ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

Александр Павлович Останков

Создание и изучение электромагнитных калориметров ячеистого типа и исследование редких радиационных распадов лЯгких мезонов

01.04.23 - физика высоких энергий

Диссертация на соискание учЯной степени
кандидата физико-математических наук.

Научный руководитель —
доктор физико–математических наук,
профессор А.М.Зайцев

Протвино 1996.

Содержание

Введение **3**

1 Установка BEC **5**

2 Электромагнитный калориметр установки BEC **10**

2.1 Введение 10

2.2 Конструкция γ-детектора 11

2.2.1 Механическое устройство γ-детектора 11

2.2.2 Устройство счЯтчиков γ-детектора 12

2.2.3 Система высоковольтного питания 13

2.2.4 Система мониторирования 14

2.2.5 Тестирование и паспортизация ФЭУ 16

2.3 Электроника 20

2.3.1 Структура системы сбора данных 21

2.3.2 Регистрирующая электроника 22

2.3.3 Функции аппаратной ЭВМ в системе сбора данных γ-детектора 24

2.4 Основные характеристики γ-детектора 27

3 Исследование радиационных распадов лЯгких мезонов **35**

3.1 Введение 35

3.2 Отбор событий 36

3.3 Кинематические обрезания 37

3.4 Анализ угловых распределений 39

3.5 Определение вероятности распада $f_1(1285) \to \rho^0(770)\gamma$ 40

3.6 Распад $f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma$ и угол смешивания нонета аксиальных мезонов 41

4 Исследование электромагнитного калориметра типа Шашлык **47**
4.1 Введение 47
4.2 Прототип непроективных модулей 48
4.2.1 Локальное энергетическое разрешение 50
4.2.2 Локальная неоднородность отклика калориметра. Эффект переизлучающих волокон 53
4.3 Изучение прототипа проективных модулей 54
4.3.1 Продольная и поперечная неоднородности проективных модулей 54
4.3.2 Энергетическое разрешение 56
4.4 Влияние магнитного поля 57
4.5 Совместная работа с активным конвертором 59
4.5.1 Влияние активного конвертора на энергетическое разрешение электромагнитного калориметра . . 60
4.5.2 Координатное разрешение активного конвертора 61
4.5.3 Оценка углового разрешения 62

Заключение **74**

Библиография **76**

Введение

В 1986-1994 гг. в ИФВЭ на установке ВЕС (ВЕршинный Спектрометр) был проведЯн цикл исследований в области спектроскопии легких мезонов. В ходе этих исследований были получены некоторые новые результаты в частности связанные с изучением редких радиационных распадов. Поиск и исследование радиационных распадов мезонов – одна из актуальных задач адронной спектроскопии в настоящее время. Их изучение предоставляет уникальную информацию о характере различных кварковых конфигураций в адронах, механизмах смешивания, электромагнитной структуре сильновзаимодействующих частиц и т.д. Изучению теоретических аспектов этих вопросов посвящено большое количество работ. Экспериментальная информация о радиационных распадах, особенно о E1 переходах, значительно менее обширна, что связано как с малостью брэнчингов большинства таких распадов, так и с экспериментальными трудностями их поиска, вызванными, в первую очередь, большим количеством фона от распада $\pi^0 \to \gamma\gamma$ с одним потерянным гамма-квантом. Важнейшим детектором установки, определяющим возможность проведения на ней подобного рода экспериментов, является электромагнитный калориметр. Установка ВЕС ИФВЭ, предназначенная для проведения исследований в области мезонной спектроскопии, представляет возможность для изучения редких процессов с одиночными γ-квантами в конечном состоянии. В то же время развитие электромагнитных калориметрических детекторов, способных удовлетворить жЯстким условиям работы в будущих экспериментах, особенно на планируемом коллайдере LHC, представляет важное направление проводимых методических разработок.

