумм блоков УФО-32, и формирует цифровые сигналы для нейтрального триггера детектора. Функциональная схема блока АДИС изображена на Рисунке 2.16. В блоках УФО-32 каналы объединены в триггерные суммы, как было описано в предыдущем разделе. Каждая триггерная сумма включает в себя от 3 до 8 счетчиков. Триггерная ячейка представляет собой объединение двух или трех триггерных сумм (т.е. счетчиков располагающихся в 4–6-ти соседних модулях калориметра в соответствии с Рисунок 2.13). Таким образом, триггерные ячейки включают в себя от 8 до 24 счетчиков CsI. Блок АДИС принимает и обрабатывает сигналы 16 триггерных ячеек, каждый из которых оцифровывается с частотой 100 МГц в секунду с помощью АЦП разрядностью 10 бит. Оцифрованные данные поступают в ПЛИС Altera, в которой реализован алгоритм обработки сигнала. Согласно этому алгоритму оцифрованные значения сиг-

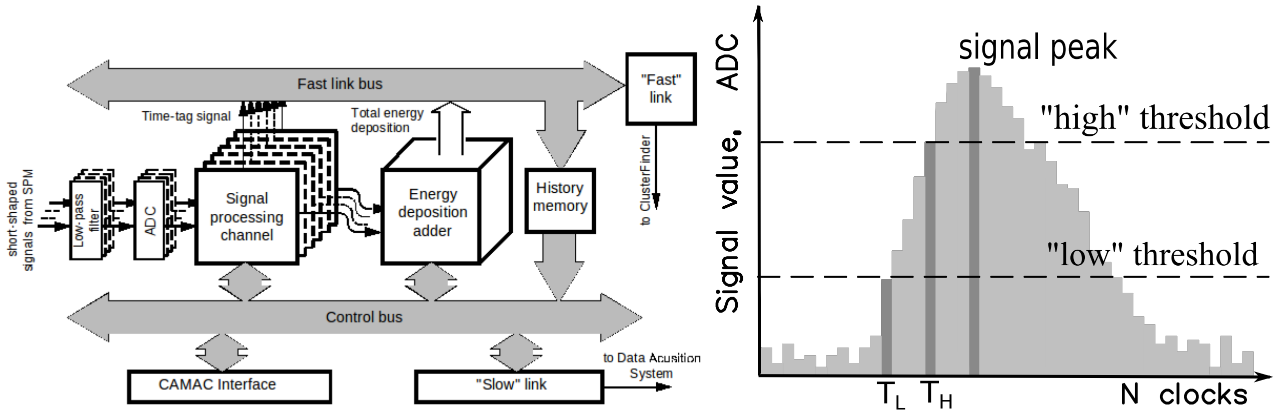


Рисунок 2.16. Функциональная схема блока АДИС (слева): в блоке “Signal processing channel” реализован алгоритм обработки сигналов, оцифрованных с помощью АЦП (ADC), “Slow link” – интерфейс взаимодействия C-Link блока с ССД, “Fast Link” – интерфейс передачи цифровой информации Блоку поиска кластеров (Cluster Finder). Иллюстрация алгоритма дискриминации, реализованного в блоках АДИС (справа)

нала проходят дополнительную фильтрацию посредством усреднения по четырём последовательным отсчётам. Полученное “бегущее среднее” значение, обновляющееся на каждом такте работы схемы, используется для дальнейшей обработки. При ожидаемом диапазоне амплитуд входных сигналов и уровне шумов электроники наилучшее временное разрешение достигается с помощью двухпороговой схемы дискриминации (см. Рисунок 2.16). При превышении нижнего порога формируется сигнал первичной временной отметки и начинается отсчёт времени. Если в течение установленного времени после пересечения нижнего порога сигнал пересекает также и верхний порог, то данная группа считается сработавшей и для неё вычисляется амплитуда сигнала. Амплитуды сигналов от сработавших групп подаются на сумматор полного энерговыделения (см. Рисунок 2.16). Логическая информация о сработавших группах, временах срабатывания и суммарном энерговыделении передаётся по быстрому линку в блок поиска кластеров (БПК), в котором вырабатывается решение нейтрального триггера детектора. По приходу команды СТОП системы сбора данных, измеренные амплитуды сигналов и времена пересечения нижнего и верхнего порогов передаются в ССД по интерфейсу C-Link.

Управляющая шина блока АДИС служит для его инициализации (задания значений порогов для каждого канала и других параметров). Шина доступна как через КАМАК-интерфейс, так и через линк системы сбора данных КМД-3.

2.2.4. Проблемы УФО-32 жидкоксенонового калориметра

Блоки УФО-32 LXe и CsI калориметров отличаются друг от друга временами формирования сигналов, организацией триггерных сумм и программным обеспечением ПЛИС. При анализе данных и проведении энергетических калибровок цилиндрического калориметра в заходах 2010–2013 гг. был обнаружен существенный недостаток блоков УФО-32 жидкоксенонового калориметра.

При анализе процессов $e^+e^- \to e^+e^-$ и $e^+e^- \to \gamma\gamma$ обнаружилось значительное отличие энерговыделения частиц в эксперименте от результатов моделирования, а также зависимость измеренного энерговыделения частиц от типа триггера (заряженный/нейтральный). На Рисунке 2.17 представлено распределение энергии, выделенной в башне LXe с наибольшей амплитудой в кластере (в “главной” башне). В распределении виден “провал” в области энергии вблизи 300 МэВ. Так же на рисунке приведено сравнение распределений энерговыделения в “главной” башне LXe, полученных при срабатывании нейтрального триггера и при срабатывании заряженного триггера. На рисунке видно сильное различие в форме распределений, которое не имеет физического смысла и указывает на проблемы в электронике.

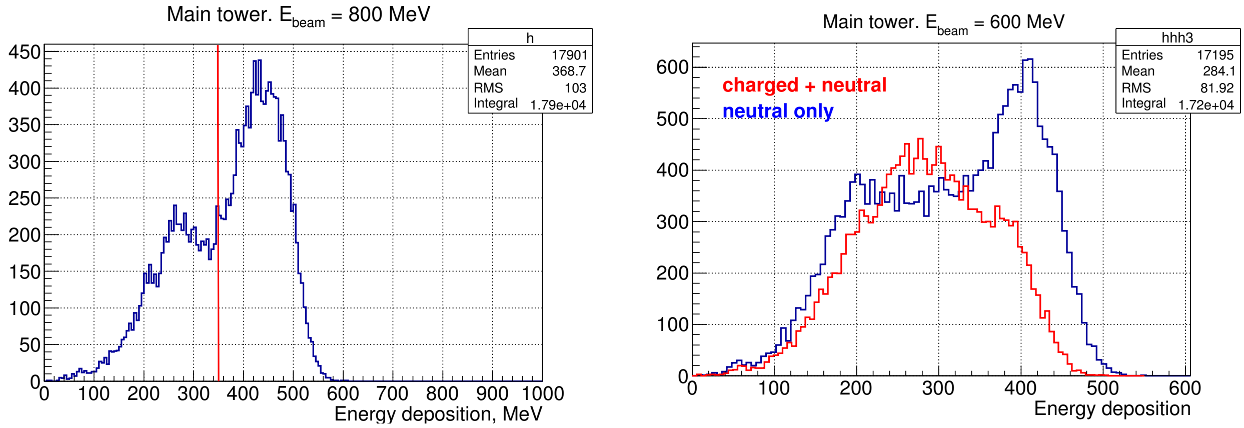


Рисунок 2.17. Спектр энерговыделения в башне LXe с максимальной амплитудой в кластере для частиц из процесса для гамма–квантов из процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$ при нейтральном триггере детектора (слева). Сравнение спектров энерговыделения в башне с максимальной амплитудой для частиц из процесса $e^+e^- \to e^+e^-$ при срабатываниях нейтрального и заряженного триггеров (справа)

С целью исследования этого эффекта было проанализировано соотношение энергий, измеренных блоком УФО-32 и блоком АДИС. На Рисунке 2.18 представлена зависимость суммарной энергии в триггерной группе LXe от энергии измеренной блоком ADIS для двух типов триггера. Как видно из графика, при нейтральном триггере, амплитуды, измеренные блоком УФО-32 при значениях сигнала, превышающих приблизительно 300–350 МэВ, приобретают некоторое постоянное смещение в область больших амплитуд. Данный эффект был далее досконально исследован командой жидкоксенонового калориметра. Была обнаружена существенная зависимость оцифрованной амплитуды от положения сигнала относительно “ворот” пикового детектора и, таким образом, от времени прихода триггера. Этот эффект приводил также к нестабильности отклика LXe калориметра от времени и его зависимости от настроек триггера. В результате исследования было найдено решение проблемы и после остановки экспериментов в 2013 году, была проведена модернизация плат УФО-32 жидкоксенонового калориметра с целью устранения выявленного дефекта.

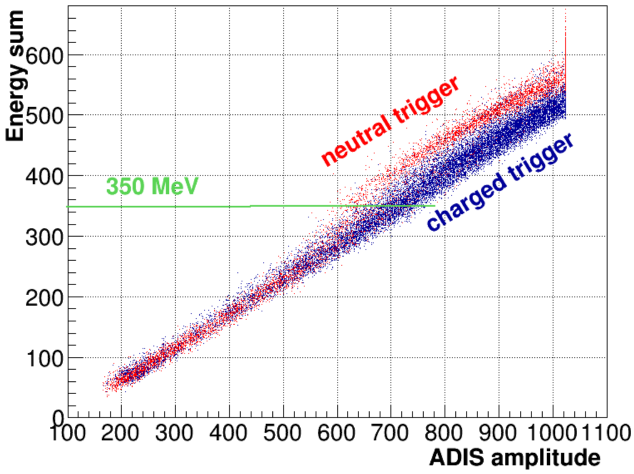


Рисунок 2.18. Зависимость суммарной энергии в каналах УФО–32, принадлежащих одной триггерной группе в зависимости от энергии, измеренной в блоке АДИС

2.3. Мониторирование и калибровка CsI калориметра

Для поддержания работоспособности и стабильности параметров CsI калориметра необходимо отслеживать как внешние условия, такие как температура (температурная зависимость световыхода CsI, температурный режим предусилителей) и влажность (CsI – водорастворимый материал), так и характеристики электроники.

Для мониторирования температуры и влажности калориметр оснащён системой электронных датчиков [11]. На каждом октанте установлены 5 датчиков температуры и 1 датчик влажности, как показано на Рисунке 2.19. Всего в калориметре установлено 40 датчиков температуры и 8 датчиков влажности.

Рисунок 2.19. Фотография собранного октанта CsI калориметра перед установкой в детектор. На фотографии отмечены датчики температуры (T1-T4) и влажности (H). Справа видна система продува модулей воздухом

Датчик температуры (марки Pt100, 12061) представляет собой резистор с сопротивлением 100 Ом при температуре $T = 0^{o}$C, сопротивление которого растёт с увеличением температуры по закону $R = (100 + 0.385 \cdot T)$ Ом, где T-температура в градусах Цельсия. Сопротивление датчика измеряется по падению напряжения на нём.

Датчик влажности (марки HIH3610-002) представляет собой делитель напряжения с опорным напряжением $U_0 = 5$ В. Выходное напряжение U_{out} определяется сопротивлением чувствительного элемента, которое растёт с увеличением влажности. Зависимость выходного напряжения от влажности при температуре $T = 25^{o}\mathrm{C}$, $U_{\mathrm{out}} = U_0 \cdot (0.0062 \cdot \mathrm{RH} + 0.16)$, где RH - относительная влажность в %. На случай превышения влажности в калориметре критических значений, в калориметре предусмотрена система продувки сухим воздухом (см. Рисунок 2.19).

Электрическая схема измерения температуры и влажности показана на Рисунке 2.20. Выходы датчиков подключены к четырем приёмным блокам (один блок обслуживает датчики с двух октантов). В этих блоках смонтированы источники тока (1 мА) для питания датчиков температуры и источники опорного напряжения (5.6 В) на базе стабилитрона ДС156Г для датчиков влажности. Выходные напряжения со всех блоков поступают на коммутатор аналоговых сигналов (KAS), управляемый по шине КАМАК, оцифровываются прецизионным АЦП Ц0609 “Липенок” и считываются системой медленного контроля детектора с периодом около 5 мин.

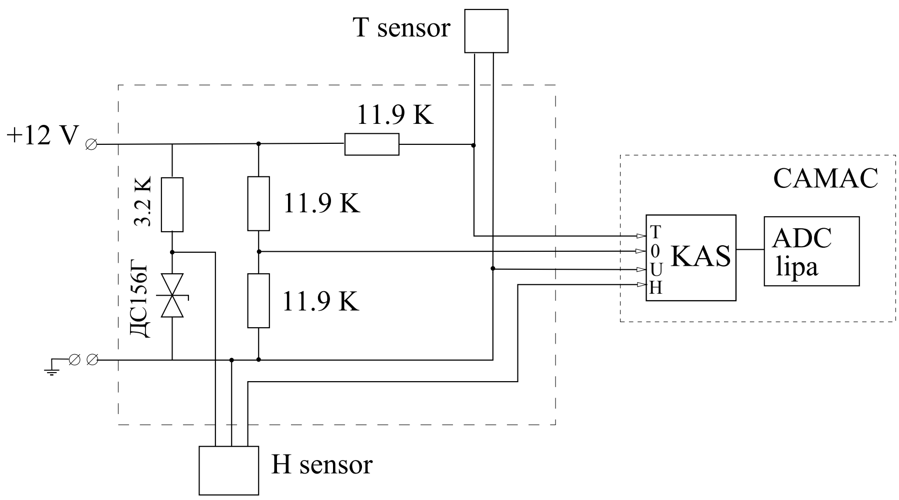


Рисунок 2.20. Схема измерения температуры и влажности

Для контроля стабильности и работоспособности каналов электроники, а также измерения пьедесталов АЦП и нелинейности отклика электроники была разработана процедура калибровки калориметра с генератором импульсов. Калориметр оснащен четырьмя 10–канальнами генераторами импульсов с амплитудой, задаваемой с шагом 5 мВ. Генераторы были разработаны и произведены в ИЯФ СО РАН. Блоки генераторов выполнены в стандарте КАМАК и занимают одну позицию в крейте. Настройка режимов работы генераторов может производиться как по магистрали КАМАК, так и через интерфейс C-Link. Генератор имеет два режима запуска: генераторный сигнал формируется из опорного сигнала последовательного линка, либо режим однократного запуска при получении генератором команды на запуск через интерфейс C-Link. Каждый из выходов генератора подключается к калибровочному входу плат УФО-32.

Во время экспериментальных заходов проводились регулярные калибровки с генератором импульсов для контроля работоспособности, стабильности и уровня шумов электроники. Распределение уровня шумов каналов электроники CsI калориметра в единицах энергии представлено на Рисунке 2.21.

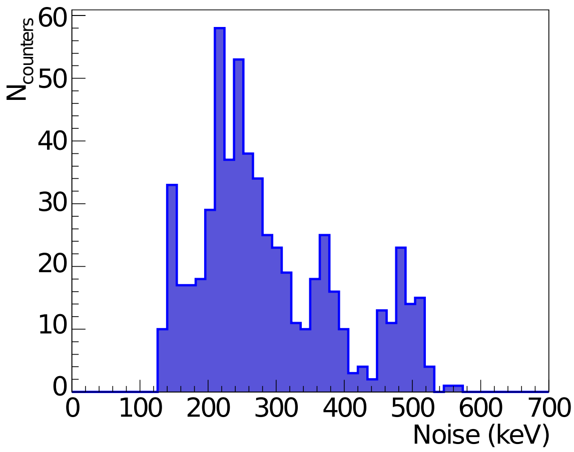


Рисунок 2.21. Распределение по величине шумов в каналах электроники CsI калориметра

На Рисунке 2.22 приведены характерные зависимости отклика каналов электроники калориметра на калибровочный сигнал в зависимости от номера калибровки на временном интервале проведения экспериментальных заходов с 2010 по 2013 гг. На графике отложена величина относительного отклонения $\Delta A_i/A$ измеренной амплитуды калибровочного сигнала A_i, где i – номер калибровки, от амплитуды $\langle A\rangle$, усредненной по всем калибровочным заходам:

$$\Delta A_i/A = \frac{A_i - \langle A\rangle}{\langle A\rangle} \cdot 100\%. \tag{2.5}$$

Также на Рисунке 2.22 приведено распределение по величине относительной нестабильности каналов калориметра, определенной как отношение среднеквадратичного отклонения амплитуды к среднему ее среднему значению :

$$\eta = \frac{\langle (A_i - \langle A\rangle)^2\rangle}{\langle A\rangle}, \tag{2.6}$$

где усреднение производится по всем калибровочным заходам. Из распределений видно, что для большинства каналов величина нестабильности электроники составила менее 1.5%. Однако, для относительно небольшого количества каналов (≈ 20 штук), нестабильность превышала 1.5%. Также за три года эксплуатации калориметра в эксперименте из строя вышло десять предусилителей и около двух десятков предусилителей обладали повышенными шумами (более 1 МэВ). После остановки экспериментов, летом 2013 года была произведена разборка калориметра с последующей заменой неисправных, нестабильных и шумящих предусилителей.

С помощью генератора импульсов производились измерения и контроль нелинейности каналов электроники CsI калориметра. Для этого на калибровочный вход предусилителей подавался сигнал от генератора с шагом 100 мВ и для каждого значения амплитуды сигнала определялась среднее значение амплитуды, измеренной блоком УФО-32. На Рисунке 2.23 представлен ха-

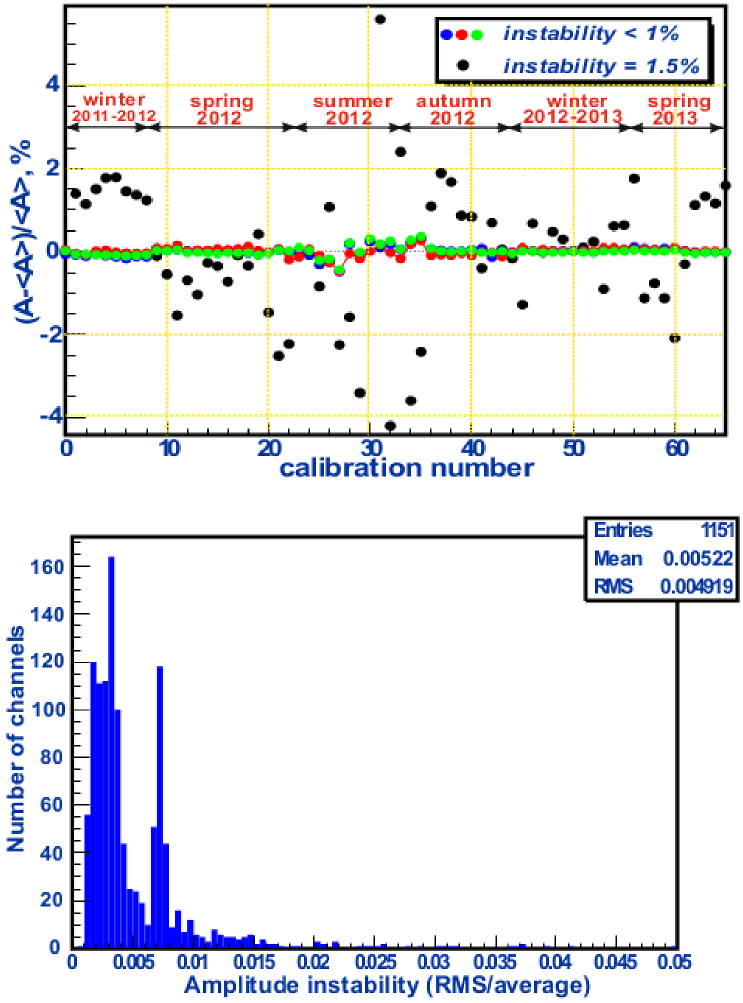


Рисунок 2.22. Зависимость относительного отклонения амплитуды калибровочного генератора от времени (сверху). Приведены зависимости для трех каналов с нестабильностью менее 1% и один канал с нестабильностью около 2%. Распределение по величине относительной нестабильности каналов CsI калориметра (снизу)

рактерный вид отклонения измеренной амплитуды от линейной аппроксимации и распределение по величине интегральной нелинейности в области малых амплитуд (меньше 100 каналов АЦП) и в области больших амплитуд сигнала (больше 100 каналов АЦП). Как видно из распределений, интегральная нелинейность электроники составила менее 1% для амплитуд сигнала выше 100 каналов АЦП (≈20 МэВ) и 2-5% для малых амплитуд (меньше 20 МэВ).