Диссертация состоит из введения, четырЯх глав и заключения. В первой главе дана краткая характеристика экспериментальной установки ВЕС и условий набора статистики. Личный вклад автора в проведение эксперимента состоит в разработке и создании электромаг-

нитного калориметра установки ВЕС. Этот прибор подробно описан во второй главе диссертации. Третья глава посвящена проведЯнному автором экспериментальному изучению распадов $f_1(1285) \to \rho^0(770)\gamma$, $f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma$. Определена относительная вероятность распада $f_1 \to \rho\gamma$. ПутЯм анализа угловых распределений определено отношение элементов матрицы плотности ρ^0-мезона. Для распада $f_1 \to \phi\gamma$ определЯн верхний предел его относительной вероятности. На основе полученных результатов найден верхний предел для угла смешивания нонета аксиальных мезонов. В четвЯртой главе приводятся результаты, полученные автором при разработке и исследовании электромагнитных калориметров для экспериментов на будущих ускорителях. В заключении кратко сформулированы основные результаты работы.

На защиту выносятся:

1. Разработка и создание электромагнитного калориметра установки ВЕС.

2. Результаты исследования радиационных распадов $f_1(1285) \to \rho^0(770)\gamma$, $f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma$.

3. Результаты изучения характеристик электромагнитного калориметра типа Шашлык в сочетании с активным конвертором.

Диссертация написана на основе работ [19, 20, 21, 40, 33, 34, 35], выполненных в ИФВЭ в рамках программы ВЕС в период 1986 $\div$ 1995 гг. и в ЦЕРН в рамках эксперимента R&D-36 в период 1992 $\div$ 1995 гг. Результаты опубликованы в журналах "Zeitschrift für Physik", "Nuclear Instruments & Methods in Physics Research", изданы в виде препринтов, также докладывались на семинарах ИФВЭ, российских и международных конференциях.

Глава 1

Установка BEC

Установка BEC – это широкоапертурный спектрометр, предназначенный для изучения процессов типа

$$\pi^- N \to n\pi^{\pm}\ mK^{\pm}\ k\gamma\ N' \tag{1.1}$$

с большим количеством заряженных частиц и γ-квантов в конечном состоянии. Схема установки приведена на рис.1.1.

Установка работает на вторичном пучке отрицательных пионов ускорителя У-70 с энергией 37 ГэВ (канал 4Д). Пучок определяется телескопом сцинтилляционных счЯтчиков $S_1 \div S_4$ и газовыми пороговыми черенковскими счЯтчиками $\check{C}_1 \div \check{C}_3$ (на рисунке не показаны). Четыре двухплоскостные пропорциональные камеры BPC измеряют координату трека пучковой частицы.

Бериллиевая мишень T длиной 5 см окружена охранной системой. Охранная система ($VETO$) – двухслойная. ЕЯ внутренний слой образуют сцинтилляционные счЯтчики. Их срабатывания запрещают регистрацию события. Внешний слой образован шестью счЯтчиками типа "сэндвич" свинец-сцинтиллятор. Они предназначены для регистрации γ-квантов с низкой энергией, вылетающих из области мишени. В отличие от внутренних счЯтчиков сигналы со счЯтчиков внешнего слоя не запрещают регистрацию события на уровне триггера, а после оцифровки записывались на ленту для дальнейшего анализа.

Непосредственно после мишени установлена группа пропорциональных камер PC (16 плоскостей), измеряющих координаты заряженных частиц. На этих камерах также выполнена охранная система, вырабатывающая сигналы антисовпадений на γ-кванты, вылетающие из мишени под слишком большим углом. Для этого на боковых обла-

стях четырЯх камер (двух X и двух Y) установлены конверторы из свинца толщиной 15 мм; сигналы от соответствующих проволок камер используются для антисовпадений.

Магнит установки BEC имеет размеры полюсов 2.5×1.5 м^2, расстояние между полюсами 1 м, интеграл поля 2.2 Т·м (поперечный импульс 0.7 ГэВ). Между полюсами магнита установлены две большие двухплоскостные микродрейфовые камеры, измеряющие координату X треков. Эти камеры необходимы для лучшей "сшивки" отрезков треков частиц до и после магнита при off-line обработке. Координата Y треков камерами в магните не измеряется, так как горизонтальная компонента поля магнита в его рабочей области невелика и Y-проекция треков почти прямолинейна.

Сразу за магнитом установлен многоканальный пороговый черенковский счЯтчик $\check{C}$, который служит для идентификации вторичных частиц. Этот счЯтчик представляет собой систему из двадцати восьми зеркал различного размера, от 14×25 см в центре до 25×50 см по краям. В качестве рабочего вещества используется смесь аргона и элегаза (SF_6); порог счЯтчика для π-мезонов равен 4.4 ГэВ. Информация от этого прибора используется для изучения процессов с K-мезонами в конечном состоянии.

За черенковским счЯтчиком установлены три трЯхплоскостные микродрейфовые камеры (DC) размером 2.5×1.9 $м^2$, работающие в режиме самогасящегося стримерного разряда (СГС). Они измеряют координату треков частиц после магнита. Одна из трЯх плскостей каждой камеры повернута на 37^o относительно горизонтали и служит для разрешения неоднозначностей.

Сцинтилляционный годоскоп H – основной триггерный прибор, выделяющий события с взаимодействием – расположен между первой и второй СГС камерами. Он имеет две плоскости (X и Y) с вертикальными и горизонтальными счЯтчиками соответственно; каждая плоскость состоит из четырЯх квадрантов по 28 счЯтчиков в каждом. Регистрация события разрешается при выполнении следующих условий :

- В каждой из плоскостей имеются от 2 до 6 "кластеров" сработавших счЯтчиков. Количество "кластеров" N_c для N рядом расположенных сработавших счЯтчиков вычисляется следующим образом: $N_c = (N + 1)/2$; в частности, количество "кластеров"

может быть полуцелым.

- Количество "кластеров" в каждом из квадрантов первой плоскости не более чем на единицу отличается от количества "кластеров" в соответствующем квадранте второй плоскости. Это условие подавляет шум счЯтчиков.

Во избежание запуска логики годоскопа от пучковых частиц (второй "кластер" может давать, например, шум счЯтчиков) в месте прохождения пучка в каждой плоскости имеется нечувствительная область.

Для подавления событий с непровзаимодействовавшими пучковыми частицами за годоскопом установлены два сцинтилляционных счЯтчика (BK), которые включены в антисовпадения.

В выработке триггера на взаимодействие участвует также сцинтилляционный счЯтчик SC толщиной 1 см, установленный за мишенью. Этот счЯтчик "просматривается" двумя ФЭУ. Сигнал с них подаЯтся на дискриминаторы, порог которых соответствует амплитуде сигнала от одной частицы. Использование этого счЯтчика помогает подавить события, в которых пучковая частица провзаимодействовала в веществе установки после мишени.

Далее расположен ячеистый электромагнитный калориметр из свинцового стекла $ECAL$ размером 2.5×1.9 м^2, который служит для измерения энергии и координат γ-квантов. Центральная часть калориметра представляет собой матрицу из 38×32 счЯтчиков размером 43×43 мм; периферия детектора выполнена из счЯтчиков двойного размера (86×86 мм).

Одно из главных достоинств установки BEC – высокоскоростная система сбора данных, выполненная на основе стандарта МИСС [14]. За цикл ускорителя система способна принимать до ~ 4000 событий, что составляет ~ 4 МБайт.

Для решения задач технического контроля состояния детекторов, калибровки и т.п. каждая из основных систем установки (годоскоп, γ-детектор, пропорциональные камеры, дрейфовые камеры) оснащена так называемым аппаратным компьютером. В качестве таковых используются мини-ЭВМ "Электроника-60". Это позволяет независимо настраивать и контролировать каждую систему. Применение аппаратных компьютеров для решения вспомогательных задач упрощает структуру основной системы сбора данных и позволяет использовать

базовую ЭВМ, кроме приЯма и записи данных, только для общего $on-line$ контроля.

Угловой аксептанс – очень важный параметр установки, нацеленной на проведение исследований в области мезонной спектроскопии. При изучении редких радиационных распадов широкий аксептанс помогает существенно подавить фон от событий, содержащих в конечном состоянии π^0 с потерянным γ-квантом. При проведении парциально-волнового анализа с ростом эффективной массы конечного состояния ограниченность аксептанса приводит, как правило, к потере тех областей в пространстве углов в системе Готтфрида-Джексона, где азимутальный угол близок к значению ± 1, а эти области часто являются критическими для разделения волн с различными JLM. Величина углового аксептанса установки BEC для мод распадов, содержащих γ-кванты, ограничивается размерами γ-детектора и составляет примерно 360 мрад $\times$ 280 мрад.