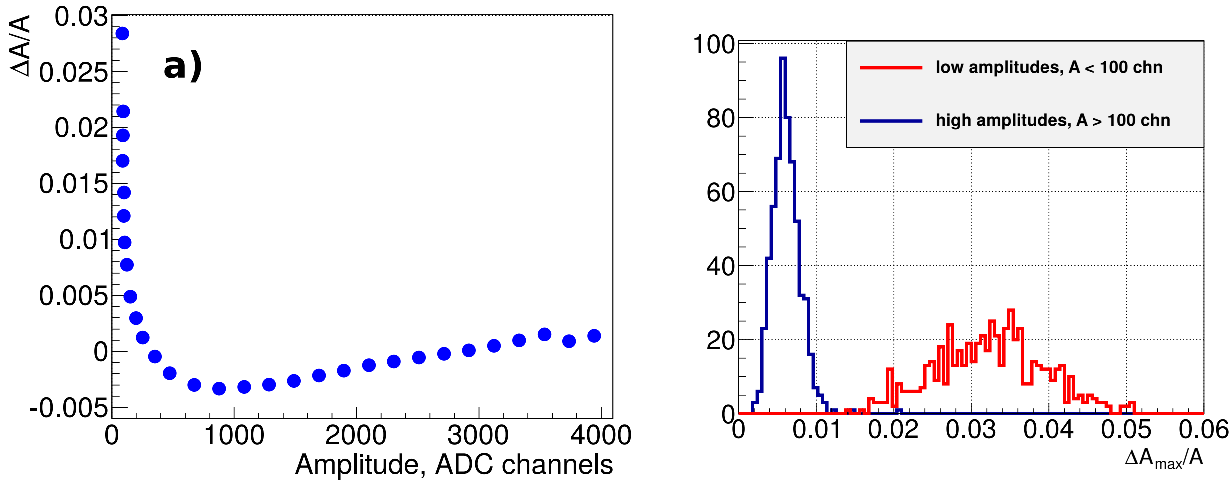


Рисунок 2.23. Отклонение амплитуды сигнала в плате УФО-32 от линейной аппроксимации в зависимости от измеренной амплитуды сигнала (слева). Распределение по величине нелинейности для каналов калориметра, определенной как максимальное относительное отклонение от линейной аппроксимации $\Delta A/A$ в двух диапазонах амплитуд: для больших амплитуд сигнала, $A > 100$ каналов АЦП и для малых амплитуд, $A < 100$ каналов АЦП (справа)

2.4. Реконструкция данных в калориметре

Для описания координат частиц и геометрии детектора используется система координат (см. Рисунок 2.24) с центром в геометрическом центре детектора (он совпадает с областью взаимодействия пучков с точностью настройки орбиты пучков в коллайдере). Ось Z совпадает с осью пучков и направлена по направлению движения позитронов. Используются декартовы, сферические и цилиндрические координаты в зависимости от соображений удобства. Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси Z, азимутальный угол ϕ отсчитывается от положительного направления оси X, которая направлена к центру коллайдера. Принята следующая систе-

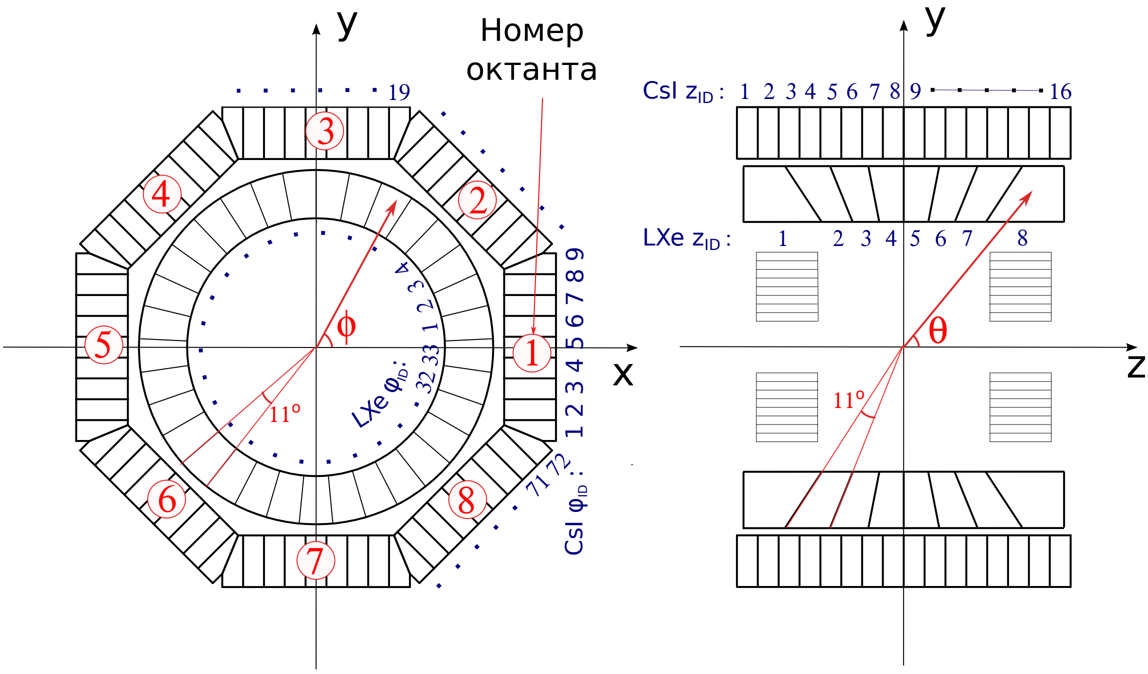


Рисунок 2.24. Нумерация элементов цилиндрического калориметра

ма нумерации элементов калориметра. Башни LXe калориметра идентифицируются по порядковому номеру z_{ID} башни вдоль оси Z (см. Рисунок 2.24) и по порядковому номеру башни в $\mathrm{R}-\phi$–плоскости ϕ_{ID}. Номер канала i LXe калориметра (номер башни) в сквозной нумерации определяется как

$$i = (\phi_{ID} - 1) \times 8 + z_{ID}. \tag{2.7}$$

Порядковые номера октантов и модулей CsI калориметра отмечены на Рисунке 2.24. Номер канала i CsI калориметра в сквозной нумерации определяется по номеру кристалла в модуле z_{ID} (порядковый номер кристалла вдоль оси Z) и номеру модуля ϕ_{ID} следующим образом:

$$i = (\phi_{ID} - 1) \times 16 + z_{ID}. \tag{2.8}$$

Общая схема реконструкции данных в калориметрических подсистемах детектора КМД-3 представлена на Рисунке 2.25. “Сырые” данные представляют собой набор значений амплитуд сигналов в каналах электроники калориметра: амплитуды сигнала в башенных и полосковых каналах LXe калориметра и амплитуда сигнала в каналах CsI калориметра. Процесс обработки данных включает в себя следующие этапы:

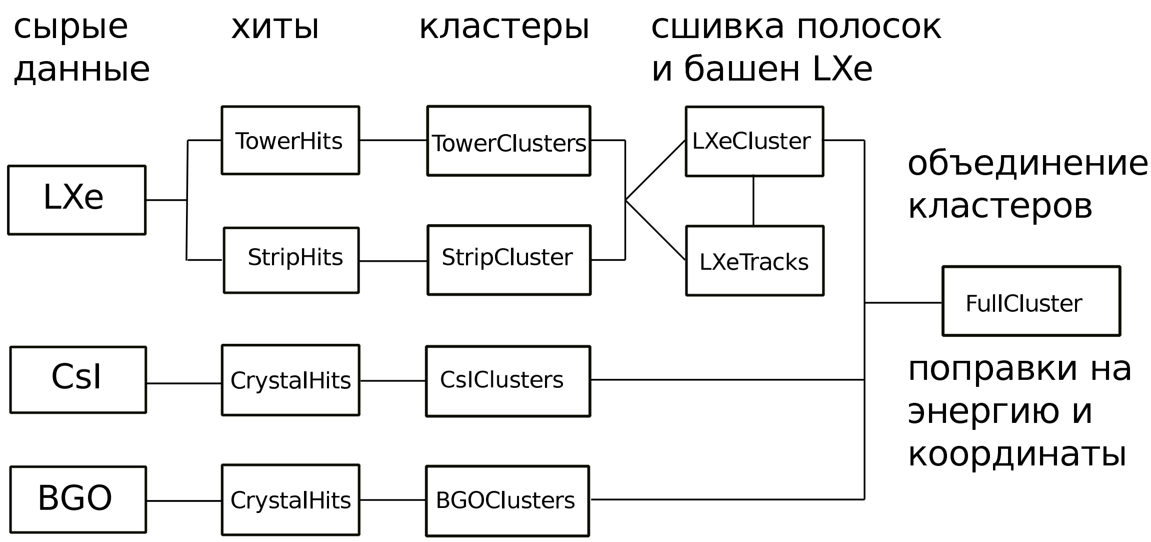


Рисунок 2.25. Блок-диаграмма реконструкции данных с калориметров

- Считывание “сырых данных”. На этом этапе по номеру банка данных и субадресу определяется физический номер сработавшего канала калориметра, которому присваивается считанная величина амплитуды. В результате получается набор пар значений (i, A_i), где i — номер канала в сквозной нумерации, A_i — оцифрованная амплитуда сигнала.

- Построение “хитов”. Для каждого “сработавшего” канала определяется величина энергии, выделенной в элементе калориметра по формуле $E_i = k_i \times (A_i - p_i)$, где i — номер канала электроники, k_i - калибровочный коэффициент, A_i — оцифрованная амплитуда, p_i — пьедестал

АЦП.

- Реконструкция кластеров. Определяются "кластеры" энерговыделения, т.е. связанные группы элементов калориметра, которые рассматриваются как результат попадания в калориметр одной частицы. Вычисляется полное энерговыделение и координаты кластера.

- Реконструкция треков заряженных частиц и точек конверсии фотонов по данным с полосковой структуры жидкоксенонового калориметра. Также на этом этапе производится привязка точки конверсии и трека к башенному кластеру энерговыделения в LXe калориметре.

- Объединение кластеров, реконструированных во всех калориметрических системах калориметра.

- Применение поправок на величину утечек ливня для определения начальной энергии фотона, применение поправок к координатам.

2.4.1. Реконструкция башенных кластеров в жидкоксеноновом калориметре

На первом этапе реконструкции кластеров производится анализ всех сработавших башен жидкоксенонового калориметра, энерговыделение в которых превысило "нижний" порог $E_{LOW} = 2$ МэВ. В этом наборе производится поиск башен с энергией, превысившей "верхний" порог $E_{HIGH} = 5$ МэВ. К ним присоединяются соседние башни, энерговыделение в которых превысило нижний порог. Соседними считаются башни, имеющие общую боковую сторону. Далее таким же способом анализируются соседние башни присоединенных башен. Процесс поиска кластеров в жидкоксеноновом калориметре завершается, когда не остается башен с энерговыделением превысившим верхний порог. На Рисунке 2.26 приведена иллюстрация алгоритма реконструкции. Каждому реконструированному таким образом кластеру приписывается энергия, равная сумме энерговыделений всех принадлежащих ему башен:

$$E_{dep} = \sum_{i=1}^{N} E_i, \tag{2.9}$$

где i – номер башни в кластере, N – количество башен, принадлежащих кластеру.

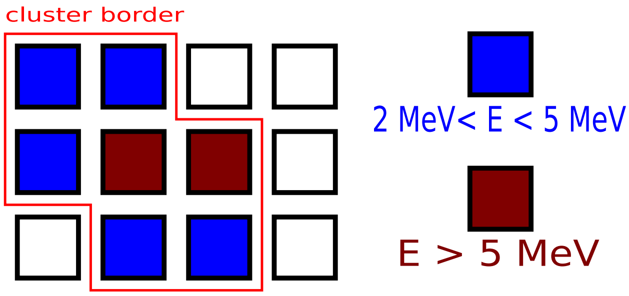


Рисунок 2.26. Реконструкция кластеров в LXe калориметре

Координатами башенного кластера считаются координаты его “центра тяжести”:

$$\vec{R}_{cluster} = \frac{\sum \vec{R}_i E_i}{\sum E_i}, \tag{2.10}$$

где $\vec{R}_i$ – координаты геометрического центра i-й башни, E_i – энерговыделение в ней. Результатом выполнения процедуры восстановления башенных кластеров является коллекция кластеров TowerClusters.

2.4.2. Реконструкция полосковых кластеров в жидкоксеноновом калориметре

Под полосковым кластером понимается последовательный набор сработавших полосок с одной стороны цилиндра, на который нанесены полосковые электроды. Принцип алгоритма реконструкции кластера проиллюстрирован на Рисунке 2.27. Вначале находятся полоски, амплитуда сигнала в которых превысила верхний порог A_{HIGH}, к найденным полоскам присоединяются соседние полоски, амплитуда сигнала в которых превысила нижний порог A_{LOW} (см. Рисунок 2.27).

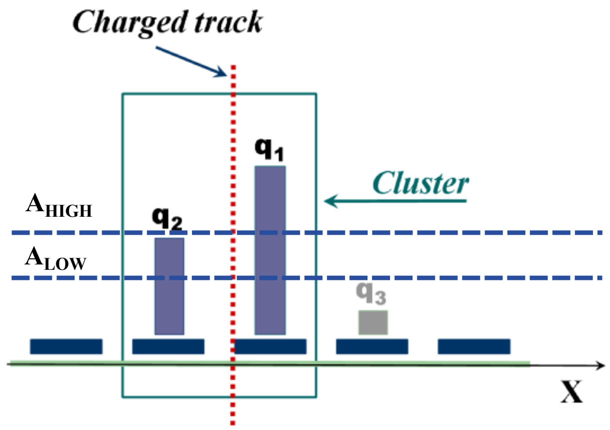


Рисунок 2.27. Построение кластера из соседних полосок на одной стороне цилиндра. q_1, q_2, q_3 - амлитуды сигнала с соседних полосок. q_1 и q_2 образуют полосковый кластер. A_{HIGH} – верхний порог на амплитуду сигнала с полоски, A_{LOW} – нижний порог

Координата кластера определяется как центр тяжести и представляет собой спираль. Спирали, соответствующие центрам тяжести кластеров с противоположных сторон одного цилиндра, ориентированы в перпендикулярных направлениях (см. Рисунок 2.28). Точка их пересечения рассматривается как координата траектории частицы в данном слое. По точкам пересечения кластеров, лежащим на разных цилиндрах, реконструируется трек частицы методом аппроксимации точек прямой линией.

Реконструированные треки, которые лежат внутри башенного кластера присоединяются к данному кластеру, образуя обобщенный кластер жидкок-

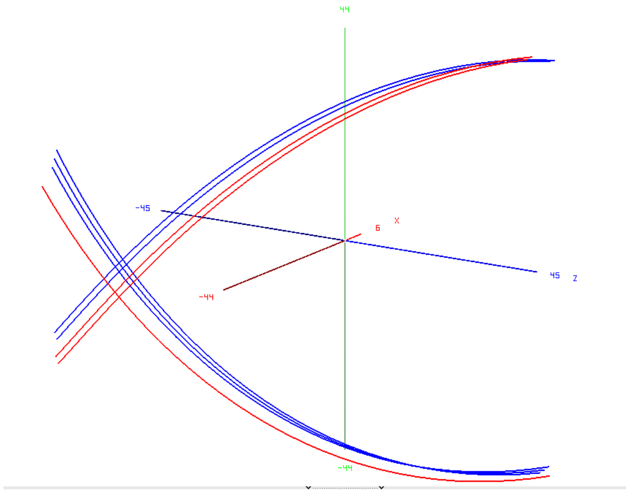


Рисунок 2.28. Схематический вид полосковых хитов. Спирали синего цвета – хиты, сработавшие на первом цилиндре, красного цвета – хиты, сработавшие на втором цилиндре. Спирали одного цвета, закрученные в противоположных направлениях соответствуют полоскам с противоположных сторон одного цилиндра

сенонового калориметра (LXeCluster). Точка пересечения полосковых кластеров, имеющая наименьший радиус в цилиндрических координатах, рассматривается как координата обобщенного кластера LXeCluster и в случае, если кластер образован электромагнитным ливнем от фотона, она имеет смысл точки конверсии фотона в электрон-позитронную пару. Если внутри башенного кластера имеется несколько точек, лежащих на одном слое, то в качестве координаты обобщенного кластера из них выбирается точка, ближайшая к координате башенного кластера, определенной методом центра тяжести.

2.4.3. Реконструкция объединенных кластеров

Поскольку одна частица может выделить энергию одновременно в разных калориметрических подсистемах, кластеры и элементы этих систем должны быть объединены в единый кластер, величина энергии которого равна суммарному энерговыделению частицы в активном веществе всех калориметров. Для этого в первую очередь производится перебор кластеров, реконструированных в жидкоксеноновом калориметре (типа LXeCluster). Для каждого из них производится перебор всех принадлежащих ему башен. Для каждой башни анализируются "соседние" кристаллы CsI калориметра. Кристалл считается соседним по отношению к башне, если координаты центров рассматриваемых башни и кристалла удовлетворяют условиям (см. Рисунок 2.29):

$$\begin{aligned} |\theta_{CsI} - \theta_{LXe}| &< \delta_\theta^{CsI}, \\ |\phi_{CsI} - \phi_{LXe}| &< \delta_\phi^{CsI}, \end{aligned} \tag{2.11}$$

где δ_θ и δ_ϕ были выбраны равными 0.2 рад, что соответствует угловому размеру башни. Как показало моделирование, такие значения углов δ_θ и δ_ϕ дают оптимальное соотношение между эффективностью реконструкции кластеров и эффективностью разделения соседних кластеров. Если величина выделенной энергии в кристалле превышает $\mathrm{E_{LOW}}$, то кристалл присоединяется к объединенному кластеру. В случае, если кристалл может быть присоединен одновременно к двум кластерам LXe калориметра, то он присоединяется к кластеру с большим энерговыделением. Затем к кристаллам CsI, присоединенным к LXe кластеру, присоединяются соседние (касающиеся боковыми гранями) кристаллы, в которых величина выделенной энергии превысила E_{LOW}. По окончанию перебора кластеров в жидкоксеноновом калориметре, к "свободным" (не присоединенным к обобщенным кластерам) кристаллам CsI калориметра применяется алгоритм, аналогичный алгоритму реконструкции башенных кластеров.

Так же к кластерам жидкоксенонового калориметра, находящимся на стыке LXe и BGO калориметров, присоединяются близлежащие кластеры

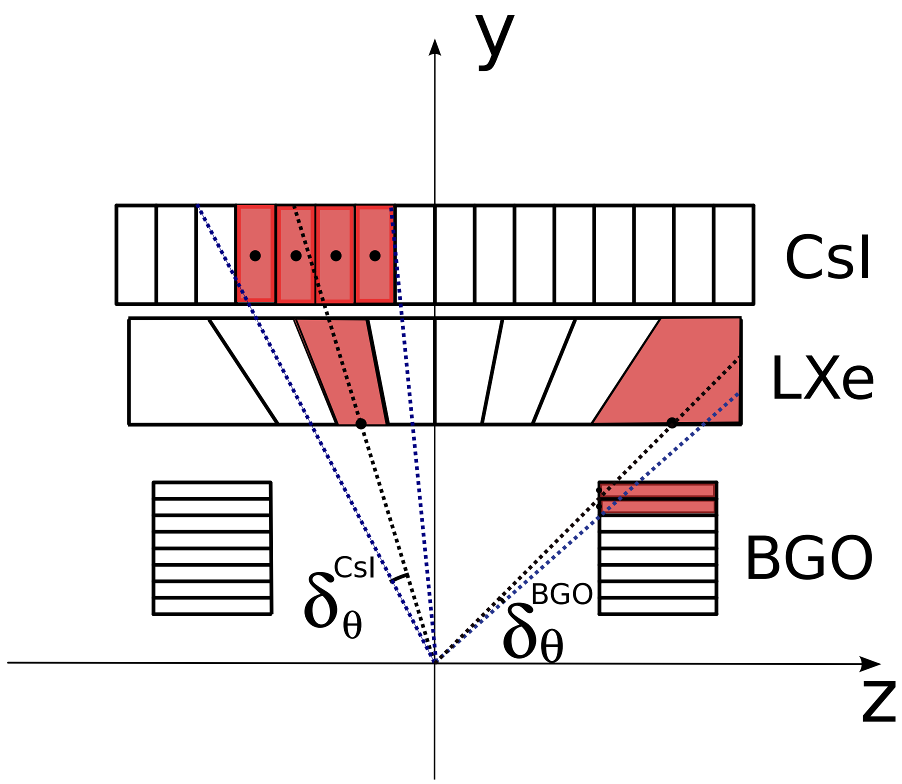


Рисунок 2.29. Иллюстрация определения “соседних” башен и кристаллов. Красным цветом отмечены башни LXe и кристаллы CsI (BGO), считающиеся соседними

BGO при соблюдении следующих условий. Если кластеру в LXe принадлежат крайние по z башни ($z_{ID} = 1$ или $z_{ID} = 8$), то для них производится перебор соседних кристаллов в BGO калориметре. Кристаллы в BGO калориметре считаются соседними для крайних по z башен, если выполняются следующие условия (см. Рисунок 2.29):

$$\begin{aligned} &|\pi/2 - \theta_{BGO}| < |\pi/2 - (\theta_{LXE} + \delta_\theta^{BGO})|, \\ &|\phi_{LXe} - \phi_{BGO}| < \delta_\phi^{BGO}, \end{aligned} \tag{2.12}$$

где θ_{LXE}, ϕ_{LXE} — координаты центра внутреннего торца башни, θ_{BGO}, ϕ_{BGO} — координаты центра внутреннего торца кристалла BGO, $\delta_\theta^{BGO} = 0.05$ рад, $\delta_\phi^{BGO} = 0.1$ рад. Если энергия, выделенная в соседнем кристалле, превышает

$\mathrm{E_{LOW}}$, то BGO–кластер [30], которому принадлежит кристалл, присоединяется к кластеру в жидкоксеноновом калориметре.

Объединенному кластеру присваивается энергия, равная сумме энергий, выделенных в элементах различных калориметрических подсистем, принадлежащих кластеру:

$$E_{dep} = E_{LXe} + E_{CsI} + E_{BGO}. \tag{2.13}$$

Координаты кластера определяются по следующему принципу:

- Если координаты в кластере жидкоксенонового калориметра определены по полоскам и $\mathrm{E_{LXe}} > \mathrm{E_{BGO}}$, то в качестве координаты объединенного кластера используется координата точки конверсии фотона, измеренная с использованием информации с полосок.

- Если $E_{LXe} < E_{BGO}$ или координаты кластера в жидкоксеноновом калориметре были определены по башням, то объединенному кластеру присваиваются координаты, вычисленные методом центра тяжести по формуле (2.10), где суммирование ведется уже не только по башням LXe калориметра, а по всем элементам разных калориметрических подсистем, принадлежащих объединенному кластеру.

Глава 3

Энергетическая калибровка цилиндрического калориметра с помощью космических частиц

Величина энерговыделения в i-м канале калориметра вычисляется в соответствии с простой формулой:

$$E_i = k_i \times (A_i - P_i), \tag{3.1}$$

где $\mathrm{A_i}$ — амплитуда сигнала со счетчика, измеренная в платах УФО-32, P_i — пьедестал АЦП, а k_i — калибровочный коэффициент. Задача энергетической калибровки калориметра заключается в определении коэффициентов k_i для каждого канала калориметра. Обычно для этого используются частицы с известным энерговыделением. Широкое применение для этой цели имеют хорошо изученные процессы квантовой электродинамики, такие как процесс упругого e^+e^-–рассеяния или процесс e^+e^-–аннигиляция в пару фотонов, а так же частицы космического излучения. Энерговыделение частиц в калориметре определяется с помощью моделирования методом Монте-Карло и сопоставляется с измеренной амплитудой сигнала:

$$k_i = \frac{E_{mc}}{(A_i - P_i)} \tag{3.2}$$

где E_{mc} - величина энерговыделения в элементе калориметра, полученная из моделирования.

Задачей энергетической калибровки является определение значений коэффициентов k_i. Калибровочные коэффициенты определяются с некоторой погрешностью, в которую входит систематическая и статистическая ошибки. Систематическая погрешность приводит к смещению измеренной величины выделенной энергии от истинного значения, тогда как статистическая погрешность приводит к ухудшению энергетического разрешения. На Рисунке 3.1 приведена зависимость разрешения калориметра от величины статистической ошибки в определении калибровочных коэффициентов для LXe и CsI калориметров. Из графиков видно, что разрешение цилиндрического калориметра слабо зависит от точности определения коэффициентов для каналов CsI калориметра, поскольку в нем выделяется меньшая доля энергии электромагнитного ливня (см. Рис 3.1). Из представленных графиков видно, что относительная погрешность в определении калибровочных коэффициентов LXe калориметра на уровне 1–2% и на уровне 5% для CsI калориметра приводит к несущественному ухудшению энергетического калориметра.

Вследствие сложной комбинированной структуры цилиндрического калориметра, определение калибровочных коэффициентов является сложной задачей. Для этой цели была разработана процедура, состоящая в последовательном проведении калибровок трех типов:

1. Предварительная калибровка подсистем цилиндрического калориметра. Калибровка CsI калориметра проводится с помощью космических частиц в заходах с использованием данных только от CsI калориметра. Предварительная калибровка LXe калориметра производится с помощью генератора импульсов. Жидкоксеноновый калориметр работает по принципу сбора зарядов и, соответственно, допускает возможность приближенного вычисления калибровочных коэффициентов по известному заряду, поданному на калибровочные емкости предусилителей.

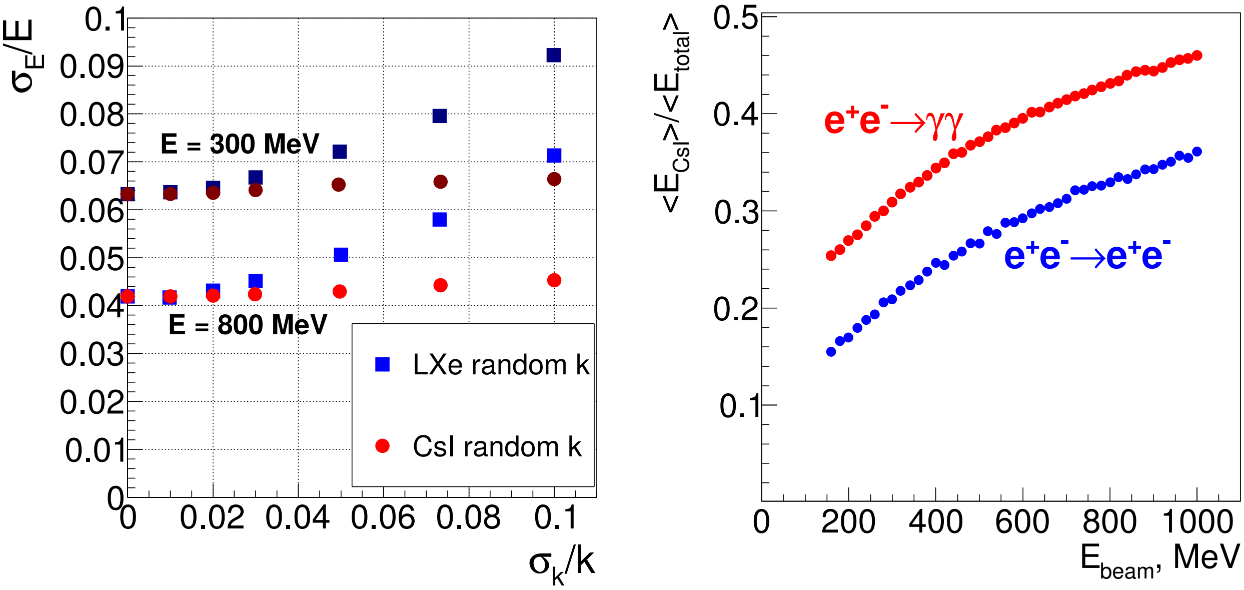


Рисунок 3.1. Слева — зависимость разрешения цилиндрического калориметра от относительной погрешности σ_k/k калибровочных коэффициентов. Квадратными маркерами показана зависимость разрешения энергии электронов (позитронов) от относительной погрешности определения коэффициентов LXe калориметра, кругами — CsI калориметра. Графики получены из моделирования процесса $e^+e^- \to e^+e^-$ для двух значений энергии пучков — 300 и 800 МэВ. Справа — доля энергии электромагнитного ливня, выделенная в CsI калориметре в зависимости от энергии пучков для частиц процессов $e^+e^- \to e^+e^-$ и $e^+e^- \to \gamma\gamma$ (моделирование).