Установка BEC – универсальный детектор для исследований в области мезонной спектроскопии. Она позволяет одновременно регистрировать множество различных реакций. Конечные состояния, которые изучены или изучаются в настоящее время, составляют внушительный список :

$$\begin{array}{llll} \pi^+\pi^- & \pi^+\pi^-\gamma & \pi^+\pi^-\pi^- & \pi^+\pi^-\pi^0 \\ \pi^+\pi^-\pi^-\gamma & \pi^+\pi^-\eta & \pi^-\pi^0\omega & \eta\pi^- \\ \eta'\pi^- & \eta\pi^0 & \omega\pi^- & \omega\pi^0 \\ \eta\eta\pi^- & \eta\eta'\pi^- & \omega\omega & \omega\eta \\ \eta'\eta' & \pi^-\omega\omega & K^+K^-\pi^- & K^+K^-\pi^-\pi^0 \\ \ldots & & & \end{array} \qquad (1.2)$$

По большинству из этих реакций набрана статистика, значительно превосходящая статистику проводимых ранее экспериментов. Основным методом исследования является парциально-волновой анализ (ПВА), разработанный в различных вариантах – для двух, трЯх и четырЯх скалярных частиц, скалярной и векторной, двух векторных и т.д.. Информация, полученная в результате этих исследований, позволит существенно расширить знания о физике мезонных состояний с массами до 2.5 ГэВ.

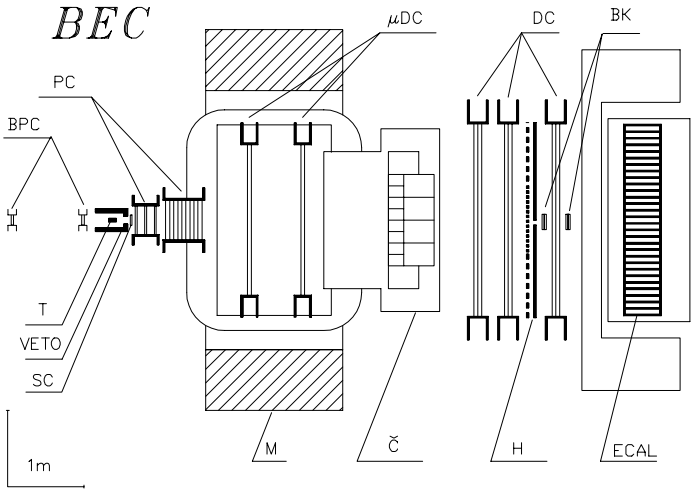

Рис. 1.1: Схема установки BEC. Здесь:
BPC — пучковые камеры,
T — мишень,
$VETO$ — охранная система мишени,
SC — сцинтилляционный счётчик,
PC — пропорциональные камеры,
M — магнит,
μDC — микродрейфовые камеры в зазоре магнита,
$\check{C}$ — многоканальный черенковский счётчик,
DC — большие микродрейфовые камеры,
H — триггерный годоскоп,
BK — счётчики антисовпадений,
$ECAL$ — электромагнитный калориметр.

Глава 2

Электромагнитный калориметр установки BEC

2.1 Введение

Методика регистрации γ-квантов высокой энергии на базе годоскопических калориметров из большого числа счЯтчиков полного поглощения с радиаторами из прозрачного свинцового стекла, поперечные размеры которых близки к ширине электромагнитного ливня, была успешно развита в ИФВЭ в середине 70-х годов [1, 2, 3, 4]. Годоскопический спектрометр, состоящий из большого числа таких ячеек, способен регистрировать одновременно десятки γ-квантов, с высокой точностью определять их координаты и энергии, восстанавливать массы и импульсы распавшихся на γ-кванты частиц. Первые использования даже сравнительно небольших детекторов этого типа показали их перспективность и в настоящее время годоскопические спектрометры на основе свинцового стекла являются базовыми приборами в большом количестве физических экспериментов.

Свойства и характеристики годоскопических γ-детекторов на базе свинцовых стЯкол изучены достаточно хорошо, в ИФВЭ имеется богатый опыт их конструирования и эксплуатации, что позволило при создании электромагнитного калориметра установки BEC избежать длительного периода макетирования и испытания промежуточных прототипов. Тем не менее использование любого прибора в составе большой установки накладывает целый ряд требований, специфичных для конкретной постановки физического эксперимента. В данной главе при описании γ-детектора особое внимание уделяется особенностям эксплу-

Плотность, $г/см^3$	Коэффициент преломления, n_α	Радиационная длина, $см$	Ядерная длина, $см$
3.61	1.62	3.1	22.5

Таблица 2.1: Характеристики свинцового стекла Ф8-00.