На этой стадии определяются предварительные значения калибровочных коэффициентов k_i^{pre}.

2. Совместная калибровка CsI и LXe калориметров с использованием треков космических частиц, восстановленных в LXe калориметре. В этой калибровке определяются коэффициенты k_i^{cosm}, уточняющие значения коэффициентов, полученных из предварительной калибровки

3. Финальная калибровка элементов калориметра по событиям e^+e^-–

рассеяния. Результатом калибровки является набор коэффициентов k_i^{bhabha}.

Результирующие значения калибровочных коэффициентов определяются как:

$$k_i^{final} = k_i^{pre} \times k_i^{cosm} \times k_i^{bhabha}. \tag{3.3}$$

Здесь следует отметить, что калибровка с использованием процесса e^+e^-–рассеяния использовалась для определения коэффициентов только для каналов жидкоксенонового калориметра. Так как в CsI калориметре регистрируется малая часть электромагнитного ливня, требования на точность его калибровки существенно ниже.

Для определения наиболее вероятного энерговыделения, E_{mc}, проводилось Монте-Карло моделирование прохождения космических частиц через детектор. Для генерации величины импульса p и угла θ частицы использовалось эмпирическое распределение [20]

$$\frac{\partial N}{\partial p \partial \Omega} \propto cos^k(\theta) \cdot exp\left[-\frac{ln^2(p/p_0)}{2\sigma^2}\right], \tag{3.4}$$

где θ - полярный угол между направлением движения мюона и вертикалью, k = 2.26, $\sigma = (2.86 - cos(\theta))/1.54$, p_0 = 500 МэВ/с. Угол ϕ траектории космической частицы разыгрывался в соответствии с равномерным распределением в диапазоне от 0 до 2π. Вокруг детектора строилась сфера радиуса R = 80 см и определялось ее сечение плоскостью, перпендикулярной направлению движения частицы. По площади этого сечения равномерно разыгрывалась точка прохождения космической частицы. Далее частица проводится через детектор и моделируется отклик систем детектора на выделенную в них энергию.

На первом этапе энергетической калибровки определяются предварительные значения калибровочных коэффициентов для каналов CsI калориметра по данным, набранным в специальных космических заходах в отсутствие пучков в коллайдере. Данные набираются с запуском ССД детектора от CsI-калориметра и обработке подвергается только информация, записанная данной подсистемой детектора.

На следующем этапе используется информация, набранная в физических заходах (с пучками в ускорителе), в которых помимо событий e^+e^-–взаимодействий условия триггера также проходит достаточно большое количество космических событий. Для калибровки используются треки космических частиц, реконструированные в LXe калориметре. Это позволяет определить длину пути частицы в калориметре. По большой статистике, набранной в экспериментальных заходах, проводится регулярная калибровка каналов LXe и CsI калориметров. Далее дается подробное описание каждого шага энергетической калибровки.

3.1. Предварительная калибровка CsI калориметра с космическими частицами

С целью предварительной энергетической калибровки CsI калориметра проводится набор специальных космических заходов. Данные набираются в отсутствие пучков в коллайдере и не требуют работы других подсистем детектора и наличия магнитного поля. В таких заходах запуск ССД осуществляется когда энергия, выделенная хотя бы в одной триггерной ячейке CsI калориметра, превысила порог $\mathrm{E_{thr}} = 80$ МэВ, что составляет около 80% от среднего энерговыделения космических частиц, проходящих параллельно оси кристалла. Таким образом, проведение предварительной калибровки и проверки работоспособности детектора может проводиться независимо от состояния детектора в целом. Частота полезных событий составляет $\approx$100 Гц. Следует отметить, что специальные “космические” заходы с набором данных CsI калориметром также проводятся для контроля состояния калориметра в период длительных остановок экспериментов с детектором КМД-3.

После набора данных производится анализ полученной информации. Для каждого канала калориметра строится три типа распределений по значениям амплитуд зарегистрированных сигналов:

- Все значения амплитуд, превышающие определенный порог ($\approx$10 МэВ). Далее в тексте к соответствующей энергии будет добавляться индекс *single*.

- Амплитуда сигнала со счетчика, при условии, что сигналы в кристаллах из соседних линеек с таким же порядковым номером в линейке превысили порог $\approx$ 20 МэВ ("соседи"по ϕ). Далее в тексте к соответствующему энерговыделению будет добавляться индекс ϕ.

- Амплитуда сигнала со счетчика, при условии, что сигналы в соседних кристаллах из данной линейки превысили порог $\approx$ 20 МэВ ("соседи"по θ). Далее в тексте к соответствующему энерговыделению будет добавляться индекс θ.

Для первого случая характерный спектр энергии, выделенной в кристалле, представлен на Рисунке 3.2, в нем выделяется пик, соответствующий прохождению частицы от одной боковой грани кристалла к противоположной на фоне гладкой подложки, соответствующей пересечениям смежных граней и торцов кристалла. Условия на срабатывание “соседей” позволяют подавить плохо контролируемую подложку и повысить точность определения положения пика. Характерные спектры энерговыделений с наложением условий на соседние кристаллы представлены на Рисунке 3.3.

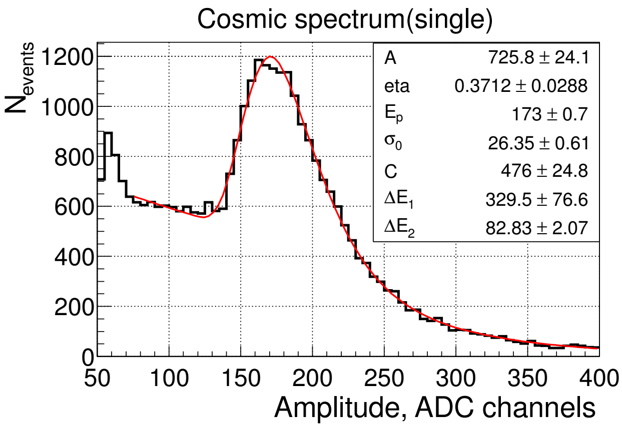


Рисунок 3.2. Спектр энерговыделения в кристалле CsI калориметра без требования на срабатывание соседних кристаллов

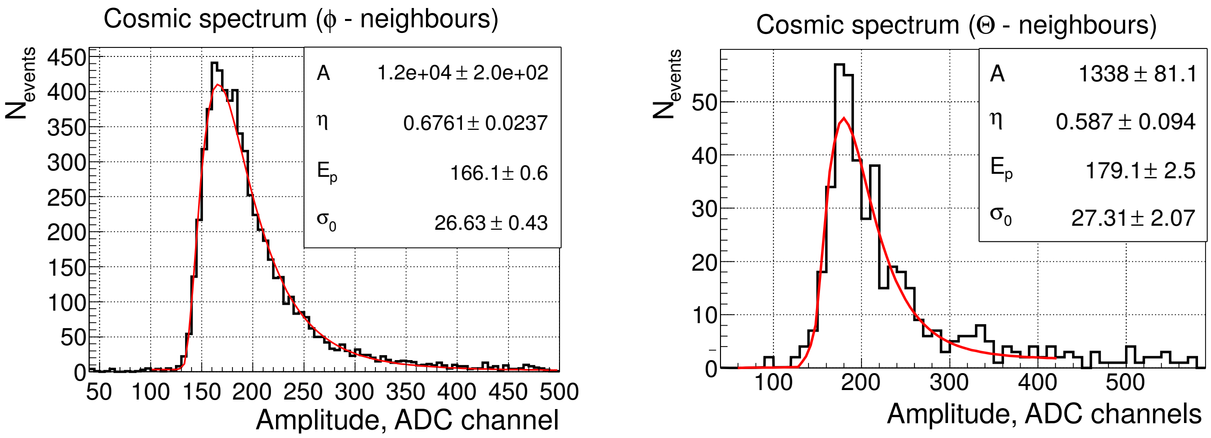


Рисунок 3.3. Энерговыделение в кристаллах CsI калориметра с наложенным условием на срабатывание соседних по ϕ (слева) и соседних по θ кристаллов (справа)

Для спектров первого типа ($single$) распределение хорошо аппроксимируется суммой функции логарифмического нормального распределения, имеющей широкое применение в калориметрии [12, 17, 18], и экспоненциальной подложки:

$$f(E) = A\frac{\eta}{\sqrt{2\pi}\sigma\sigma_0} e^{\frac{-ln^2(1-\eta(E-Ep)/\sigma)}{2\sigma_0^2} - \frac{\sigma_0^2}{2}} + \begin{cases} C\, e^{-\frac{E-E_p}{\Delta E_1}}, & \text{если } E < E_p \\ C\, e^{-\frac{E-E_p}{\Delta E_2}}, & \text{если } E < E_p \end{cases} \qquad (3.5)$$

где E_p — положение пика (соответствует наиболее вероятному энерговыделению), $\sigma_0 = \frac{2}{\xi}ln(\frac{\xi\eta}{2} + \sqrt{1 + (\frac{\xi\eta}{2})^2})$ — ширина распределения, $\xi = 2\sqrt{2ln2}$, η — параметр асимметрии логарифмически нормального распределения, C, ΔE_1, ΔE_2 — параметры подложки, представляющей собой две экспоненты с различными показателями в области ниже положения пика E_p и выше пика.

Для спектров с наложением условий на соседние кристаллы нужно положить C = 0, распределения аппроксимируются функцией логарифмического нормального распределения:

$$f(E) = A\frac{\eta}{\sqrt{2\pi}\sigma\sigma_0}e^{\frac{-ln^2(1-\eta(E-Ep)/\sigma)}{2\sigma_0^2} - \frac{\sigma_0^2}{2}} \tag{3.6}$$

Калибровочные коэффициенты k определяются выражением

$$k = \frac{E_{mc}^{type}}{E_p^{type}}, \tag{3.7}$$

где $\mathrm{E_p}$ - положение пика экспериментального распределения, $\mathrm{E_{mc}}$ - положение пика в моделировании, $type$ - тип использованного спектра (ϕ, θ, $single$). Результаты моделирования для трех типов спектров в зависимости от угла наклона оси кристалла к горизонту представлены на Рисунке 3.4.

Тип спектра, который используется для определения коэффициентов, выбирается следующим образом:

1. Спектр типа ϕ, если возможно. Для этого кристалл не должен принадлежать усеченной линейке и оба соседних по ϕ кристалла должны быть рабочими.

2. Спектр типа θ, если возможно. Для этого кристалл не должен быть крайним в линейке и оба соседних по θ кристаллы должны быть рабочими.

3. Спектр типа single, если невозможно использование вышеуказанных

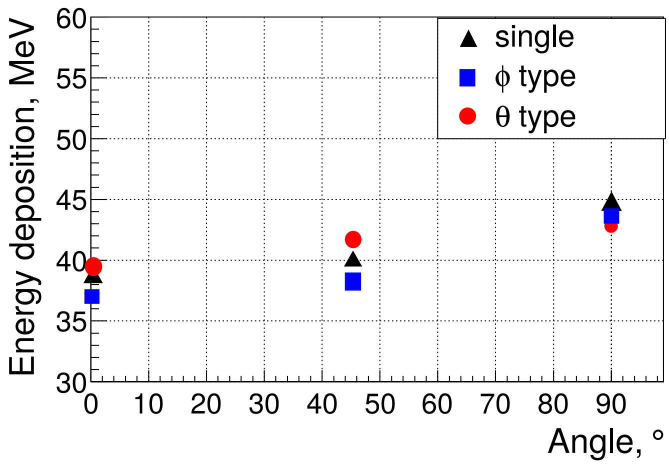


Рисунок 3.4. Положения пика E_p в распределении энергии, выделяемой космическими частицами, в зависимости от ориентации оси кристалла относительно горизонта, полученное из моделирования

типов (например, кристалл является крайним в линейке, а соседний по ϕ канал является нерабочим)

Было проверено, что коэффициенты, вычисленные с использованием спектров разного типа имеют систематические отличия в пределах 3%.

Данная процедура использовалась для определения коэффициентов ослабления K_i, которые должны быть установлены в каналах плат УФО-32 для приведения всех каналов электроники к единой цене деления АЦП 200 кэВ/канал. На Рисунке 3.5 представлено распределение значений калибровочных коэффициентов, полученных с отключенным ослаблением в платах УФО-32 и распределение коэффициентов ослабления, вычисленных в соответствии с соотношением

$$K_i = 0.2/k_i, \tag{3.8}$$

где k_i – измеренный калибровочный коэффициент для i-го канала электроники. Вид распределения k_i определяется разбросом световыхода сцинтил-

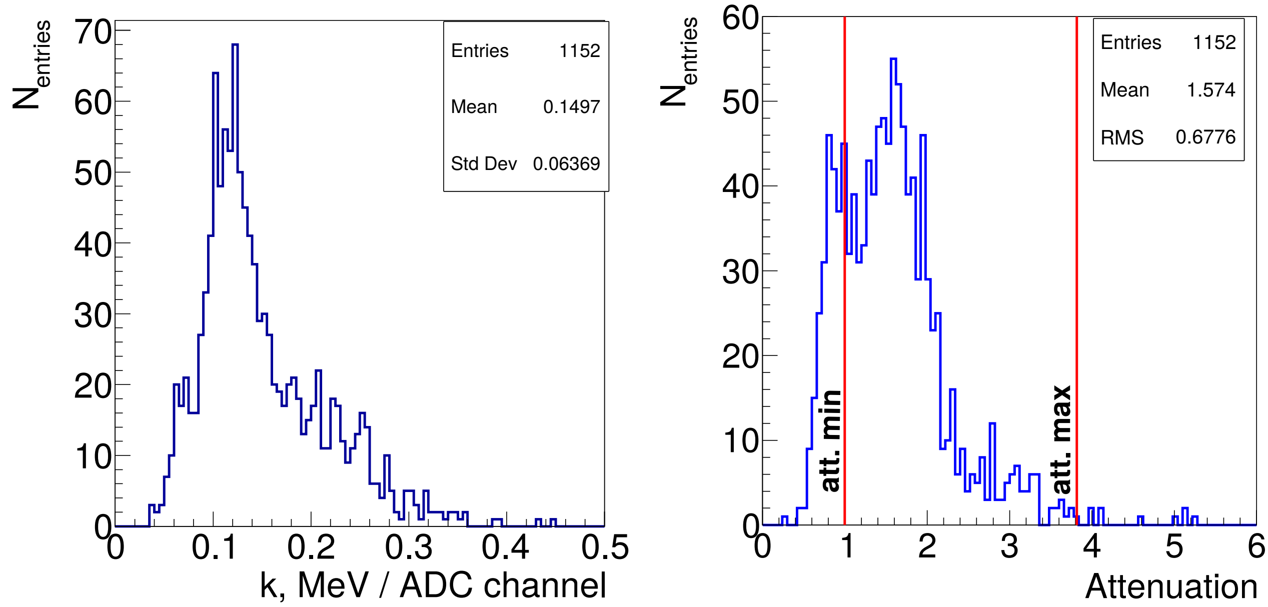


Рисунок 3.5. Распределение калибровочных коэффициентов для каналов CsI калориметра, определенные с отключенной аттенюацией в платах УФО-32 (слева). Распределение значений коэффициентов K_i аттенюации для приведения каналов электроники в единой цене деления 200 кэВ/канал (справа)

ляционных кристаллов. Как видно из гистограммы распределения коэффициентов ослабления, разброс световыхода кристаллов оказывается несколько шире, чем диапазон доступных значений ослабления. Вследствие этого в распределении калибровочных коэффициентов, определенных после внесения коэффициентов аттенюации в платы УФО-32 (см. Рисунок 3.6) виден “хвост” в область больших значений.

Статистическая погрешность определения калибровочных коэффициентов для статистики, набираемой за доступное время составляет 4-5% для верхнего и нижнего октантов и 2-3% для кристаллов из других октантов. Верхний и нижний октанты лежат в горизонтальной плоскости и, соответственно, для того, чтобы космический мюон пересек две боковые грани кристалла, направление его движения должно составлять малый угол с гори-

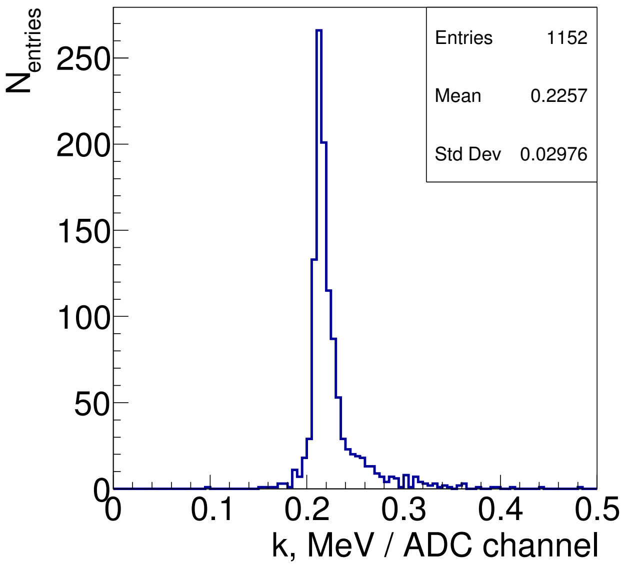


Рисунок 3.6. Распределение калибровочных коэффициентов для каналов CsI калориметра, измеренных с примененными коэффициентами аттенюации в платах УФО-32

зонтом. Так как поток космических частиц под малыми углами сильно подавлен, статистика в этих двух октантах приблизительно в 10 раз меньше статистики в боковых (вертикальных) октантах. Данный алгоритм калибровки имеет следующие недостатки:

- Требуется длительное время (около 12 часов) без пучков в ускорителе для набора достаточной статистики, что делает невозможным регулярную калибровку во время непрерывных экспериментов.

- Малая статистика для верхнего и нижнего октантов, которую можно набрать за доступное время, вследствие чего статистическая точность калибровочных коэффициентов для этих октантов составляет 4–5% (2–3% для остальных октантов).

- Систематическая погрешность до 2–3 % из-за неточности в определении E_{mc} вследствие сложной структуры триггерных групп, отсутствия точного моделирования нейтрального триггера, и неточности описания распределений космических частиц с учетом вещества, окружающего детектор.

Учитывая перечисленные недостатки, описанная процедура калибровки дополнялась более точной калибровкой с использованием информации с жидкоксенонового калориметра, которая обсуждается в следующем разделе.

3.2. Совместная калибровка LXe и CsI калориметров с космическими частицами

Во время набора экспериментальных данных, помимо физических процессов триггер пропускает заметное количество событий с космическими частицами. Их доля составляет $\sim$ 30%, что соответствует скорости счета $\sim$ 75 Гц. На Рисунке 3.7 приведен вид типичного “космического” события.

Для калибровки калориметра отбираются события, удовлетворяющие следующим критериям:

- Число треков, реконструированных в дрейфовой камере $N_{trk\_DC} < 2$.
- Число треков, реконструированных в LXe калориметре $N_{trk\_LXE} > 0$.
- Суммарная энергия, выделенная в LXe калориметре $E_{LXE} < 200$ МэВ.
- Суммарная энергия, выделенная в CsI калориметре $E_{CsI} < 300$ МэВ.

В отобранных таким образом событиях для каждого трека, восстановленного в жидкоксеноновом калориметре, определяются точки пересечения внутреннего и внешнего цилиндров LXe калориметра. Затем строится его продолжение до пересечения с внутренней и внешней плоскостями октантов CsI калориметра. По точкам входа и выхода частицы в подсистемы калориметра, вычисляется длина ее пути в соответствующей подсистеме. К каждому треку привязывается матрица 3×3 элемента LXe или CsI калориметра с центром в затравочном элементе, которому принадлежит точка входа частицы в калориметр. Для дальнейшего анализа отбираются только такие треки в жидкоксеноновом калориметре, которые удовлетворяют следующим критериям:

- Энерговыделение в затравочном элементе $E_{seed} > 20$ МэВ.
- $E_{3\times3} - E_{seed} < 10$ МэВ, где $E_{3\times3}$ – суммарное энерговыделение в матрице 3×3 элемента подсистемы калориметра.

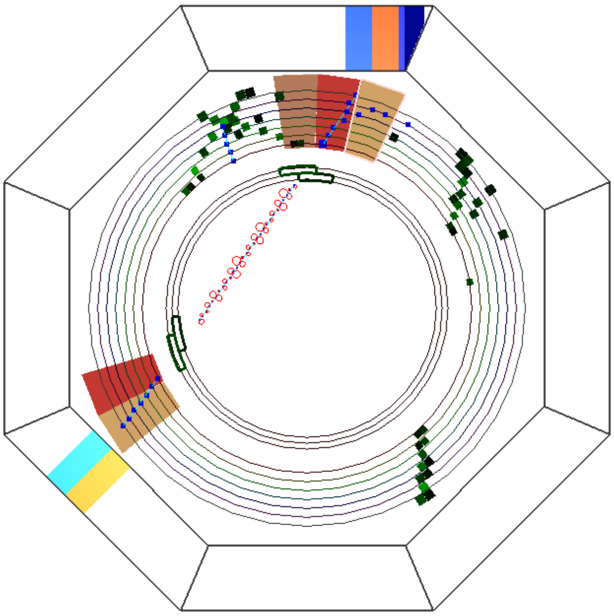


Рисунок 3.7. Пример реконструированного события регистрации частицы космического излучения в детекторе

Для каждого отобранного таким образом трека определяется величина удельных потерь энергии космической частицы

$$\epsilon = E_{3\times3}/L \tag{3.9}$$

в LXe и CsI калориметрах, которое приписывается затравочному элементу. Для каждого канала калориметра строится распределение по величине ϵ (см. Рисунок 3.8). Данное распределение аппроксимировалось функцией логарифмически нормального распределения (3.6). Из аппроксимации определялся параметр положения пика ϵ_p, характеризующий значение наиболее вероятной величины удельного энерговыделения.