атации прибора в широкоапертурном магнитном спектрометре BEC.

2.2 Конструкция γ-детектора

Электромагнитный калориметр представляет собой сборку блоков свинцового стекла марки Ф8-00. В таблице 2.1 приведены некоторые основные характеристики свинцового стекла этой марки. Центральная часть выполнена в виде матрицы 38×32 отдельных счЯтчиков с поперечными размерами 43×43 мм^2 (32 счЯтчика – по вертикали), периферия состоит из счЯтчиков двойного размера 86×86 мм^2. Полный размер активной области детектора составляет 2.5×1.9 м^2. Для прохождения непровзаимодействовавшего пучка центральный счЯтчик удалЯн из сборки. Удвоение поперечного размера ячейки позволяет существенно уменьшить количество каналов, не приводя к заметному ухудшению характеристик прибора: периферическая часть детектора обеспечивает равноточные измерения углов и импульсов вторичных γ-квантов.

2.2.1 Механическое устройство γ-детектора

Механическая конструкция γ-детектора разработана в Конструкторском Отделе ИФВЭ и функционально состоит из кассеты и системы перемещения. Кассета представляет собой жЯсткую раму, предназначенную для укладки в неЯ счЯтчиков, и двух светоизолирующих кожухов, внутри которых осуществляется разводка кабельных коммуникаций и крепление системы светового мониторирования. Кассета установлена на двух винтах около 15 см в диаметре на платформе системы перемещения, путЯм вращения которых осуществляется еЯ вертикальное движение. Система перемещения – основной несущий элемент, представляет собой полую внутри сварную конструкцию, одновременно являющуюся транспортной системой всего детектора, обес-

печивающей горизонтальное перемещение по рельсовому пути в пределах ± 2.5 м. Основные особенности системы перемещения, заложенные при еЯ проектировании, – сравнительно малый вес и компактность. Последнее требование выражается в отсутствии в передней части громоздких конструктивных элементов, препятствующих размещению в непосредственной близости от детектора последней плоскости трековой системы установки.

Транспортная система снабжена датчиками движения, контролирующими количество оборотов и угол поворота направляющих валов, и автоматизированной системой дистанционного управления движением в стандарте СУММА, управляемой от аппаратной ЭВМ "Электроника-60".

Система перемещения позволяет осуществить установку в процессе калибровки в зону пучка каждого отдельного счЯтчика с точностью ± 1 мм, положение детектора по отношению к оси пучка контролируется с точностью ~ 0.2 мм. Скорость движения в обоих направлениях составляет примерно 5 мм/сек.

2.2.2 Устройство счЯтчиков γ-детектора

В электромагнитном калориметре установки ВЕС используются счЯтчики двух типов, отличающиеся поперечными размерами. Конструктивно они выполнены одинаково. Общий вид периферийного счЯтчика приведЯн на рисунке 2.1 и не нуждается в пояснении. В качестве фотоприЯмников были выбраны хорошо зарекомендовавшие себя ФЭУ-84-3 и ФЭУ-110.

Важной особенностью эксплуатации γ-детектора в составе спектрометра ВЕС является наличие рассеянного магнитного поля. ПроведЯнные расчЯты, обычно неотличающиеся надЯжностью для слабых рассеянных полей, давали верхнюю оценку для напряжЯнности магнитного поля в районе размещения ФЭУ $H \approx 15$Э. Это обстоятельство наиболее критично для работоспособности больших периферических счЯтчиков, укомплектованных фотоумножителями ФЭУ-110 с большой ($\varnothing 76$ мм) площадью фотокатода.

Для экранирования ФЭУ от влияния внешних магнитных полей обычно используются цилиндрические экраны, состоящие из слоя металла с высокой магнитной проницаемостью (пермаллой), обеспечи-

вающего экранирование слабых полей на уровне нескольких Эрстед, и внешнего экрана из мягкого железа, позволяющего понизить общий уровень поля внутри экрана до величины экранируемой пермаллоем. Внешний экран в нашем случае выполняет также функцию опорного элемента для ФЭУ и делителя высокого напряжения. Для предотвращения проникновения поля через передний открытый конец цилиндра напуск экрана за фотокатод должен составлять приблизительно половину его диаметра. При этом светосбор осуществляется при помощи световода из свинцового стекла диаметром 35 мм, приклеенного к торцу радиатора оптическим клеем EpoTek.