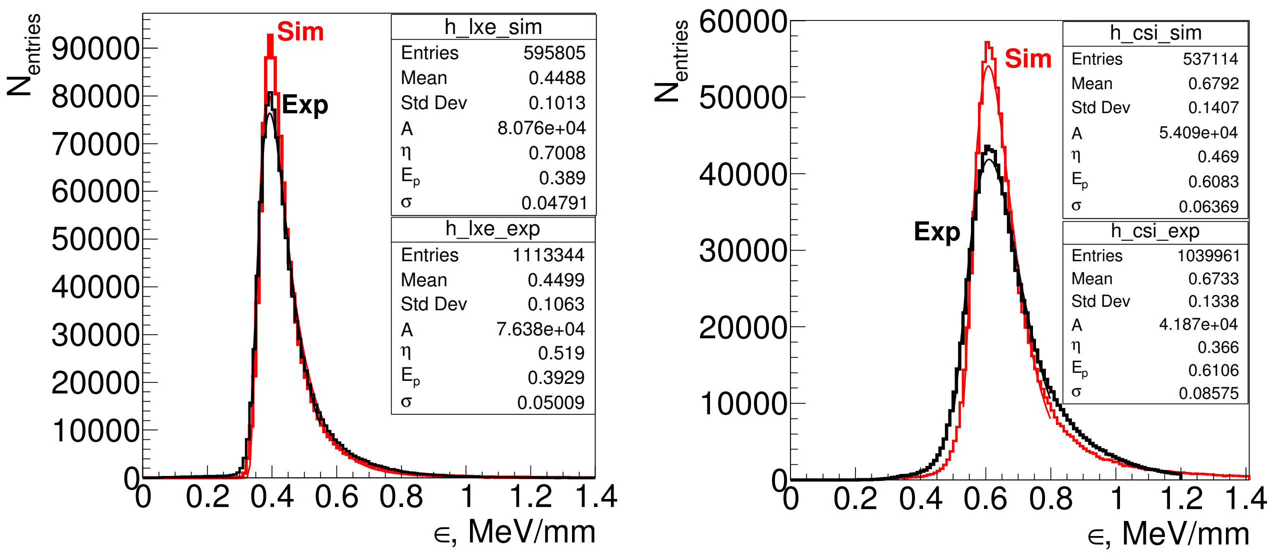


Рисунок 3.8. Распределение удельного энерговыделения ϵ в жидкоксеноновом (слева) и CsI (справа) калориметрах в эксперименте и моделировании. В гистограммы собраны данные со всех каналов соответствующего калориметра. Заметная разница в ширине распределений для CsI калориметра связана с разбросом калибровочных коэффициентов

Калибровочные коэффициенты определялись как отношение положения пика в моделировании к положению пика в данном канале, определенному в эксперименте:

$$k_i^{cosm} = \epsilon_p^{sim} / \epsilon_p^i \tag{3.10}$$

Преимуществом данного подхода является то, что он имеет слабую чувствительность к точности описания распределения космических частиц по импульсу и углам.

На Рисунке 3.9 приведены характерные распределения количества событий в зависимости от номера канала подсистемы калориметра. В распределениях видна модуляция с малым периодом (8 каналов для LXe и 16 для CsI), соответствующая падению статистики на краях калориметров. Также видно, что количество событий резко падает для первого и пятого октантов (боковые октанты, см. Рисунок 2.24), а так же для башен LXe в районе каналов 1 (264) и 140. Это связано с тем, что поток космических частиц под малыми углами к горизонту сильно подавлен.

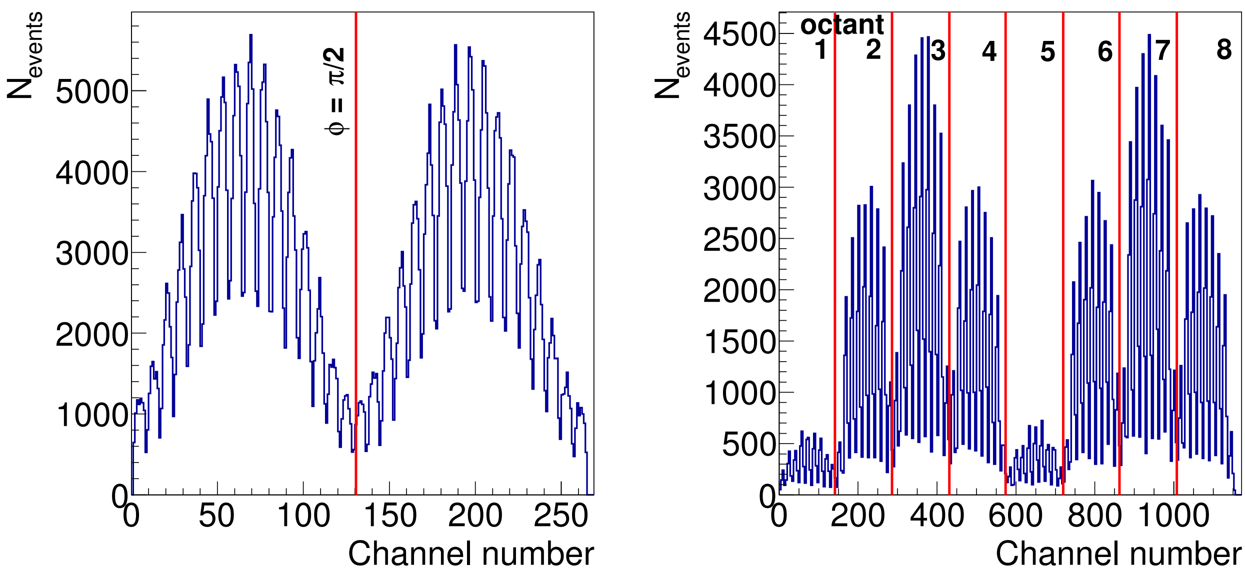


Рисунок 3.9. Количество отобранных событий космики на канал в зависимости от номера канала LXe (слева) и CsI (справа) калориметров

На Рис 3.10a приведено распределение коэффициентов k_i^{cosm} для CsI калориметра. Ширина распределения главным образом определяется погрешностью предварительных значений коэффициентов k_i^{pre}, которая, как видно из рисунков, составила около 4%. На гистограмме видно небольшое количество каналов, с большим отклонением от единицы – они соответствуют кристаллам, находящимся вблизи неработающих каналов калориметра.

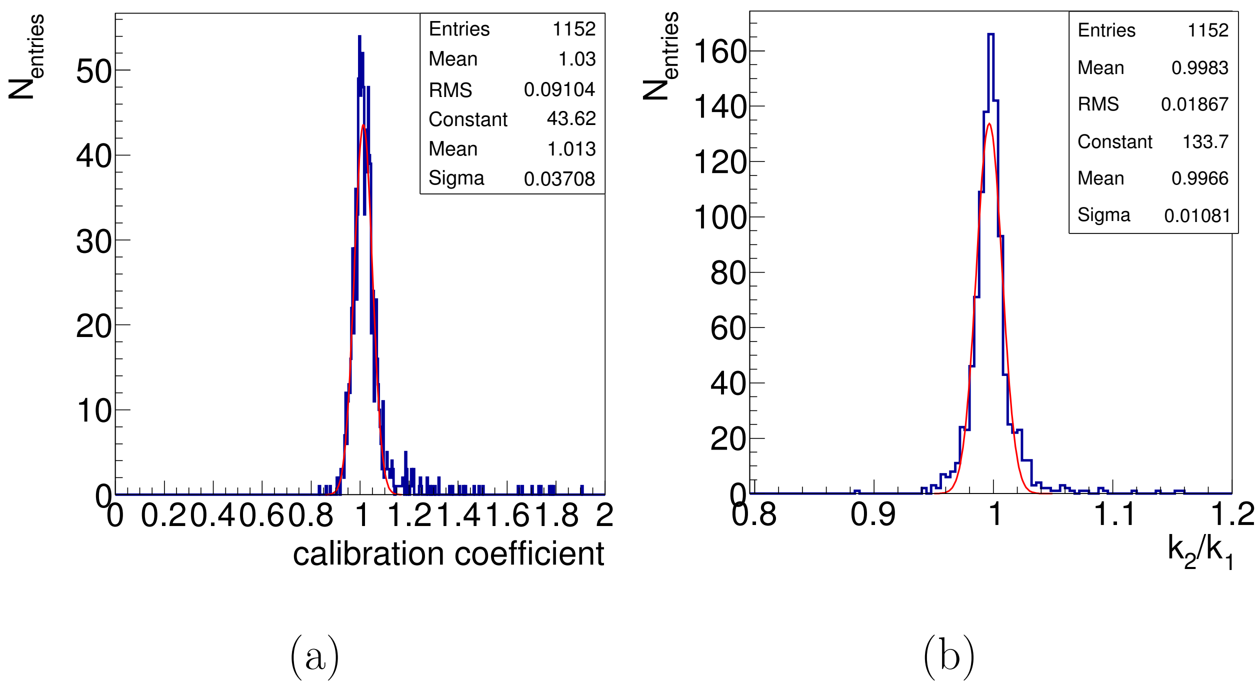


Рисунок 3.10. Распределение значений $\mathrm{k_i^{cosm}}$ для каналов CsI калориметра (a). Распределение отношения калибровочных коэффициентов для двух калибровок, проведенных с полугодовым интервалом времени между ними(b)

На Рисунке 3.10b приведено распределение по величине отношения $k_i^{cosm}(t_2)/k_i^{cosm}(t_1)$, где $k_i^{cosm}(t_1)$ и $k_i^{cosm}(t_2)$ — коэффициенты, полученные в двух различных калибровках, проведенных с интервалом полгода между ними. Ширина распределения определяется статистической погрешностью и стабильностью параметров калориметра. Как видно из распределения, значения калибровочных коэффициентов определяются со статистической погрешностью менее 1%. Однако, в распределении видно небольшое число каналов с большим отклонением отношения $k(t_2)/k(t_1)$ от единицы, их наличие связано с тем, что коэффициенты $k(t_2)$ были определены в более поздних заходах, в которых увеличилось число нерабочих каналов. Для кристаллов, расположенных вблизи неисправных счетчиков, калибровочные коэффициенты получаются завышенными из-за неизвестной величины энерговыделения в неисправных каналах.

На Рисунке 3.11 изображены зависимости калибровочных коэффициентов от номера кристалла в линейке (индекс кристалла по θ) и номера линейки (индекс кристалла по ϕ). Из распределений видна небольшая систематическая зависимость (на уровне 2%) значений предварительных коэффициентов k_i^{pre} от индекса кристалла по θ (z_{ID}). Вследствие очень низкой скорости счета отбираемых событий космики в вертикально ориентированных октантах, калибровка CsI калориметра проводилась по данным, набранным за 1-2 месяца проведения экспериментов.

На Рисунке 3.12a представлено распределение полученных значений калибровочных коэффициентов для LXe калориметра. При проведении калибровки в разных интервалах времени был обнаружен существенны разброс (около 5%) значений коэффициентов (см. Рисунок 3.12b), что было связано с существенной нестабильностью отклика электроники LXe калориметра. Следующий подраздел посвящен этой проблеме.

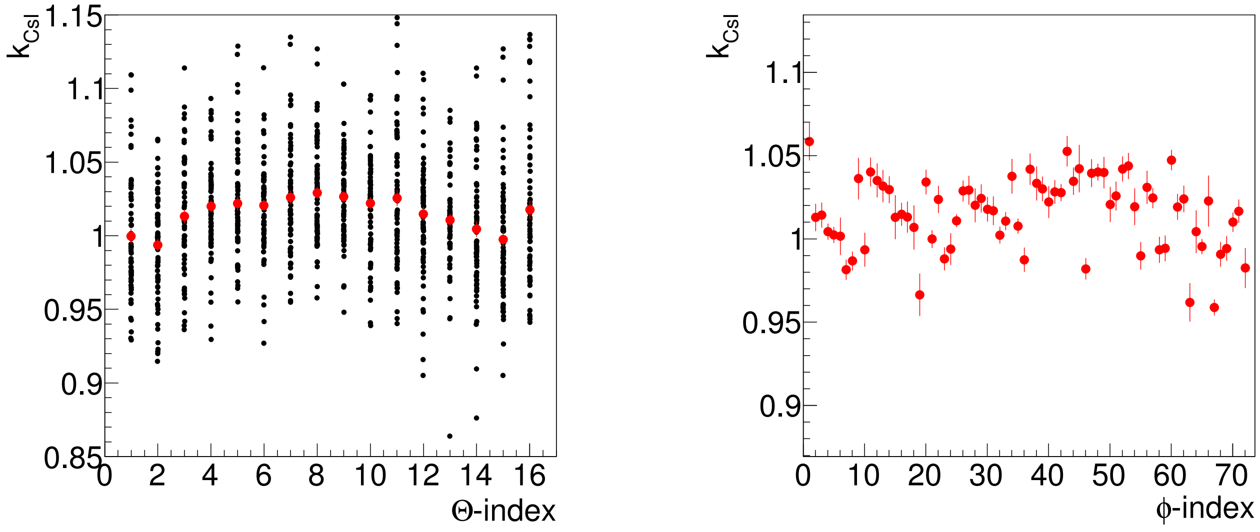
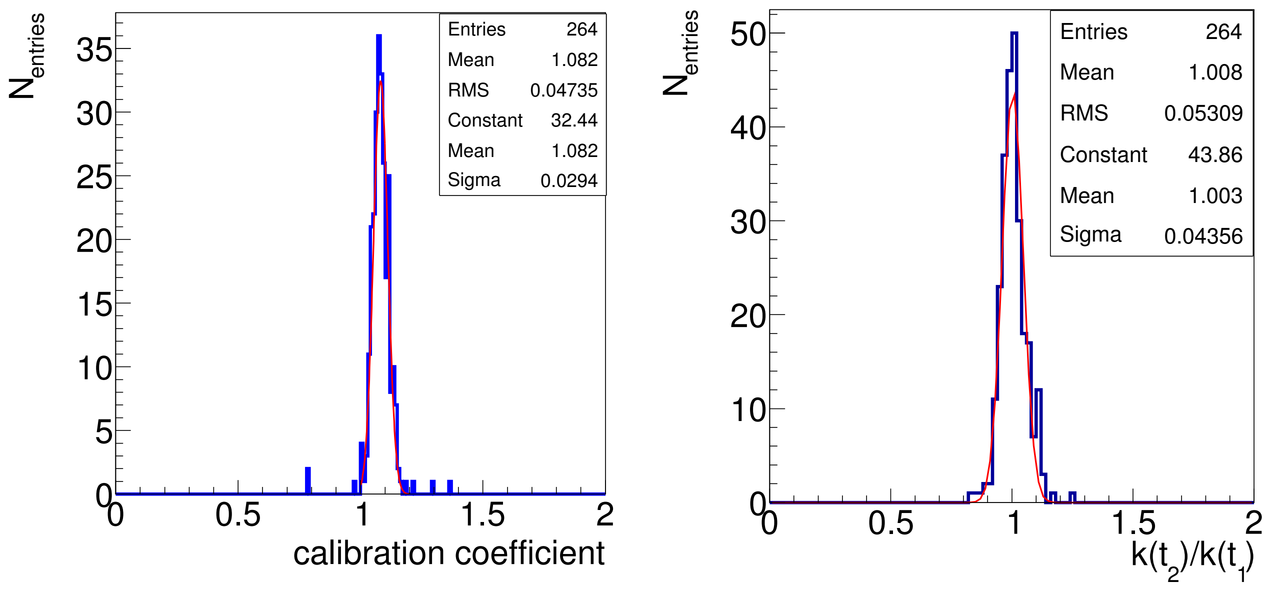


Рисунок 3.11. Распределение значений k_i^{cosm} для каналов CsI калориметра в зависимости от номера кристалла в линейке (слева) и от номера линейки (справа)



(a) (b)

Рисунок 3.12. Распределение значений калибровочных коэффициентов k_i^{cosm} для каналов жидкоксенонового калориметра (a). Распределение отношения калибровочных коэффициентов для двух калибровок, проведенных с интервалом времени один месяц (b)

3.3. Стабильность отклика калориметра

С помощью космических частиц также проводилось дополнительное исследование стабильности отклика электроники подсистем калориметра. Для этой цели использовались космические события, отобранные в экспериментальных заходах с теми же критериями отбора, которые применялись в процедуре энергетической калибровки. Поскольку скорость счета в отдельных элементах калориметра недостаточна для ежедневного контроля каждого канала, проводилось усреднение по группе из 8 башен (всего 33 группы) с одинаковым индексом ϕ_{ID} (см. Рисунок 2.24). На Рисунке 3.13a представлена величина наиболее вероятного энерговыделения космических частиц в одной из групп в зависимости от времени. На графике видна существенная нестабильность. Причины нестабильности были связаны с особенностью работы плат УФО-32 жидкоксенонового калориметра, которая описана в разделе 2.2.4. Для того, чтобы компенсировать эту нестабильность, была проведена ежедневная калибровка LXe калориметра. В такой калибровке определялись калибровочные коэффициенты для каждой из 33 башенных групп жидкоксенонового калориметра на каждый день проведения экспериментов. Применение данных коэффициентов в обработке данных позволило улучшить стабильность каналов LXe калориметра до $\approx 1\%$. На Рисунке 3.13a приведена стабильность отклика каналов LXe калориметра после ежедневной калибровки: на графике изображено относительное положение пика космики, усредненное по всем каналам калориметра, в зависимости от времени.

На Рисунке 3.13b приведена временная зависимость положения пика энерговыделения космики в CsI калориметре, усредненного по всем каналам. Небольшая зависимость ($\sim 1\%$) отклика CsI калориметра от времени связана с температурной зависимостью световыхода сцинтилляционных кристаллов.

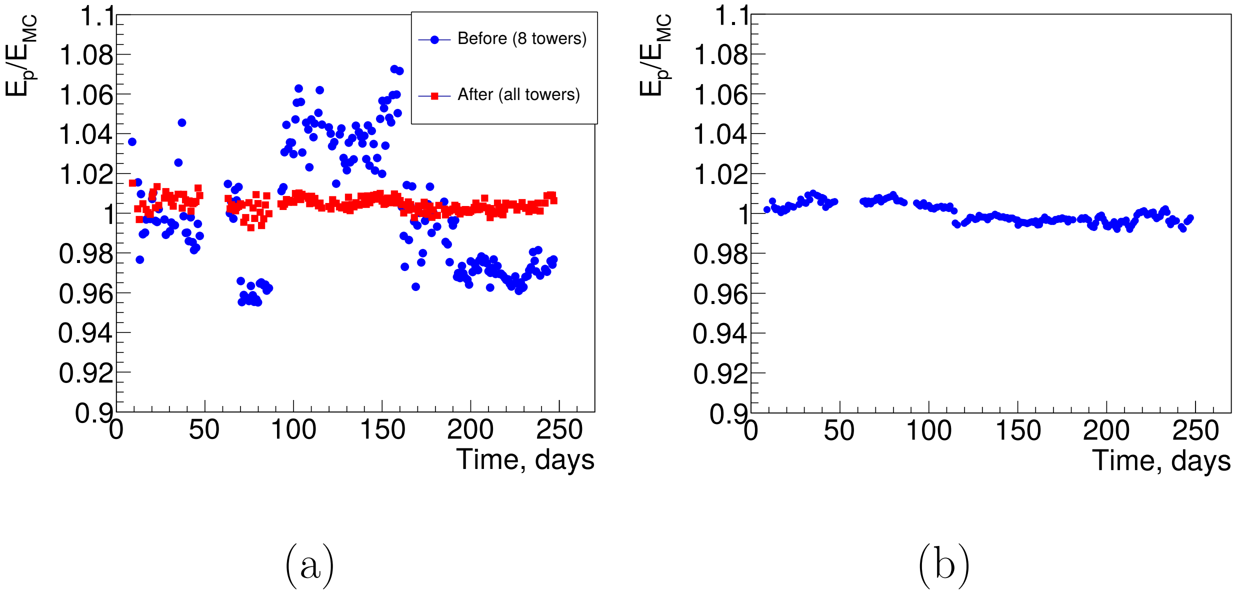


Рисунок 3.13. Стабильность положения пика энерговыделения космических событий в LXe калориметре (a) и в CsI калориметре (b)

Вследствие нестабильности электроники LXe калориметра, процедура космической калибровки для него была несколько усложнена: в первую очередь проводилась ежедневная калибровка башенных групп, чтобы выровнять отклик электроники по времени, после этого уже проводилась описанная в предыдущем подразделе калибровка каждой башни калориметра. Статистическая погрешность определения калибровочных коэффициентов для башен LXe калориметра составила около 3%.

Глава 4

Энергетическая калибровка с использованием событий упругого e^+e^--рассеяния

4.1. Критерии отбора событий

Наиболее точные значения калибровочных коэффициентов k_i определяются из калибровки с использованием событий упругого e^+e^-–рассеяния. В первую очередь производится отбор событий процесса в соответствии с условиями:

- Восстановлено два кластера энерговыделения в калориметре.
- Два противоположно заряженных коллинеарных трека в ДК.
- Расколлинеарность треков по θ: $|\theta_1 + \theta_2 - \pi| < 0.1$ (см. Рисунок 4.1).
- Расколлинеарность треков по ϕ: $|\phi_1 - \phi_2| < 0.05$ (см. Рисунок 4.1).
- $E_{beam}/2 < E_{1,2} < 1.05 \cdot E_{beam}$, где $E_{1,2}$ – энерговыделение в кластерах калориметра (см. Рисунок 4.2).
- $|p - E_{beam}| < 3 \cdot \sigma_p(p)$, где p – импульс частицы, σ_p – импульсное разрешение ДК (см. Рисунок 4.2).

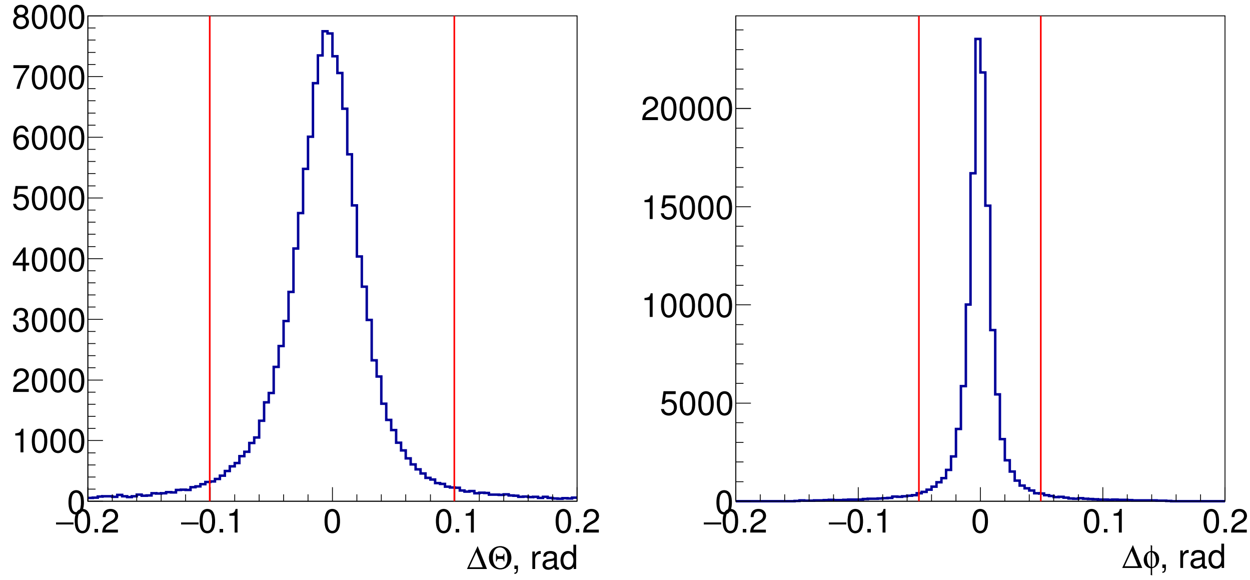


Рисунок 4.1. Распределение величины расколинеарности треков в ДК по углу θ (слева) и углу ϕ (справа)

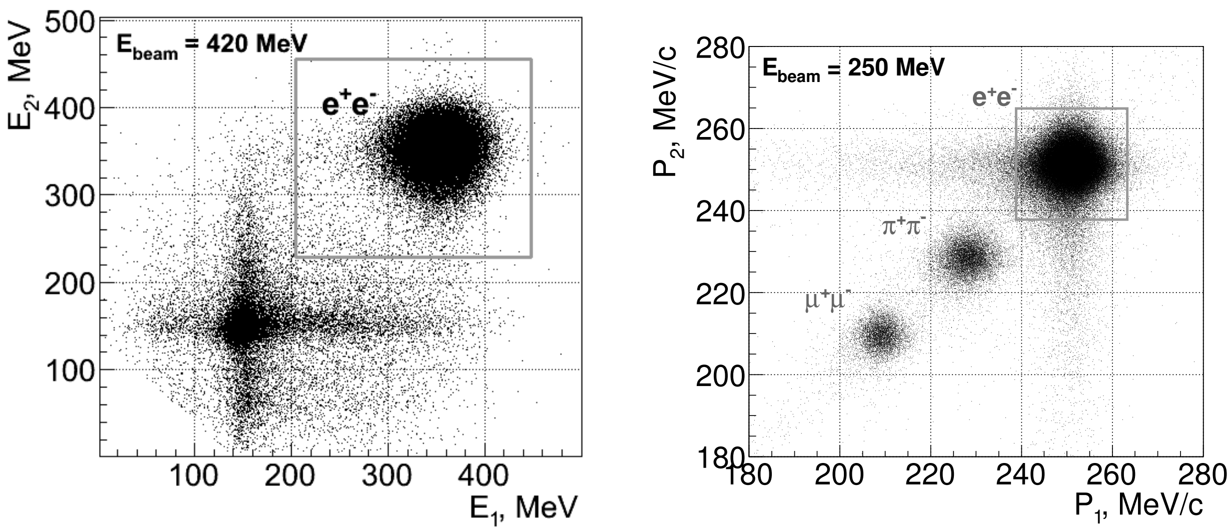


Рисунок 4.2. Распределение по энергии кластеров (слева). Распределение по импульсам треков (справа). Квадратами отмечены условия отбора

4.2. Алгоритм калибровки

Для отобранных событий рассматривается функционал

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^{N} \frac{(E_{mc}(\theta_n, \phi_n) - \sum E_i^n k_i - E_{CsI}^n)^2}{\sigma^2(\theta_n)}, \tag{4.1}$$

где n – номер события, i – номер элемента LXe калориметра, $E_{mc}^n(\theta_n, \phi_n)$ – величина энергии, выделившейся в калориметре, определенная из моделирования для данной энергии пучков, E_i^n - энерговыделение в i-м элементе LXe калориметра, E_{CsI}^n – величина энерговыделения в CsI калориметре, $\sigma(\theta)$ - энергетическое разрешение составного калориметра как функция полярного угла θ, определенное из моделирования. Суммирование по индексу i подразумевает суммирование по всем башням LXe калориметра, которые принадлежат кластеру энерговыделения зарегистрированной частицы. Зависимости $E_{mc}(\theta, \phi)$ и $\sigma(\theta)$ определялись из моделирования событий e^+e^-– рассеяния. На Рисунке 4.3 и приведены характерные виды функций $E_{mc}(\theta, \phi)$ и $\sigma(\theta)$. Из графиков видно, что к краю LXe калориметра энерговыделение резко падает и растет ширина распределения энерговыделения, что связано с утечками ливня в зазор между LXe и BGO калориметрами.

Требование минимума функционала χ^2 приводит к системе линейных уравнений:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial k_i} = 0 \Rightarrow \sum_j k_j \, Q_{ij} = R_i, \tag{4.2}$$

где

$$Q_{ij} = \sum_{n=1}^{N} \frac{E_i^n E_j^n}{\sigma^2}, R_i = \sum_{n=1}^{N} \frac{E_i^n (E_{mc}^n - E_{CsI}^n)}{\sigma^2}, \tag{4.3}$$

Решение данной системы относительно коэффициентов k_i дает искомые значения

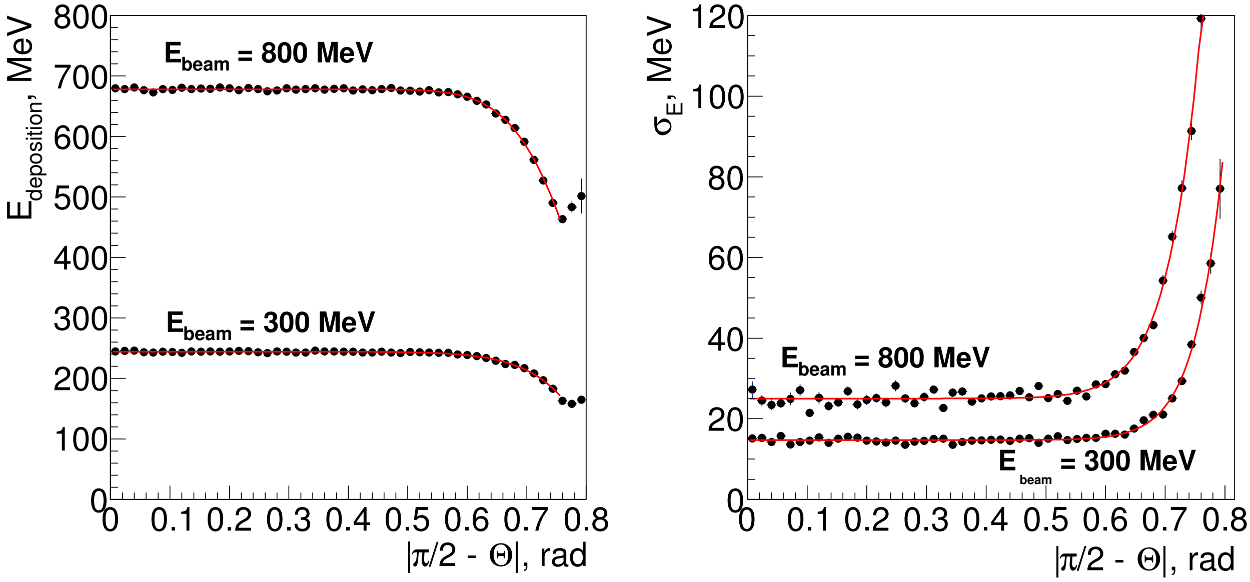


Рисунок 4.3. График зависимости энерговыделения в цилиндрическом калориметре от Θ для энергий пучков 300 МэВ и 800 МэВ (слева). Зависимость σ распределения энерговыделения в цилиндрическом калориметре от Θ (справа)

$$k_i = \sum_j R_j \, (Q^{-1})_{ij} \tag{4.4}$$

Описанная процедура применялась к данным итерационным образом. После вычисления коэффициентов k_i^j, где j – номер итерации, энерговыделение в жидкоксеноновом калориметре пересчитывалось для каждого события с учетом полученных коэффициентов. Окончательное значение коэффициентов определяется как произведение коэффициентов на каждой итерации:

$$k_i = k_i^1 \times k_i^2 \times ... \times k_i^N, \tag{4.5}$$

где N – число итераций.

Алгоритм калибровки был в первую очередь проверен на моделировании. Для этого было проведено моделирование процесса e^+e^-–рассеяния для различных значений энергии пучков. Далее к данным применялась вышеописанная процедура и определялись калибровочные коэффициенты для каналов LXe калориметра. Поскольку в данных моделирования записывается точное энерговыделение (с точностью до шумов электроники), то идеальная калибровочная процедура должна давать коэффициенты, равные единице. На Рисунке 4.4a приведено распределение калибровочных коэффициентов, полученных из моделирования для энергии пучков 300 МэВ, число отобранных событий составило около 300000.

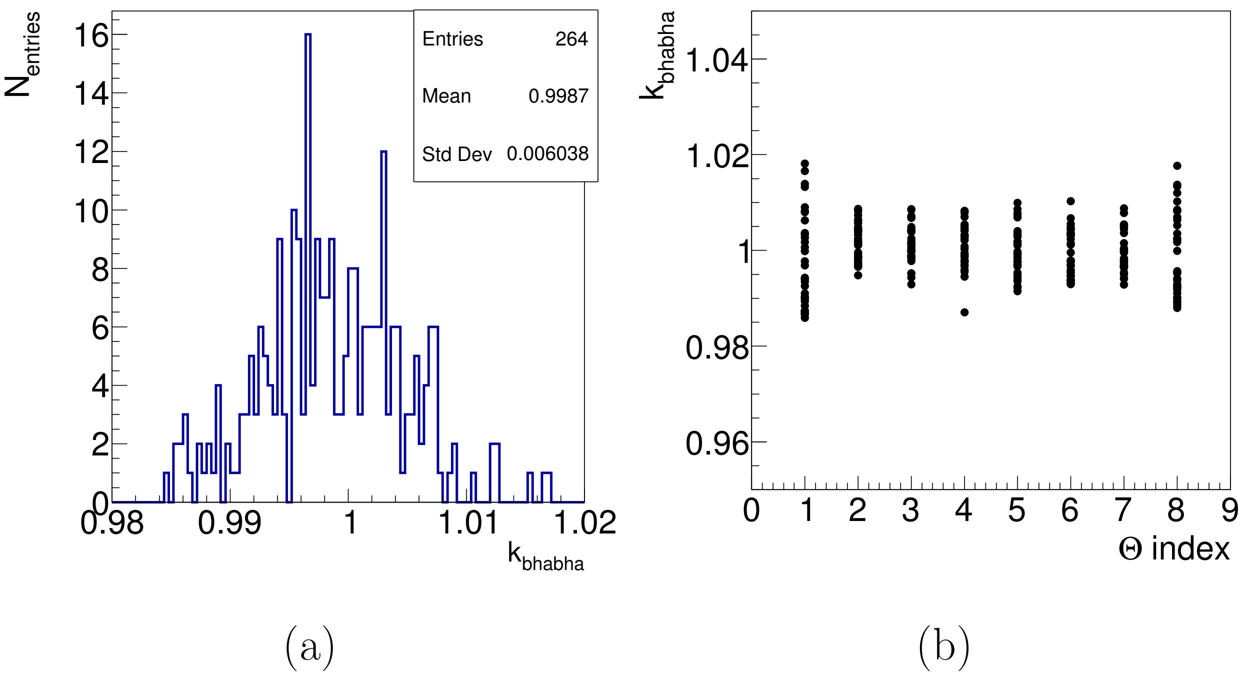


Рисунок 4.4. Распределение калибровочных коэффициентов LXe в моделировании (a). Распределение калибровочных коэффициентов LXe в зависимости от θ–индекса башни (b)

На Рисунке 4.4b приведено распределение коэффициентов в зависимости от θ–индекса башни LXe калориметра, из которого видно, что для крайних башен точность калибровки заметно ухудшается, но отсутствует систематическое смещение коэффициентов. Зависимость относительной погрешности определения калибровочных коэффициентов от количества отобранных событий e^+e^-–рассеяния приведена на Рисунке 4.5. Из графика видно, что для достижения статистической погрешности на уровне 0.7% необходимо около 100 тысяч событий, что примерно соответствует статистике, набираемой в эксперименте на одной точке по энергии. Следует отметить, что точность калибровки практически не улучшается с увеличением числа событий от 200 до 500 тысяч событий. Это объясняется точностью описания функции $\mathrm{E_{mc}}(\theta, \phi)$, при ее вычислении не учитывалась зависимость величины выделенной энергии от угла ϕ частицы, которая составляет около 0.5 %. Однако, это не дает существенного вклада в точность калибровки и разрешение калориметра.

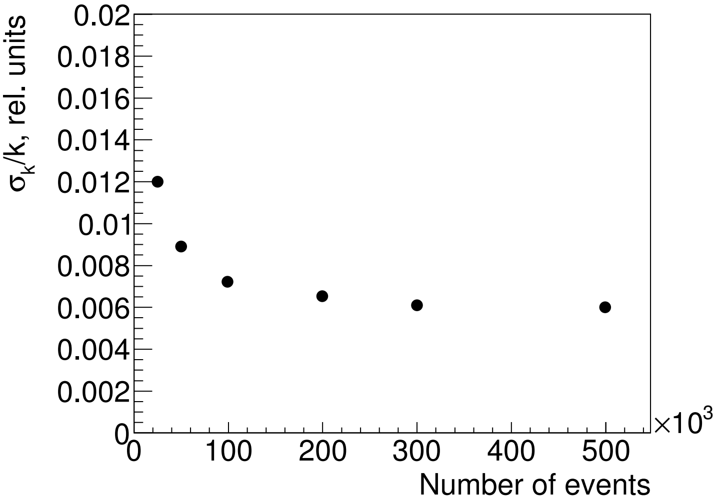


Рисунок 4.5. Зависимость статистической погрешности калибровочных коэффициентов от количества отобранных событий e^+e^-– рассеяния

На Рисунке 4.6 приведено распределение калибровочных коэффициентов $\mathrm{k_i^j}$ в зависимости от номера итерации j. В соответствии с выражением (4.5), коэффициенты, полученные на j-й итерации, являются уточнением результатов предыдущей. Из графика видно, уже на 3-й итерации коэффициенты k_i^3 практически не отличаются от единицы. Представленный график был получен с начальными коэффициентами распределенными, в соответствии с нормальным распределением со средним равным единице и стандартным отклонением 5%. Если же внести начальные коэффициенты систематически сдвинутые на 10-15%, то последовательность коэффициентов сходится к пятой итерации. Вследствие этого, для калибровки в эксперименте проводилось 5 итераций.

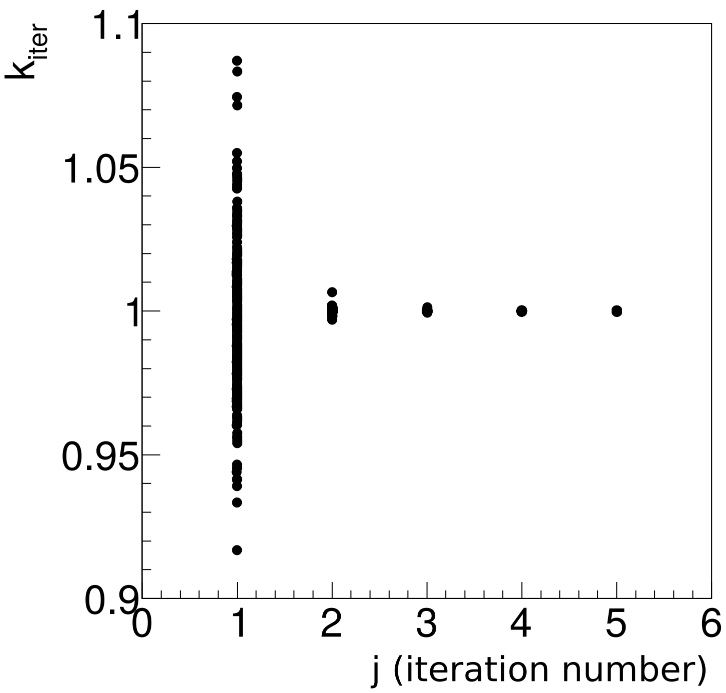


Рисунок 4.6. Распределение калибровочных коэффициентов k_i^j в зависимости от номера итерации j

Также было исследовано влияние погрешности определения калибровочных коэффициентов k_i^{CsI} и их систематического смещения на точность определения коэффициентов для жидкоксенонового калориметра. С этой целью были сгенерированы случайные коэффициенты $\mathrm{k_i^{CsI}}$ для каналов CsI калориметра. Коэффициенты генерировались в соответствии с нормальным распределением со средним значением $\mathrm{k_{mean}}$ и среднеквадратичным отклонением $\sigma_{\mathrm{k}}^{\mathrm{CsI}}$. Энерговыделение кластеров в CsI калориметре было пересчитано с учетом этих коэффициентов и к пересчитанным данным была применена описанная выше процедура вычисления калибровочных коэффициентов LXe. В Таблице 4.1 приведены результаты данного исследования. Как видно из таблицы, даже погрешность в определении CsI коэффициентов на уровне 10% приводит к незначительному ухудшению точности калибровки LXe калориметра, поскольку в CsI калориметре выделяется меньшая доля энергии.

Таблица 4.1. Влияние погрешности и систематического сдвига калибровки CsI калориметра на определение коэффициентов для жидкоксенонового калориметра при проведении калибровки на данных с энергией пучков, равной 300 МэВ.

k_{mean}^{CsI}	1.0	0.95	0.9
k_{mean}^{LXe}	0.998	1.007	1.016

σ_k^{CsI}	0	0.05	0.1
σ_k^{LXe}	0.006	0.008	0.01

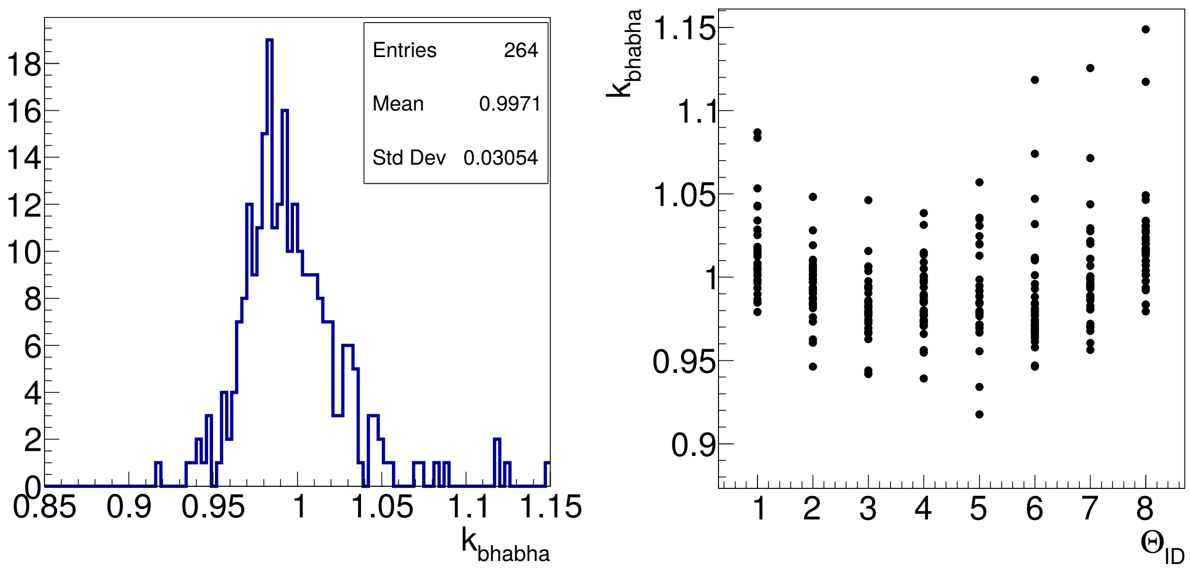
Кроме того, на моделировании было проведено исследование возможности калибровки CsI калориметра по событиям e^+e^-–рассеяния одновременно с жидкоксеноновым калориметром. Для этого функционал (4.1) следует преобразовать к виду:

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^{N} \frac{(E_{mc}(\theta_n, \phi_n) - \sum_i E_i^n k_i - \sum_j E_j^n k_j)^2}{\sigma^2(\theta_n)}, \tag{4.6}$$

где $\mathrm{E_i}$, $\mathrm{k_i}$ – энерговыделение и калибровочные коэффициенты башен LXe калориметра, E_j, k_j – энерговыделение и калибровочные коэффициенты для кристаллов CsI калориметра. Однако, введение коэффициентов для CsI калориметра в качестве свободных параметров приводит к систематическому смещению коэффициентов как для LXe калориметра, так и для CsI на 2-3%, а так же к ухудшению статистической точности определения LXe коэффициентов приблизительно в 3 раза. Точность определения CsI коэффициентов составила около 7% на статистике 100000 событий. Таким образом, поскольку калибровка с космическими событиями дает достаточную точность определения коэффициентов для CsI калориметра, калибровка по событиям e^+e^-–рассеяния проводится только для каналов жидкоксенонового калориметра.

4.3. Результаты калибровки

В эксперименте калибровка по событиям упругого электрон–позитронного рассеяния была проведена с использованием данных, набранных при энергии пучков равной 300 МэВ. Калибровка была проведена при одном значении энергии пучков, чтобы избежать систематической зависимости калибровочных коэффициентов от энергии в пучке, вследствие неполного согласия моделирования и эксперимента. Калибровка проводилась именно на малой энергии, поскольку при большой амплитуде сигнала в башнях жидкоксенонового калориметра в экспериментах 2010–2013 наблюдались выраженные проблемы в работе плат УФО-32 (см. раздел 2.2.4). Калибровочные коэффициенты, определенные с помощью процесса e^+e^-–рассеяния k_i^{bhabha}, являются уточнением калибровочных коэффициентов k_i^{cosm}, определенных с помощью космических частиц (3.3). На Рисунке 4.7а представлено распределение калибровочных коэффициентов k_i^{bhabha}, определенных с использованием процесса e^+e^-–рассеяния по данным эксперимента, набранным при энергии пучков 300 МэВ. Среднеквадратичное отклонение 3% определяется в основном погрешностью определения k_i^{cosm}.



(a)

(b)

Рисунок 4.7. Распределение калибровочных коэффициентов для каналов LXe калориметра в эксперименте (a). Распределение калибровочных коэффициентов в зависимости от θ–индекса башни (b)

На Рисунке 4.7b приведено распределение коэффициентов k_i^{bhabha} в зависимости от θ–индекса башни (z_{ID}), на котором видна небольшая систематика в пределе 2% в значениях калибровочных коэффициентов, определенных по космическим частицам в зависимости от положения башни по z (по θ). Статистическая погрешность определения калибровочных коэффициентов составила менее 1%.

После определения коэффициентов $\mathrm{k_i^{final}}$ была проведена переобработка данных с применением полученных коэффициентов. На Рисунке 4.8 приведено отношение средней величины энергии, выделенной в калориметре, для событий e^+e^-–рассеяния в эксперименте к среднему энерговыделению в моделировании в зависимости от энергии в пучке. На графике видно отличие эксперимента от моделирования на уровне до 5%. Его причины пояснены в разделе 2.2.4. Для уточнения измерений, к энерговыделению применялась экспериментальная поправка, определенная следующим образом. Приведенная зависимость аппроксимировалась полиномом третьей степени $f_3(E_{exp})$, параметры которого вносились в обработку данных. Поправленная величина энерговыделения определятся как

$$E_{dep} = \begin{cases} E_{exp} \cdot f_3(E_{exp}), & \text{при } E_{exp} \geq 150 \text{ МэВ} \\ E_{exp} \cdot f_3(150), & \text{при } E < 150 \text{ МэВ} \end{cases} \tag{4.7}$$

После применения этой поправки отношение энерговыделения в моделировании к энерговыделению в эксперименте в зависимости от энергии пучков приведено на Рисунке 4.8. Из графика видно, что точность калибровки калориметра около 1%. Зависимость энергетического разрешения калориметра, определенная по событиям e^+e- рассеяния изображена на Рисунке 4.9 для эксперимента и моделирования. Как видно из графика, экспериментальное энергетическое разрешение цилиндрического калориметра близко к разрешению в моделировании.

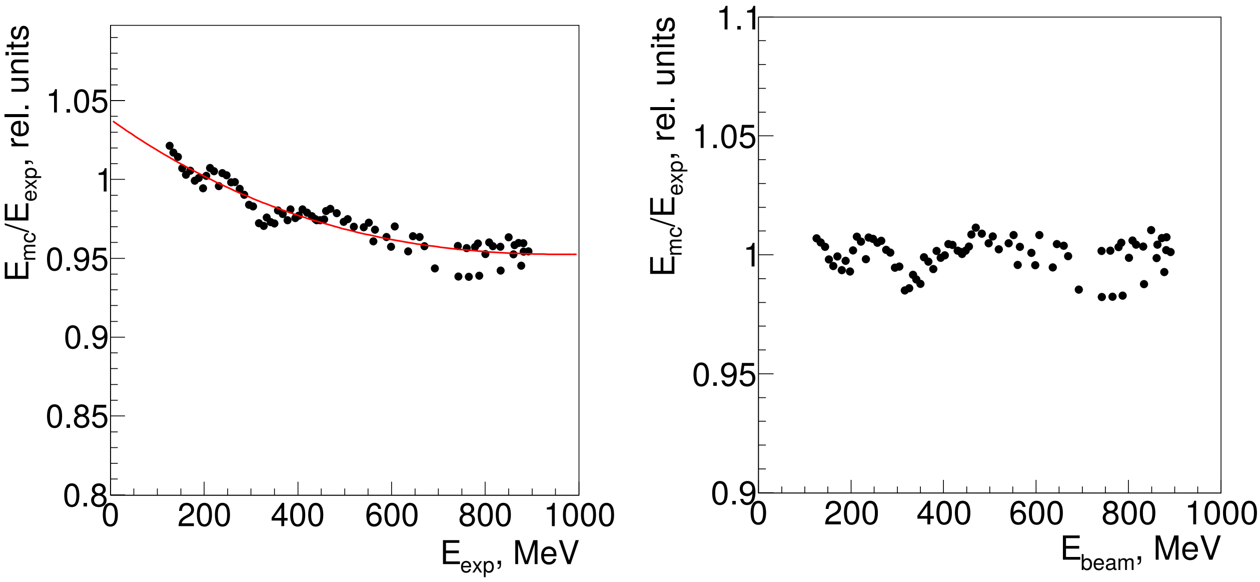


Рисунок 4.8. Зависимость отношения среднего энерговыделения электронов и позитронов в моделировании к энерговыделению в эксперименте от энерговыделения измеренного в эксперименте (слева). Отношение средней энергии, выделенной электронами и позитронами, в калориметре, полученное из моделировании, к экспериментальной величине в зависимости от энергии пучков после введения поправки (справа)

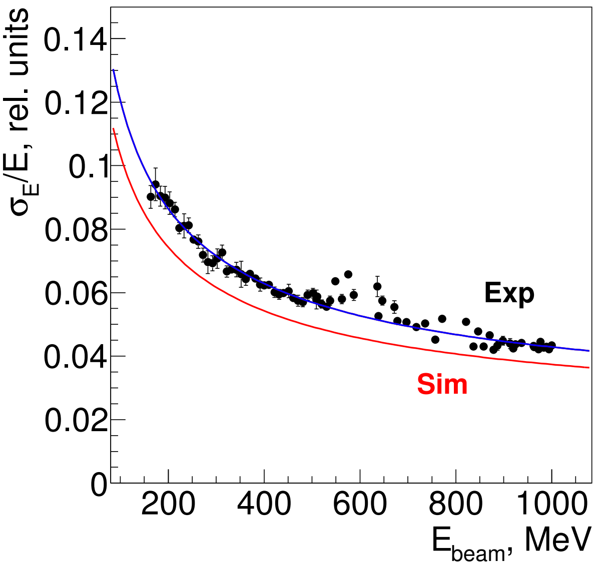


Рисунок 4.9. Зависимость разрешения цилиндрического калориметра для событий e^+e^-–рассеяния от энергии пучков в эксперименте и моделировании

Глава 5

Восстановление энергии и координат фотонов

Энергия, выделенная в калориметре, и координаты кластера имеют систематическое отклонение от кинематических параметров фотонов (энергии фотона и углов вылета фотона из области взаимодействия пучков). Строго говоря, по данным с калориметра определяются координаты попадания частицы в калориметр. Для фотонов, вылетающих из места встречи пучков (из начала координат), они будут совпадать с углами вылета фотона (θ ϕ). Координаты кластеров имеют систематическое смещение относительно истинных координат фотона. Величина этого смещения мала в случае, если координаты точки конверсии фотона в электрон–позитронную пару были определены с использованием информации с полосковых электродов. Если координаты кластера определены методом центра тяжести башен (кристаллов), то величина поправки будет более существенной.

Поправки к энергии, учитывающие утечки ливня и потери энергии в пассивном веществе, а также поправки к координатам кластера были определены из моделирования.

5.1. Реконструкция энергии фотонов

Вследствие флуктуаций утечек электромагнитного ливня, потерь энергии в пассивном веществе, а также шумов электроники, величина измеренного энерговыделения является статистически распределенной величиной. На Рисунке 5.1 изображены характерные распределения энергии, выделенной в калориметре, для трех значений начальной энергии фотона (100, 300 и 800 МэВ) в области углов $|\theta - \pi/2| < 0.6$ вдали от торцов LXe калориметра.

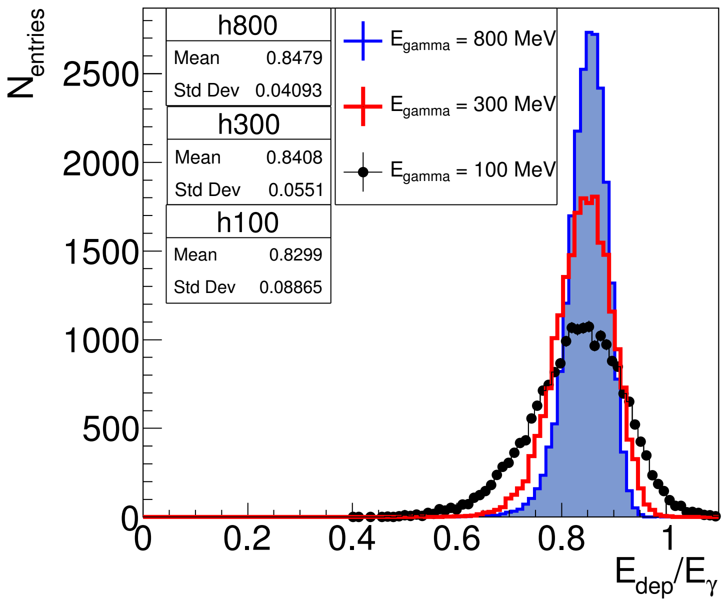


Рисунок 5.1. Распределение отношения E_{dep}/E_γ, выделенной в калориметре, к истинной энергии для фотонов с энергиями 100, 300 и 800 МэВ, зарегистрированных в достаточном удалении от края калориметра: $|\pi/2 - \theta| < 0.6$. Распределения получены из моделирования

Для определения начальной энергии фотона необходимо определить некоторую функцию $\Phi(E_{dep}, \theta, \phi)$, такую что:

$$\langle \Phi \rangle = E_\gamma. \tag{5.1}$$

Поскольку среднее энерговыделение фотонов $\langle E_{dep} \rangle$ в калориметре является функцией начальной энергии фотона E_γ и координат его входа в калориметр

$$\langle E_{dep} \rangle = f(E_\gamma, \theta, \phi), \tag{5.2}$$

то в качестве начального приближения для определения энергии фотона использовалась функция, обратная $f(E_\gamma, \theta, \phi)$:

$$\Phi = f^{-1}(E_{dep}, \theta, \phi), \tag{5.3}$$

Функция $f(E_\gamma, \theta, \phi)$ определяется с помощью Моте-Карло моделирования регистрации фотона в калориметре. Для ее определения было проведено моделирование около 15 миллионов событий с одним фотоном, вылетающим из начала координат, в диапазоне энергий от 0 до 1000 МэВ. Начальное направление движения фотона разыгрывалось равномерно по телесному углу, охватывающему цилиндрический и BGO калориметры. Энергетический диапазон разбит на 100 точек по энергии, для каждого значения энергии $E_{\gamma i}$ была определена функция $f_i(E_{\gamma i}, \theta, \phi)$. На Рисунке 5.2a приведено распределение отношения измеренного энерговыделения фотона с энергией 800 МэВ к его начальной энергии в зависимости от угла θ. На Рисунке 5.2b представлена зависимость отношения средней величины выделенной энергии к начальной энергии фотона от угла θ для различных значений истинной энергии фотона. Данное распределение аппроксимировалось функцией

$$\begin{aligned} E_{dep} = & E_0 - \Delta E_{gap1} \cdot exp\Big\{ -\frac{(\theta - \theta_{gap})^2}{\sigma_{gap}^2} \Big\} - \Delta E_{gap2} \cdot exp\Big\{ -\frac{(\theta - \theta_{gap})^2}{\sigma_{gap2}^2} \Big\} - \\ & \Delta E_{BGO} \cdot \Big[erf(\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta}) + erf(-\frac{\theta - \theta_0}{\Delta\theta}) \Big], \end{aligned} \tag{5.4}$$

где E_0 – среднее значение энергии, выделяемой в LXe калориметре, параметры ΔE_{gap1}, ΔE_{gap2}, σ_{gap1}, σ_{gap2} и θ_{gap} характеризуют "провал" энерговыделения в области стыка LXe и BGO калориметров, ΔE_{BGO}, θ_{BGO} – параметризуют "переход" от LXe к BGO калориметру. Из аппроксимации определялись параметры функций f_i.

Диапазон углов θ от 0.3 до 2.9 радиан разбит на 200 точек θ_j и для каждой пары значений $E_{\gamma i}$, θ_j табулируется величина $E_{ij}^{dep} = f_{ij} = f(E_{\gamma i}, \theta_j)$. Таким образом, по измеренной величине энергии, выделенной в калориметре,

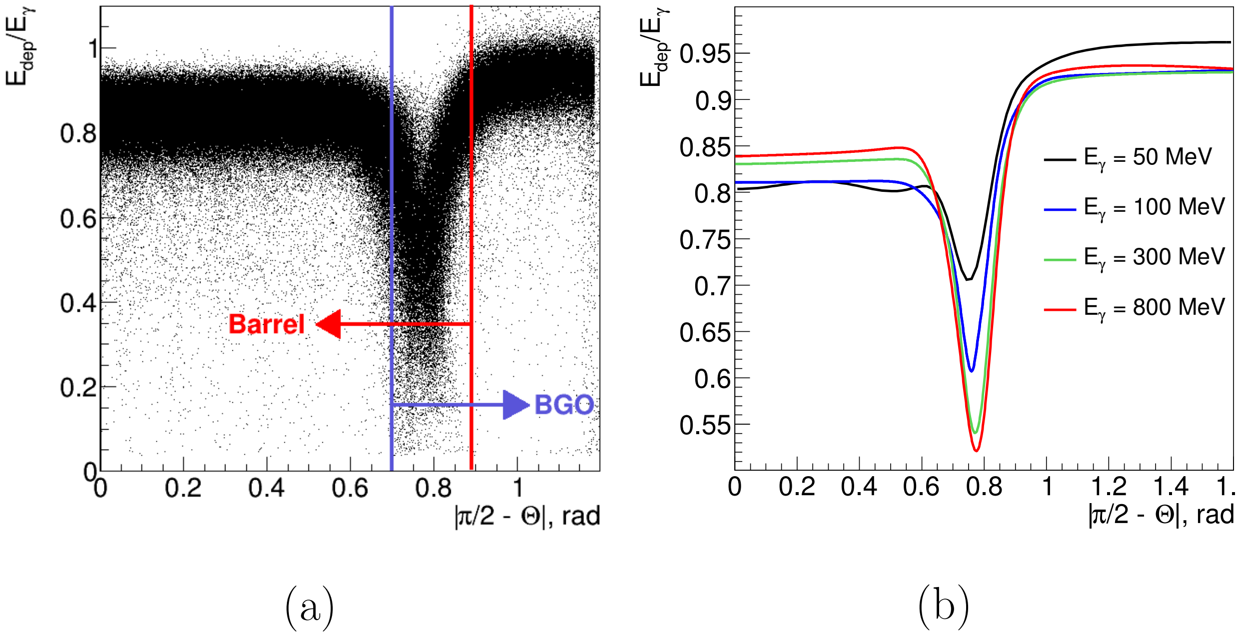


Рисунок 5.2. Распределение отношения энергии, выделенной в калориметре, к истинной энергии фотона в моделировании в зависимости от полярного угла (a). Характерный вид энерговыделения как функции угла θ для различных значений энергии фотона (b)

энергия фотона определяется как $E_\gamma^{rec} = f^{-1}(E_{dep}, \theta, \phi)$ методом линейной аппроксимации между ближайшими табулированными значениями, следующим образом. Сперва определяются индексы i, j такие, что $E_{ij} < E_{dep} < E_{(i+1)j}$ и $\theta_j < \theta < \theta_{j+1}$. Затем энергия фотона E_γ^{rec} вычисляется в соответствии с выражениями:

$$E_\gamma(\theta_j) = E_{\gamma i} + \frac{\Delta E_\gamma}{E_{(i+1)j}^{dep} - E_{ij}^{dep}}(E_{dep} - E_{ij}^{dep}), \tag{5.5}$$

$$E_\gamma(\theta_{j+1}) = E_{\gamma i} + \frac{\Delta E_\gamma}{E_{(i+1)(j+1)}^{dep} - E_{i(j+1)}^{dep}}(E_{dep} - E_{i(j+1)}^{dep}), \tag{5.6}$$

$$E_\gamma^{rec} = E_i + \frac{E_\gamma(\theta_{j+1}) - E_\gamma(\theta_j)}{\Delta\theta}(\theta - \theta_j), \tag{5.7}$$

где ΔE_γ — интервал разбиения энергетического диапазона, $\Delta\theta$ – шаг разбиения по углу θ.

Как показало моделирование, вычисленная таким образом энергия с хорошей точностью удовлетворяет условию (5.1). На Рисунке 5.3a приведено распределение отношения восстановленной энергии фотона E_{γ}^{rec} к истинной энергии фотона E_{γ} в моделировании в зависимости от полярного угла. Из графика видно, что в области стыка LXe и BGO калориметров энергетическое разрешение ухудшается в несколько раз в связи с большими утечками ливня в зазор между калориметрами. Зависимость энергетического разрешения от полярного угла приведена на Рисунке 5.3b.

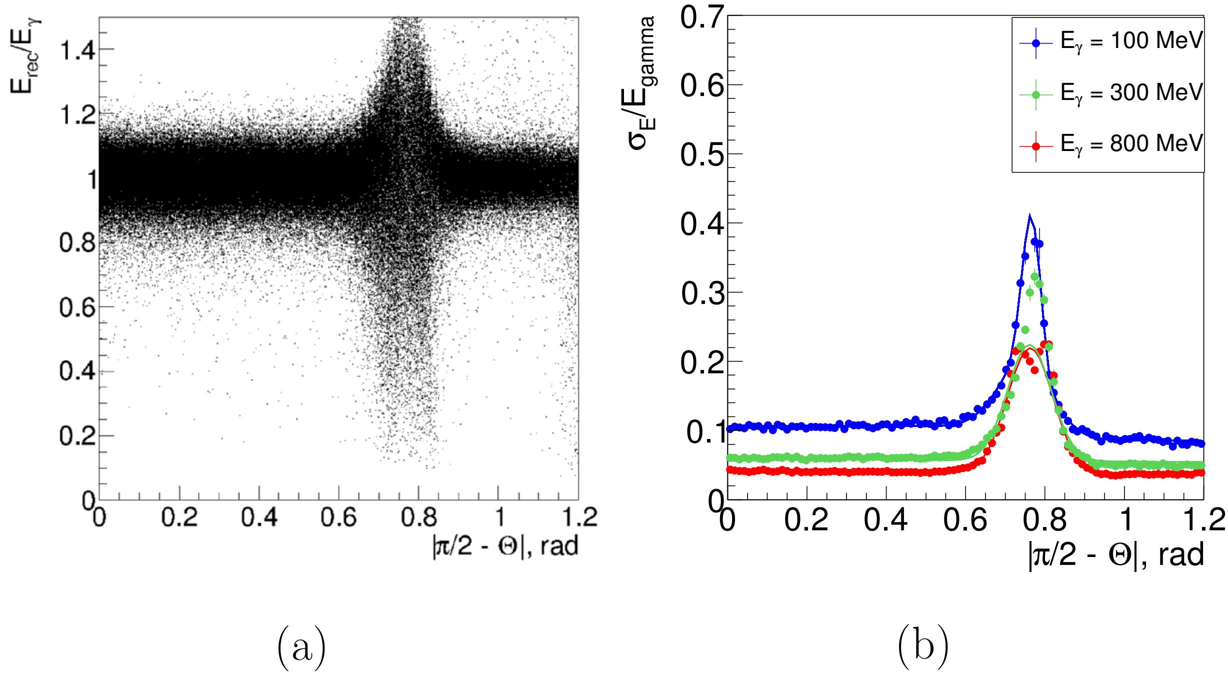


Рисунок 5.3. Распределение отношения энергии, выделенной в калориметре, к истинной энергии фотона в моделировании в зависимости от полярного угла (a). Характерный вид разрешения калориметров как функции полярного угла для различных значений энергии фотона, полученный из моделирования (b)

На Рисунке 5.4 приведено разрешение σ_E/E по величине выделенной энергии E_{dep} и разрешение по величине восстановленной энергии фотона

E_γ^rec в зависимости от его истинной энергии в моделировании. Как видно из представленных графиков, алгоритм восстановления энергии фотона не приводит к ухудшению энергетического разрешения.

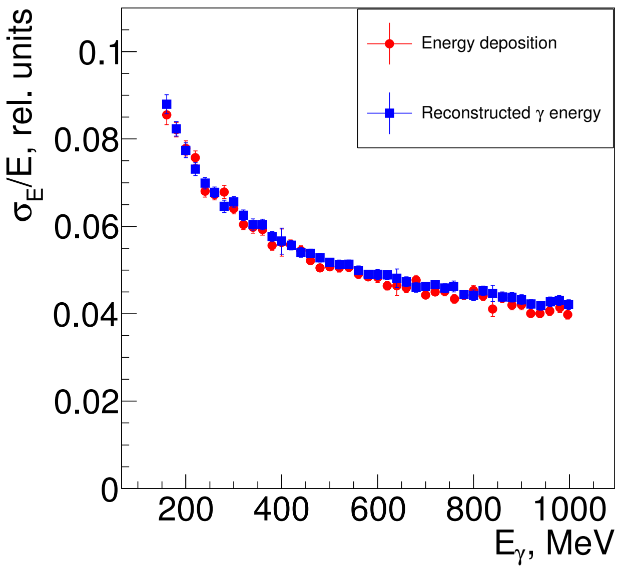


Рисунок 5.4. Разрешение по величине выделенной энергии (“Energy deposition”) и разрешение по величине восстановленной энергии фотона (“Reconstructed γ energy”) в зависимости от его истинной энергии

5.2. Экспериментальные поправки к энергии фотонов

Описанная выше процедура восстановления энергии фотонов тестировалась на экспериментальных данных с помощью процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Отбор событий производился в соответствии со следующими критериями:

- Отсутствуют треки в дрейфовой камере.
- В цилиндрическом калориметре восстановлено два коллинеарных кластера.

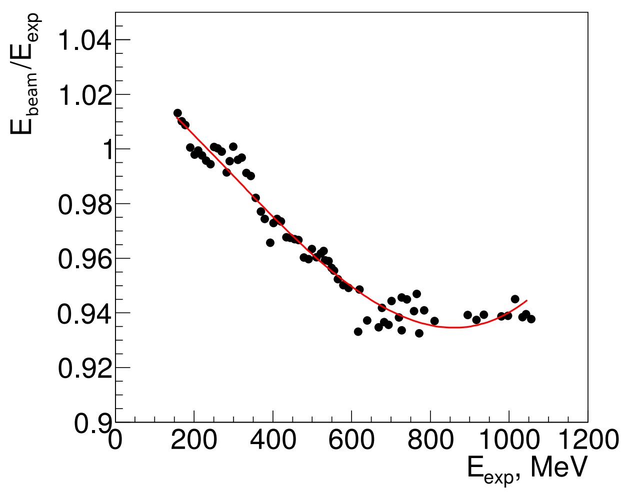
- Расколлинеарность кластеров по θ: $|\theta_1 + \theta_2 - \pi| < 0.1$.
- Расколлинеарность кластеров по ϕ: $|\phi_1 - \phi_2| < 0.1$.
- $E_{beam}/2 < E_{1,2} < 1.05 \cdot E_{beam}$, где $E_{1,2}$ – энерговыделение в кластерах.

Для отобранных событий строилось распределение по величине восстановленной энергии фотона E_γ^{rec}. На Рисунке 5.5a представлено распределение отношения истинной энергии фотона к восстановленной энергии в зависимости от энергии пучков. Как видно из графика отклонение данной величины от единицы достигает 7%, что было связано с особенностями работы плат УФО-32 жидкоксенонового калориметра (см. 2.2.4), которые были наиболее выражены при запуске ССД от нейтрального триггера. Данная зависимость аппроксимировалась полиномом третьей степени $f_3(E_\gamma^{rec})$, параметры которого вносились в обработку данных. Поправленная величина выделенной энергии определятся как

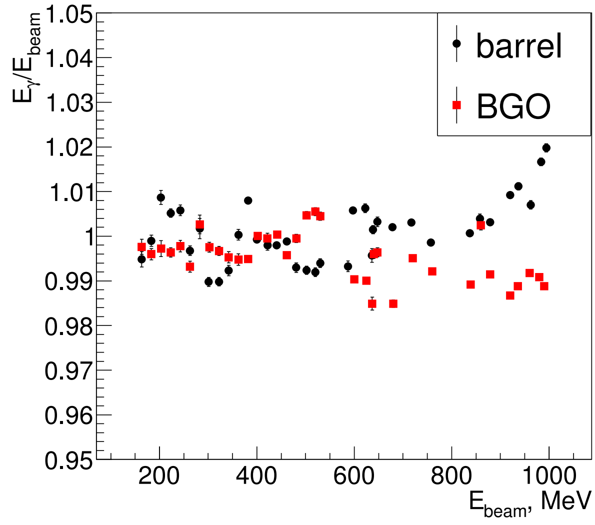
$$E_\gamma^{corr} = \begin{cases} E_\gamma^{rec} \cdot f_3(E_\gamma^{rec}), & \text{при } E_\gamma^{rec} \geq 150 \text{ МэВ} \\ E_\gamma^{rec} \cdot f_3(150), & \text{при } E_\gamma^{rec} < 150 \text{ МэВ} \end{cases} \tag{5.8}$$

Зависимость отношение E_γ^{corr}/E_{beam} от E_{beam}, где E_{beam} — энергия пучков, приведена на Рисунке 5.5b. Разброс точек относительно единицы определяется нестабильностью отклика калориметра, которая, после введения поправок и проведения ежедневной калибровки (см. раздел 3.3.), как видно из графика, не превышала 1%.

Для фотонов, зарегистрированных в событиях с заряженным триггером, к энерговыделению применялась экспериментальная поправка (4.7), вычисленная по событиям e^+e^-–рассеяния (см. раздел 4.3.), а по поправленной таким образом величине выделенной энергии рассчитывалась начальная энергия фотона E_γ^{rec} с помощью подхода, описанного в предыдущем разделе.



(a)



(b)

Рисунок 5.5. Отношение энергии фотонов, равной энергии пучков E_{beam} к восстановленной энергии фотона в зависимости от среднего значения восстановленной энергии E_γ^{rec} в эксперименте (a). Отношение средней восстановленной энергии фотонов к энергии пучков в зависимости от энергии пучков после применения экспериментальной поправки. Разброс точек относительно единицы определяется точностью калибровок и стабильностью отклика калориметра (b)

Энергетическое разрешение цилиндрического калориметра хорошо описывается зависимостью

$$\sigma_E/E = \frac{a}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus b, \qquad (5.9)$$

где член, пропорциональный $\frac{1}{\sqrt{E}}$ ответственен за флуктуации потерь энергии в пассивном веществе между калориметрами и флуктуации продольных утечек ливня, постоянный член определяется поперечными утечками ливня. Шумы электроники в одном канале калориметра составляют в среднем около 300-500 кэВ и вносят вклад в энергетическое разрешение на уровне 1–2 МэВ, что дает пренебрежимо малый член $\sim \frac{1}{E}$ в относительное разрешение. Достигнутое разрешение калориметрических систем детектора КМД-3 приведено в Таблице 5.1.

Таблица 5.1. Энергетическое разрешение калориметрических систем детектора КМД-3

	LXe		BGO	
	моделирование	эксперимент	моделирование	эксперимент
σ_E/E	$\frac{0.036}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 0.027$	$\frac{0.034}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 0.020$	$\frac{0.030}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 0.019$	$\frac{0.028}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 0.022$

5.3. Реконструкция координат фотонов

Начальным приближением для координат фотонов служат координаты пересечения полосковых кластеров или координаты центра тяжести кластера (см. раздел 2.4.). В большей доле событий (более 95%, см. Рисунок 5.6) координаты точки конверсии фотона определяются по данным с полосковой структуры жидкоксенонового калориметра. Определенные таким образом координаты имеют небольшое систематическое отклонение от истинных координат фотона в зависимости от угла влета фотона в калориметр вследствие эффектов распределения наведенного заряда на электродные полоски. Величина данного отклонения была определена из моделирования регистрации единичного фотона в калориметре.

На Рисунке 5.6 представлены зависимости среднего отклонения измеренного значения координат (θ, ϕ) от истинных значений (θ^{gen}, ϕ^{gen}) в зависимости от измеренного угла θ, который для центральных событий соответствует углу влета частицы в калориметр. Данные зависимости хорошо описываются линейными функциями $f_\theta(\theta) = K_\theta(\frac{\pi}{2} - \theta)$ и $f_\phi(\theta) = K_\phi(\frac{\pi}{2} - \theta)$,

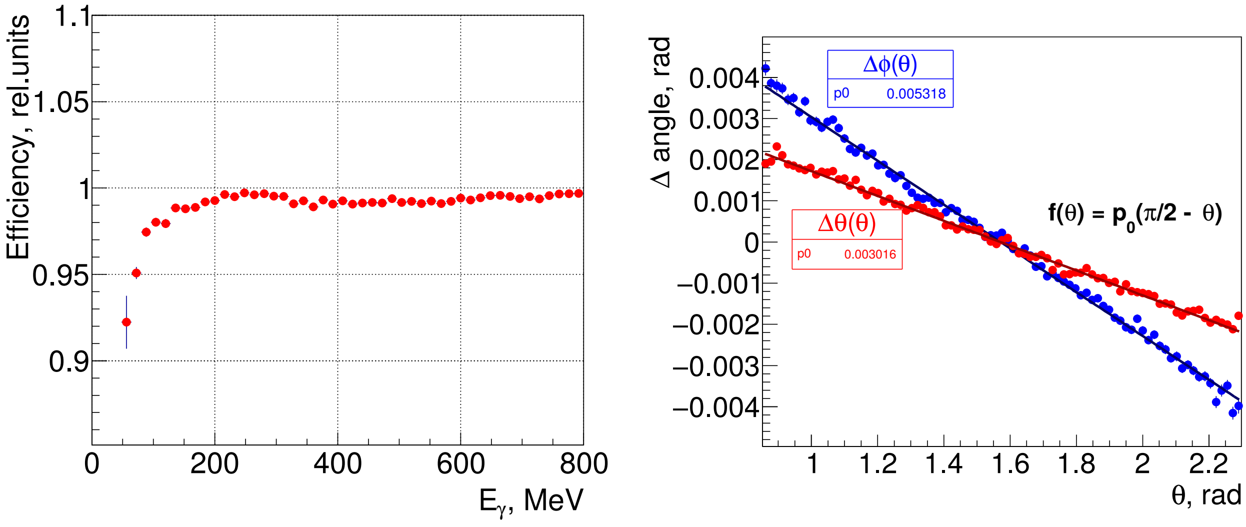


Рисунок 5.6. Эффективность определения координаты точки конверсии фотона по полоскам в жидкоксеноновом калориметре в зависимости от энергии фотона (слева). Зависимость среднего смещения измеренного угла ϕ (θ) в зависимости от измеренной по полоскам LXe координаты θ фотона (справа)

параметры K_θ и K_ϕ которых определялись из аппроксимации. Поправленные значения (θ_{corr}, ϕ_{corr}) координат определялись из соотношений:

$$\theta_{corr} = \theta + f_\theta(\theta) \tag{5.10}$$

$$\phi_{corr} = \phi + f_\phi(\theta) \tag{5.11}$$

Отклонение координат кластеров от значений углов вылета фотона более существенно при частичной или полной регистрации электромагнитного ливня от фотона в BGO калориметре. Величина этого отклонения также определялась из моделирования. На Рисунке 5.7а представлено распределение отклонения измеренного значения угла θ от истинного в зависимости от измеренного θ в диапазоне углов, покрывающем BGO калориметр. Из распределения видно, что измеренные координаты кластера, расположенного на стыке LXe и BGO калориметров или полностью в BGO калориметре, имеют значительный сдвиг от истинных координат, величина которого достигает 0.077 радиан. На Рисунке 5.7b представлена зависимость средней величины отклонения измеренной координаты от истинной в зависимости измеренной координаты θ. Распределение аппроксимировалось полиномом пятого порядка $f_5(\theta)$. Поправленные значения координат определяются как $\theta_{corr} = \theta + f_5(\theta)$.

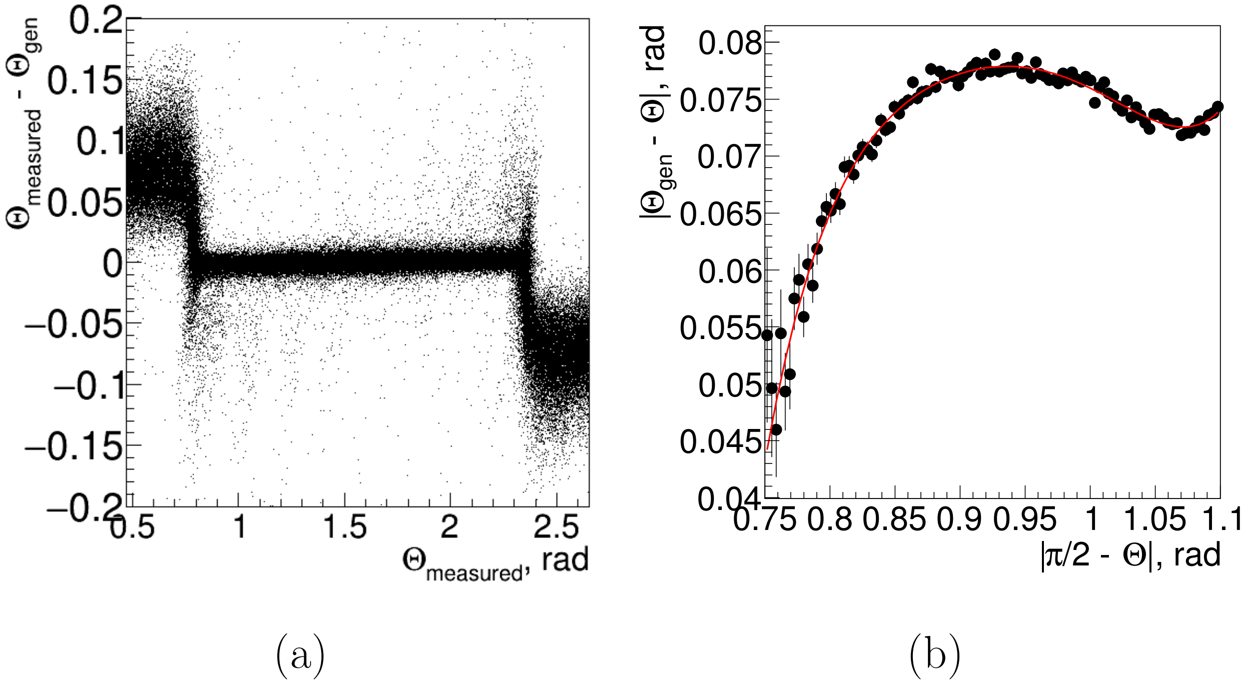
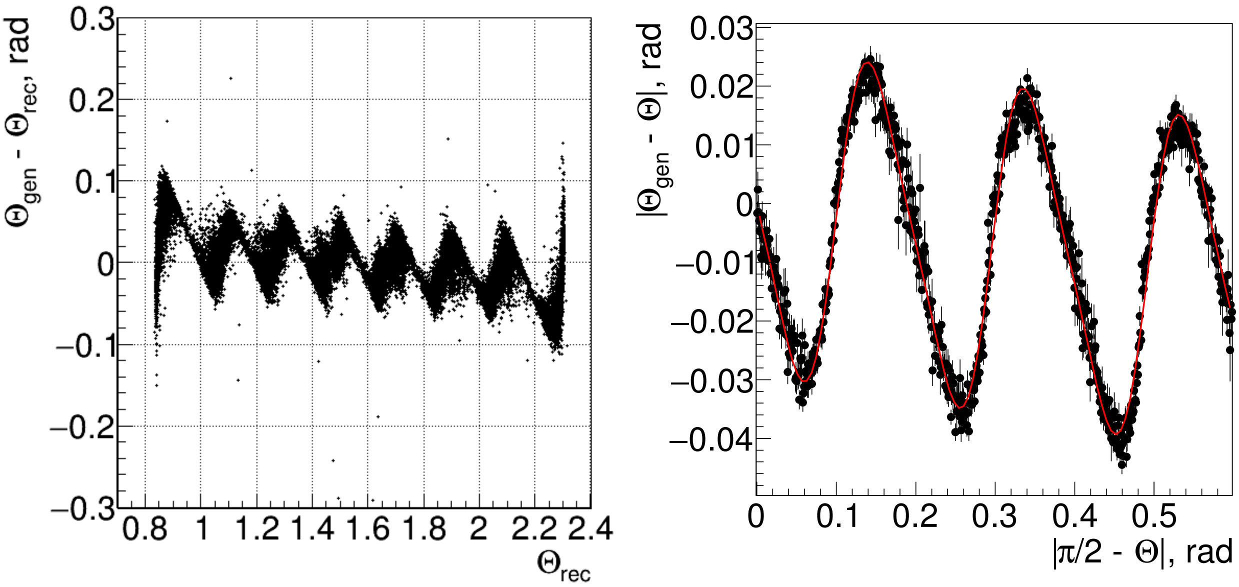


Рисунок 5.7. Разница координаты θ кластера и истинной координаты фотона в зависимости от координаты кластера (a). Поправочная функция к координате θ в области стыка LXe и BGO калориметров и в области углов BGO калориметра (b). Точки – среднее отклонение $|\theta_{gen} - \theta|$, где θ_{gen} – истинный угол вылета фотона, θ – измеренный угол. Кривая – аппроксимирующая функция

Как было указано выше, в небольшой доле событий, координаты фотонов, зарегистрированных в цилиндрическом калориметре, определяются как центр тяжести башенного кластера в соответствии с соотношением (2.10). На

Рисунке 5.8a показано распределение отклонения восстановленной координаты θ фотона от истинного значения в зависимости от восстановленного значения.



(a) (b)

Рисунок 5.8. Отклонение координаты θ кластера от истинной координаты фотона в зависимости от координаты кластера в случае, когда координаты кластера определяются методом центра тяжести (a). Среднее отклонение истинной координаты θ_{gen} от измеренной θ в зависимости от измеренного значения в случае, когда координаты фотона определены как координаты центр тяжести башенного кластера (b). Распределения получены из моделирования

На Рисунке 5.8b изображена зависимость среднего отклонения истинной координаты фотона от координат кластера в зависимости от измеренного значения θ, полученная из моделирования. Периодическая структура данного распределения объясняется следующим образом. Если истинная точка конверсии фотона лежит вблизи центра башни LXe, то большая часть электромагнитного ливня регистрируется в одной башне (поперечные размеры башни близки к мольеровскому радиусу жидкого ксенона). В этом случае присутствует большая неопределенность в значении координаты. Когда энергия ливня разделяется между хотя бы двумя соседними башнями, координаты центра тяжести кластера приближаются к истинному значению координат фотона.

Представленная зависимость хорошо аппроксимируется следующей функцией:

$$f_\theta^{tw}(\theta) = \alpha(\frac{\pi}{2} - \theta) + p_1\Big[sin(-\beta\theta) - \frac{1}{2}sin(-2\beta\theta) + \frac{1}{3}sin(-2\beta\theta)\Big], \qquad (5.12)$$

параметры α и β определялись из аппроксимации. Поправленное значение координаты определялось как

$$\theta_{corr} = \theta + f_\theta^{tw}(\theta). \qquad (5.13)$$

Поправки к углу ϕ в случае восстановления координаты фотона как центра башенного кластера определялись аналогичным образом.

5.4. Измерение положения LXe калориметра относительно ДК

Для проведения анализа физических процессов, координаты, измеренные разными подсистемами детектора, должны быть приведены к единой системе координат. Благодаря высокому пространственному разрешению жидкоксенонового калориметра относительное положение Дрейфовой камеры и жидкоксенонового калориметра может быть определено с высокой точностью. Такие измерения были проведены с помощью событий e^+e^-–рассеяния. События процесса отбирались в соответствии с теми же критериями, что и для проведения энергетической калибровки (см. Главу 4). С их помощью был измерен сдвиг калориметра относительно ДК вдоль оси пучков Z и поворот калориметра по углу ϕ. Для этой цели определялась точка пересечения продолжения трека, реконструированного в ДК, до первого сработавшего слоя полосковой структуры в LXe калориметре, по которому были определены координаты кластера. По всем отобранным событиям строились распределения разницы координат $\Delta z = z_{DC} - z_{LXe}$ (см. Рисунок 5.9) и $\Delta\phi - \phi_{DC} - \phi_{LXe}$ (см. Рисунок 5.9), где z_{DC}, ϕ_{DC} — координаты точки пересечения продолжения трека ДК с цилиндром LXe, в котором лежит точка, соответствующая координатам кластера ϕ_{LXe}, z_{LXe}. Распределения аппроксимировались функцией Гаусса и определялось среднее z_{mean} и $\phi_m ean$.

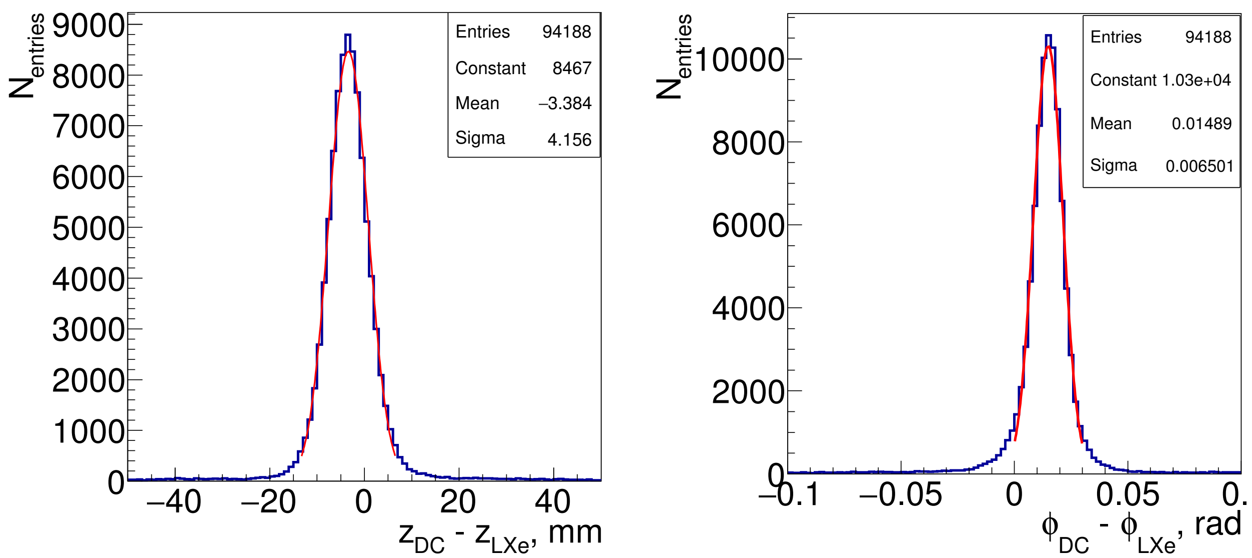


Рисунок 5.9. Распределение разницы z–координат продолжения трека ДК и кластера в LXe (слева). Распределение разницы ϕ–координат продолжения трека ДК и кластера в LXe (справа)

Смещение жидкоксенонового калориметра относительно дрейфовой камеры по оси Z составило $z_0 = -3.4 \pm 0.2$ мм, поворот по ϕ составил $\phi_0 = 15.1 \pm 0.3$ мрад. Величины смещения и поворота LXe калориметра относительно дрейфовой камеры были внесены в обработку данных. Все значения координат, измеренных в LXe калориметре переводятся в единую систему координат параллельным переносом вдоль оси Z на z_0 и поворотом по ϕ на ϕ_0. На Рисунке 5.10 представлены графики зависимостей среднего отклонения координат z_{mean} и ϕ_{mean}, вычисленные после преобразования к единой системе координат, в зависимости от энергии энергии пучков. Из представленных графиков видно, что относительное расположение жидкоксеноновго калориметра и дрейфовой камеры было стабильно на всем продолжении экспериментов.

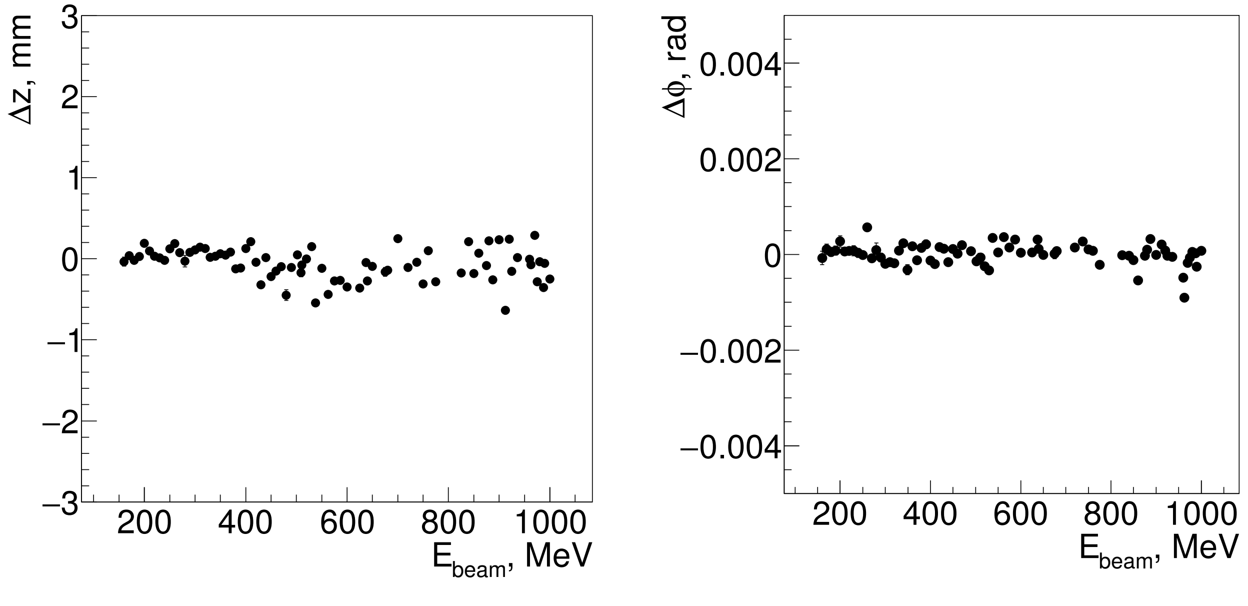


Рисунок 5.10. Зависимость смещения z_{mean} от энергии пучков (слева). Зависимость смещения ϕ_{mean} от энергии пучков (справа)

5.5. Координатное разрешение цилиндрического калориметра

Координатное разрешение для точки конверсии фотона, измеренной по полоскам LXe калориметра, в эксперименте было определено по событиям $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Поскольку размеры пучков вдоль оси Z составляют около 2–3 см и для полностью нейтрального процесса нельзя измерить Z-координату вершины взаимодействия, то довольно сложно измерить координатное разрешение калориметра по углу θ (или по z–координате). Однако, характерные размеры пучков в XY плоскости малы (около 100 мкм при энергии пучков 1 ГэВ и около 50 мкм при энергии пучков 500 МэВ) и среднее положение точки взаимодействия пучков известно с высокой точностью. Если частицы вылетают из начала координат, то угол расколинеарности $\Delta\phi = |\phi_2 - \phi_1| - \pi$. Однако, вершина взаимодействия сдвинута относительно начала координат на расстояние до 3 мм в зависимости от настройки коллайдера и, соответственно, величина расколинеарности по углу ϕ фотонов должна быть пересчитана с поправкой на вершину взаимодействия пучков в плоскости XY (см. Рисунок 5.11).

В каждой точке по энергии пучков строилось распределение величины $\Delta\phi$ с поправкой координаты места встречи пучков. Характерное распределение по величине $\Delta\phi$ приведено на Рисунке 5.11. Данное распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, угловое разрешение калориметра σ_ϕ определялось как $\sigma_\phi = \sigma_{fit}/\sqrt{2}$, где σ_{fit} - среднеквадратичное отклонение функции Гаусса.

На Рисунке 5.12 представлено координатное разрешение точки конверсии фотона, определенной по данным с полосковой структуры LXe калориметра в зависимости от энергии фотона для эксперимента и моделирования.

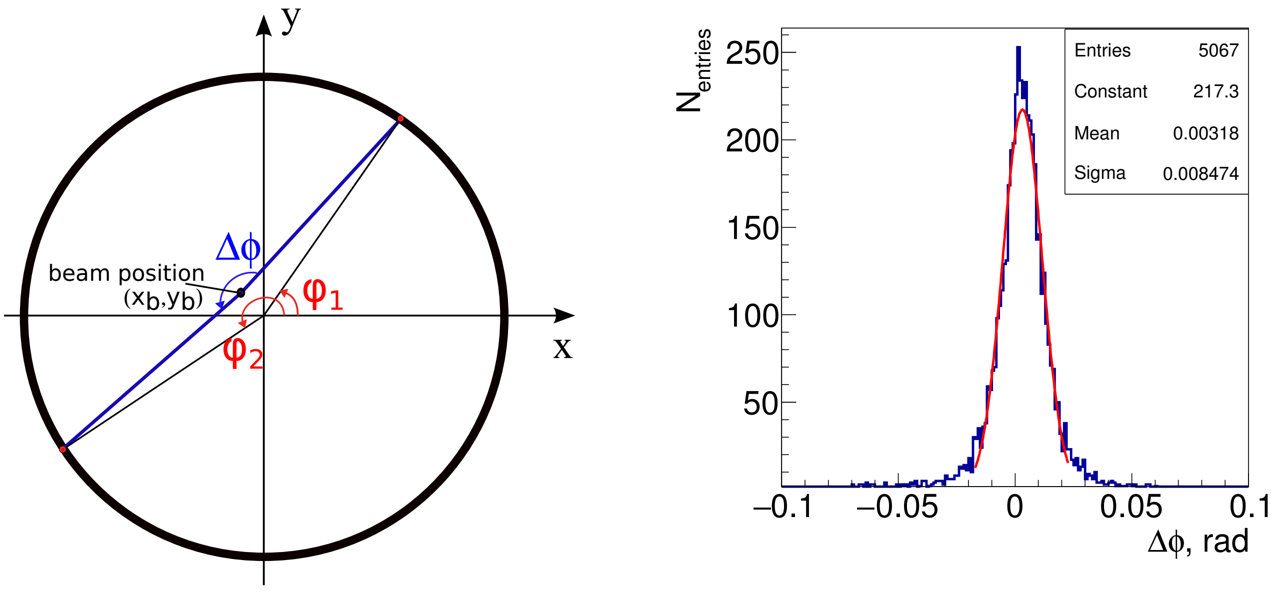


Рисунок 5.11. Иллюстрация влияния нецентральности точки взаимодействия пучков на угол расколинеарности фотонов (слева). Распределение по величие угла расколинеарности двух фотонов $|\phi_2 - \phi_1| - \pi$ в процессе $e^+e^- \to \gamma\gamma$ при энергии пучков, равной 502 МэВ (справа)

Зависимость углового разрешения от энергии хорошо описывается функцией вида $\sigma(E) = \sigma_0 + \frac{\beta}{E_0+E}$. Угловое разрешение в моделировании аппроксимировалось функцией $\sigma_{sim}(E)[\text{мрад}] = 3.2 + \frac{0.33}{0.025+E[\text{ГэВ}]}$, в эксперименте — $\sigma_{exp}(E)[\text{мрад}] = 3.7 + \frac{0.33}{0.025+E[\text{ГэВ}]}$. Угловое разрешение 5 мрад соответствует пространственному разрешению около 2 мм. Вследствие симметричной структуры электродов жидкоксенонового калориметра, пространственное разрешение по Z-координате такое же как пространственное разрешение в $R - \phi$ плоскости.

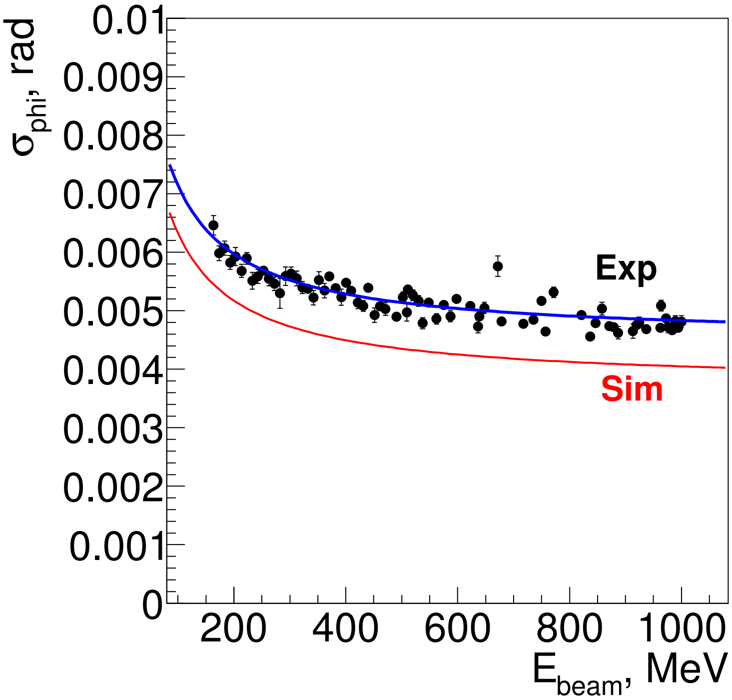


Рисунок 5.12. Координатное разрешение для точки конверсии фотона, определенной по полоскам жидкоксенонового калориметра в зависимости от энергии фотона. Приведены результаты моделирования (Sim) и экспериментальные результаты (Exp)

Координатное разрешение калориметра в эксперименте в случае, когда координата кластера определяется методом центра тяжести башенного кластера, было измерено с помощью процесса $e^+e^- \to e^+e^-$. Для этого строилось продолжение трек электрона (позитрона) в ДК до пересечения с жидкоксеноновым калориметром и определялись координаты точки пересечения (θ_{DC}, ϕ_{DC}). Затем строилось распределение по величинам $\Delta\theta = \theta_{DC} - \theta_{LXe}$ и $\Delta\phi = \phi_{DC} - \phi_{LXe}$, где θ_{LXe} и ϕ_{LXe} — координаты кластера, определенные как центр тяжести. Характерный вид распределения $\Delta\phi$ приведен на Рисунке 5.13 в сравнении с распределением разницы координат продолжения трека ДК и координат кластера, определенных по полоскам.

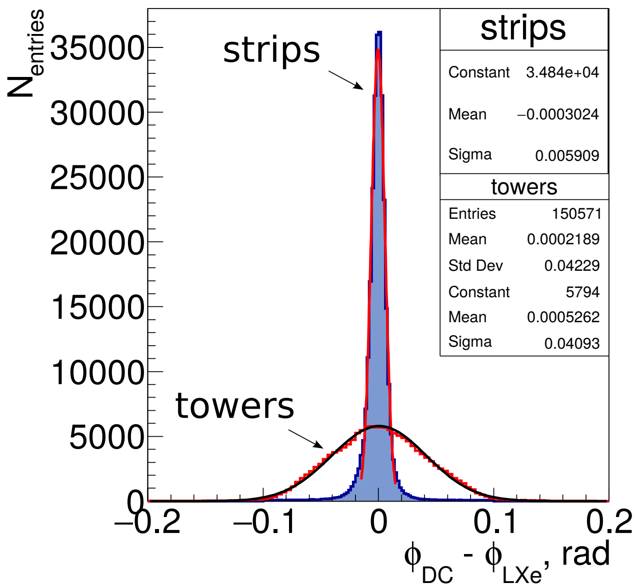


Рисунок 5.13. Распределение по величине $\Delta\phi = \phi_{DC} - \phi_{LXe}$, где ϕ_{DC} — координата пересечения трека в дрейфовой камере с внутренним цилиндром LXe калориметра, ϕ_{LXe} – координаты кластера, определенные по полоскам (гистограмма, помеченная подписью strips) и как центр тяжести кластера (гистограмма, помеченная подписью towers) при энергии пучков, равной 502 МэВ

Координатное разрешение калориметра приведено в Таблице 5.2.

Таблица 5.2. Координатное цилиндрического калориметра детектора КМД-3

	моделирование	эксперимент
σ_ϕ, мрад	$3.2 + \frac{0.33}{0.025+E[\text{ГэВ}]}$	$3.7 + \frac{0.33}{0.025+E[\text{ГэВ}]}$
σ_θ, мрад	$3.5 + \frac{0.30}{0.025+E[\text{ГэВ}]}$	$3.7 + \frac{0.33}{0.025+E[\text{ГэВ}]}$
σ_ϕ, мрад башни	$32 + \frac{3.2}{100+E[\text{ГэВ}]}$	$37 + \frac{3.6}{100+E[\text{ГэВ}]}$
σ_θ, мрад башни	$35 + \frac{2.9}{100+E[\text{ГэВ}]}$	$41 + \frac{3.5}{100+E[\text{ГэВ}]}$

5.6. Экспериментальные результаты

Описанные выше процедуры восстановления кинематических параметров фотонов были встроены в систему обработки данных с детектора и применялись в анализе физических процессов. Наиболее показательными процессами являются процессы $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ [50], $e^+e^- \to \pi^0\gamma$ [51], $e^+e^- \to \eta\gamma$ [51], с последующими распадами нейтральных мезонов в два фотона, как процессы обладающие достаточно большим сечением и имеющие фотоны в конечном состоянии. Процесс аннигиляции электрон-позитронной пары в три пиона детектируется в основном с заряженным триггером, а процессы $e^+e^- \to 3\gamma$ — с нейтральным триггером.

Первичный отбор событий процесса производился по кинематическим параметрам конечных частиц. К отобранным событиям применялась кинематическая реконструкция параметров конечных частиц, в которую были заложены условия на сохранение импульса и энергии: $\sum_i \vec{p}_i = 0$,

$\sum_i \sqrt{p_i^2 c^2 + m_i^2} = E_{c.m.s.}$. На Рисунке 5.14 приведено распределение по инвариантной массе пары фотонов в отобранных событиях $e^+e^- \to 3\pi$. Разрешение по инвариантной массе π^0–мезона составило 11 МэВ в эксперименте и 9.5 МэВ в моделировании. На Рисунке 5.15 представлено распределение разницы измеренной энергии фотона и энергии, полученной после кинематической реконструкции. Как видно из распределения, в величине энергии нет существенного систематического смещения.

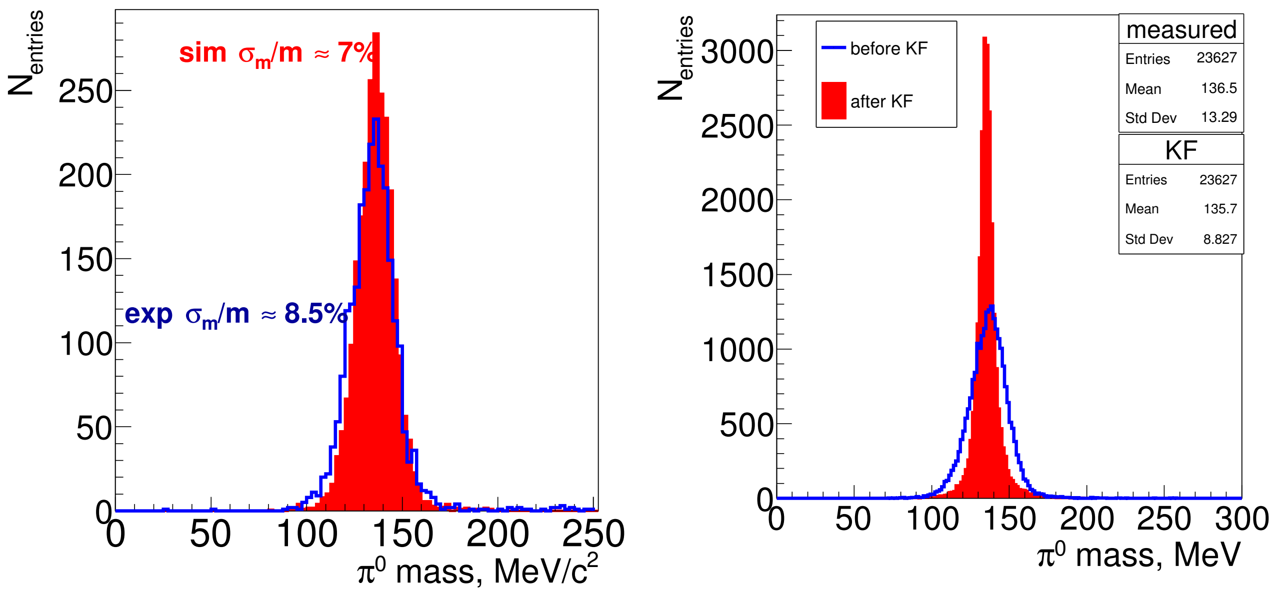


Рисунок 5.14. Распределение по инвариантной массе пары фотонов в событиях $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Слева – сравнение распределений по инвариантной массе пиона в моделировании и эксперименте. Справа – сравнение распределений по инвариантной массе до и после кинематической реконструкции по экспериментальным данным

Также для демонстрации характеристик калориметра при нейтральном триггере на Рисунке 5.16 представлено распределение по инвариантной массе двух фотонов в событиях $e^+e^- \to 3\gamma$ до и после проведения кине-

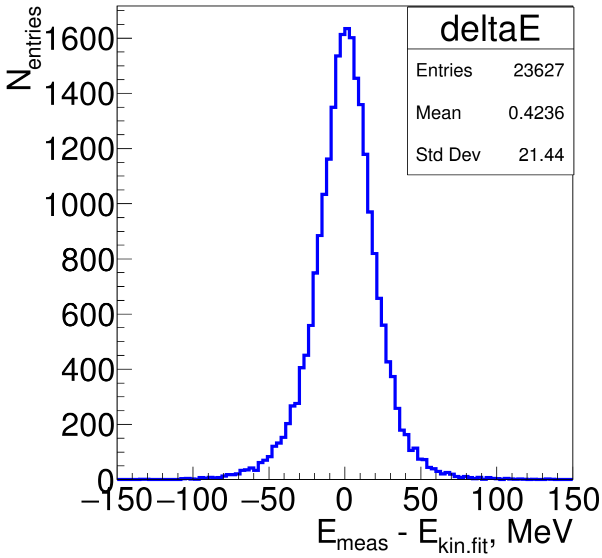
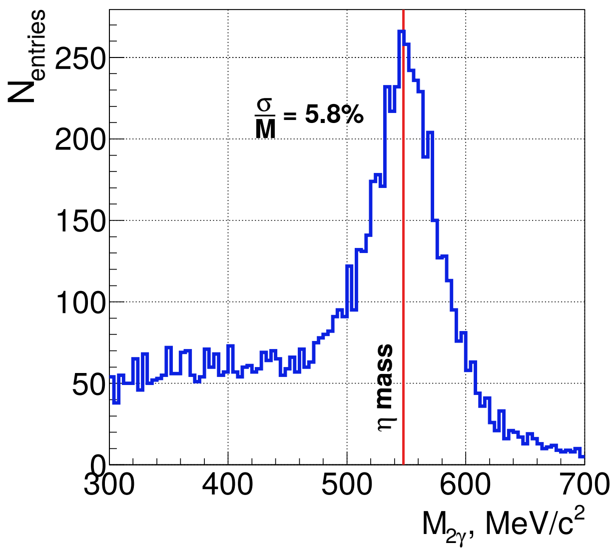


Рисунок 5.15. Разница энергии фотонов $E_{kin.fit}$, полученной на выходе кинематической реконструкции и измеренной энергии E_{meas} в процессе $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$

матической реконструкции. Ширина распределения по инвариантной массе η–мезона составила около 32 МэВ (5.8%) до кинематической реконструкции и около 8 МэВ после проведения кинематической реконструкции. Приведенные распределения показывают, что несмотря на описанные в разделе 2.2.4 проблемы электроники LXe калориметра, которые были наиболее выражены при нейтральном запуске триггера, калориметр предоставлял данные по которым можно получать физические результаты после введения соответствующих поправок.



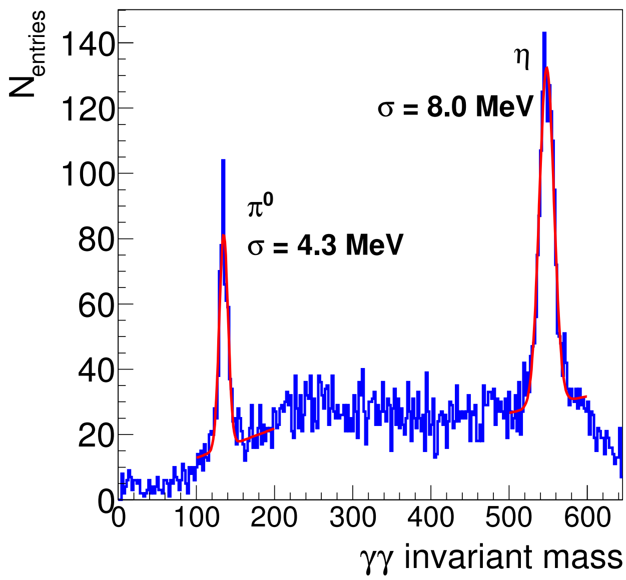


Рисунок 5.16. Распределение по инвариантной массе пары фотонов в процессах $e^+e^- \to \eta\gamma$ и $e^+e^- \to \pi^0\gamma$ до проведения кинематической реконструкции (слева) и после (справа)

Заключение

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. За три года набора экспериментальных данных с детектором КМД-3 с 2010 по 2013 год калориметр на основе кристаллов CsI продемонстрировал хорошие параметры. Были разработаны процедуры мониторирования работоспособности и стабильности каналов калориметра. Стабильность отклика электроники калориметра составила не хуже 1%.

2. Разработана процедура независимой от других подсистем детектора энергетической калибровки CsI калориметра с помощью космических частиц в специальных космических заходах, обеспечивающая точность определения калибровочных коэффициентов на уровне 3-5%.

3. Разработана процедура совместной калибровки LXe и CsI калориметров с помощью космических частиц по данным, записанным в экспериментальных заходах, с использованием треков частиц, восстановленным в жидкоксеноновом калориметре. Погрешность определения калибровочных коэффициентов составила не хуже 2% для жидкоксенонового калориметра и не хуже 3% для CsI калориметра.

4. Разработана процедура калибровки каналов цилиндрического калориметра по событиям упругого e^+e^-–рассеяния. Погрешность определения калибровочных коэффициентов составила около 1.5%.

5. Разработаны процедуры реконструкции фотонов и восстановления их кинематических параметров. Энергетическое разрешение для фотонов в эксперименте составило $\sigma_E/E = \frac{0.036}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0.027$, что близко к разрешению в моделировании, которое составило $\sigma_E/E = \frac{0.034}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 0.020$.

6. Благодаря проделанной работе удалось подготовить цилиндрический калориметр детектора КМД-3 к новым экспериментам с высокой светимостью

В заключение я хочу выразить благодарность и глубокую признательность моему научному руководителю Б.А. Шварцу за постоянное внимание и активное участие в этой работе, А.С. Кузьмину за полезные советы и обсуждения, а также А.Е. Бондарю и С.И. Эйдельману за поддержку. Я признателен Д.А. Епифанову за большой вклад в создание CsI калориметра и множество ценных предложений и плодотворных дискуссий, А.Л. Ерофееву, Г.П. Разуваеву, О.А. Коваленко, за активное участие в усовершенствовании и эксплуатации CsI калориметра и обработке данных с цилиндрического калориметра, А.А. Гребенюку, А.В. Анисёнкову, К.Ю. Михайлову, Н.С. Баштовому, разработавшим жидкоксеноновый калориметр и его программное обеспечение, А.А. Рубану, А.Н. Козыреву, Ю.В. Юдину, В.М. Аульченко, В.М. Титову, разработавшим и настроившим электронику калориметров, И.Б. Логашенко, Ф.В. Игнатову, за ценные советы, В.С. Охапкину, В.Г. Варнакову, В.Н. Махневу, за помощь в решении инженерных и технических вопросов, а также всем участникам коллаборации КМД-3.

Литература

[1] Yu. M. Shatunov et al., Project of a new electron positron collider VEPP-2000, Conf. Proc. C0006262 (2000) 439.

[2] B. I. Khazin, Physics and detectors for VEPP-2000, Nucl. Phys. Proc. Suppl. B 181-182 (2008) 376.

[3] M. N. Achasov et al., First experience with SND calorimeter at VEPP-2000 collider, Nucl. Instrum. Meth. A 598 (2009) 31.

[4] A. Abashian et al, The Belle detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 479 (2002) 117–232.

[5] M. Kocian,“Performance and calibration of the crystal calorimeter of the BABAR detector,” in Proc.10th Int. Conf. Calorimetry in Particle Physics (CALOR2002),Pasadena,CA,Mar.2002,pp.167–174.

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

[7] V.M. Aulchenko et al., CMD-2 barrel calorimeter, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 336, Issues 1–2, 15 November 1993, Pages 53-58

[8] В.М.Аульченко и др., Цилиндрический калориметр детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 93-1, Новосибирск, 1993

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

[10] A. V. Grebenuk, Liquid noble gas calorimeters for KEDR and CMD-2M detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 453 (2000) 199-204

[11] В. М. Аульченко, А. Е. Бондарь,..., Д. А. Епифанов,..., В. Е. Шебалин, Электромагнитный калориметр на основе сцинтилляционных кристаллов CsI для детектора КМД-3, Препринт ИЯФ 2008-39, Новосибирск, 2008.

[12] Д. А. Епифанов, Изучение реакции $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области ϕ-мезонного резонанса с детектором КМД-2, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1998.

[13] V. M. Aulchenko, ..., V. E. Shebalin, CsI calorimeter of the CMD-3 detector, 2015 JINST 10 P10006

[14] В. Е. Шебалин и др., Цилиндрический калориметр детектора КМД-3, Ядерная физика и инжиниринг, 2014, том 5, No 9–10, с. 839–846

[15] V. E. Shebalin et al., Combined Liquid Xenon and crystal CsI calorimeter of the CMD-3 detector, 2014 JINST 9 C10013.

[16] M. N. Achasov et al, Energy calibration of the NaI(T1) calorimeter of the SND detector using $e^+e^- \to e^+e^-$ events, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 411 (1998) 337-342

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

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

[19] Hyun Ki Jang, A. S. Kuzmin, Energy calibration of the ECL with Bhabha events at Belle, Belle note, 308, 2000

[20] M.N. Achasov et al, Energy calibration of the NaI(T1) calorimeter of the SND detector using cosmic muons, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 401 (1997) 179-I 86.

[21] V. Danilov et al., The Concept of Round Colliding Beams. In Proc of the EPAC 1996, Sitges, vol. 2, p.1149

[22] D. E. Berkaev et al., VEPP-2000 operation with round beams in the energy range from 1 to 2 GeV, Nucl. Phys. Proc. Suppl. B 225-227 (2012) 303.

[23] M. N. Achasov 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.

[24] A. Romanov, D. Berkaev, A. Kasaev, I. Koop et al, Status of the electron-positron collider VEPP-2000, Proceedings of PAC2013, Pasadena, CA USA

[25] F. Grancagnolo, G. Fiore , F.V. Ignatov et al, Drift chamber for the CMD-3 detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 623, Issue 1, 1 November 2010, Pages 114–116

[26] Д. Н. Шемякин, Z-камера в реконструкции продольной координаты трека в детекторе КМД-3,Диссертационная работа на соискание степени бакалавра, НГУ, Новосибирск, 2010

[27] А. Е. Рыжененков, Измерение светимости с детектором КМД-3 на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000, Диссертационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 2012

[28] A.V. Bragin et al., Test Results of the Thin Superconducting Solenoid for the CMD-3 Detector, IEEE Trans. Appl. Supercond. 18 (2008) 399.

[29] D. N. Grigoriev et al., Upgrade of the CMD-3 BGO Endcap Calorimeter, IEEE Trans. Nucl. Sci. 60 (2013) 259.

[30] R. R. Akhmetshin et al., Performance of the BGO endcap calorimeter of the CMD-3 detector, 2014 JINST 9 C10002

[31] A. V. Anisyonkov, L. M. Barkov, N. S. Bashtovoy, A.A. Grebenuk et al, Liquid xenon calorimeter for a CMD-3 detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 598 (2009) 266–267.

[32] А. С. Попов, Изучение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ с детектором КМД, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 2009.

[33] Э. В.Анашкин и др., Z-камера детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-84, Новосибирск, 1999

[34] A. N. Kozyrev et al., The CMD-3 TOMA DAQ infrastructure, 2014 JINST 9 C10016

[35] D. A. Drozhzhin, G. V. Fedotovich et al., Current status of the CMD-3 time-of-flight system, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 598 (2009) 203–204

[36] В. М.Аульченко, А. Н. Козырев, А. А. Рубан и др., Архитектура системы регистрации и запуска детектора КМД-3, Автометрия, 1, 2015 с.31-38.

[37] С. Е. Гаязов , Система распределенной обработки данных детектора КМД-3, Диссертационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 2012

[38] The Gaudi Project: http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/

[39] The ROOT Project: http://root.cern.ch

[40] S. Agostinelli et al., Geant4 – a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003) 250–303

[41] http://geant4.cern.ch/

[42] А. В. Анисенков, В. М. Аульченко,...,А. А. Гребенюк,...,К. Ю. Михайлов,..., В. Е. Шебалин и др., Статус жидкоксенонового калориметра детектора КМД-3, Ядерная физика и инжиниринг, 2013, том 4, No 9–10, с. 883–889.

[43] М.Е.Глобус, Б.В.Гринёв, Неорганические сцинтилляторы. Новые и традиционные материалы, Харьков, Акта, 2000, с.139.

[44] K.A. Olive, K. Agashe, C. Amsler et al, Review of Particle Physics, Chinese Physics C Vol. 38, No. 9 (2014) 090001

[45] http://www.hamamatsu.com/

[46] В. Л. Иванов, Реакция $e^+e^- \to K^+K^-\pi^0$ в экспериментах с детектором КМД-3, Диссертационная работа на соискание степени бакалавра, НГУ, Новосибирск, 2011

[47] http://www.ortec-online.com/

[48] CAMAC – A Modular Instrumentation System for Data Handling, Revised Description and Specification, Report EUR 4100e, CEC, Luxembourg, 1972.

[49] Д. А. Мильштейн, Изучение основных характеристик модулей CsI-калориметра детектора КМД-3, Диссертационная работа на соискание степени бакалавра, НГУ, Новосибирск, 2008

[50] О. А. Коваленко, Изучение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в диапазоне энергий 1-2 ГэВ в с.ц.м., Диссертационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 2013

[51] Г. П. Разуваев, Изучение процессов электрон-позитронной аннигиляции в нейтральный пион и фотон, эта-мезон и фотон с конечным трёхфотонным состоянием с детектором КМД-3, Диссертационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 2014