При выборе толщины магнитного экрана и величины его напуска на фотокатод были учтены рекомендации, изложенные в работе [5]. Аналогичные измерения, проведЯнные для ФЭУ-110, показали, что для выбранных размеров экранов (см. рис.2.1) заметное на уровне $\sim 5\%$ ухудшение светосбора происходит при величине поперечного поля, превышающей 20 Э. Отметим что, проведЯнные во время запуска спектрометрического магнита измерения показали несколько меньшее значение величины напряжЯнности поля внутри кассеты γ-детектора $H \approx 10$Э; какого бы то ни было его влияния на работу ФЭУ замечено не было.

2.2.3 Система высоковольтного питания

На γ-детекторе BEC реализована расширенная и несколько модифицированная схема высоковольтного питания, используемая в детекторе полного поглощения установки ПРОЗА ИФВЭ. Общая схема высоковольтного питания приведена на рис.2.2. Регулировка индивидуальных напряжений на счЯтчиках осуществляется собранными в матрицу и вынесенными из детектора многооборотными потенциометрами СП3-37Б-1 ($R_{max} = 2.2$ МОм). Для вращения осей потенциометров используется программноуправляемый манипулятор [6], состоящий из двухкоординатной каретки и вращательного цангового зажима оси резистора. Точность установки напряжений на счЯтчиках составляет $\pm 5\%$.

Поскольку в условиях высокой загрузки необходима подпитка последних динодов ФЭУ от внешних низкоомных источников, представляется целесообразным замена резисторов последних динодов эквивалентными потенциометрами с $R \sim$1кОм, расположенными вне корпуса кассеты и зашунтированными конденсаторами с большой (C =

1000 мкФ) Ямкостью. Благодаря параллельному соединению последних динодов всех ФЭУ эффективный заряд работающих Ямкостей оказывается существенно выше, а постоянная их подзарядки определяется в основном индуктивностью соединительных кабелей внутри кассеты. Источники напряжений подпитки последних динодов были выполнены на основе схемы, описанной в работе [7].

Основной особенностью в нашем случае является использование в спектрометре двух различных типов ФЭУ, что может привести к необходимости установки на них различных напряжений подпитки и как следствие усложнить разводку кабельных коммуникаций внутри кассеты детектора. Однако измерения показали, что оптимальный набор напряжений на 4 последних каскадах ФЭУ-84-3 в полной мере удовлетворителен и для ФЭУ-110. Это не удивительно, поскольку используемые нами типы ФЭУ имеют одинаковую динодную систему жалюзийного типа. Изменения же в распределении напряжения в делителях касаются их головной части из-за различий в конструкциях входных колб.

Выбор напряжений подпитки последних динодов ФЭУ обусловлен высокими требованиями к его линейности. Измерения этой характеристики проводились в широком диапазоне напряжений дифференциальным методом [8]. Результаты указывают на необходимость установки нарастающих номиналов напряжений на последних каскадах, причЯм разности междинодных потенциалов, особенно для промежутков (11 – 12-ый динод, 12-ый динод – анод), должны быть достаточно высокими $\sim 180 \div 200$В в связи с большой плотностью возникающего в этой области пространственного заряда.

2.2.4 Система мониторирования

Мониторирование – необходимый элемент любого крупного детектора. Основными функциями системы мониторирования, заложенными при еЯ проектировании для γ-детектора установки BEC, являются :

– проверка работоспособности всех счЯтчиков детектора без пучка;

– установка напряжений на ФЭУ после проведения предварительной калибровки на электронном пучке;

– контроль за работой счЯтчиков и изменением коэффициентов усиления ФЭУ в процессе набора статистики.

В детекторе реализованы две независимые системы мониторирования, совместное использование которых позволяет решить все перечисленные задачи.

2.2.4.1 Импульсное световое мониторирование

В качестве источников световых сигналов используются красные светодиоды SBR-5501E. Изучение светодиодов этого типа показало их высокую надЯжность, хорошую долговременную и температурную стабильность, а также малое время высвечивания (τ ~5нсек) при большом световыходе. Последнее обстоятельство позволяет осуществлять запуск светодиодов короткими электрическими импульсами в прямом направлении без искажения собственной формы импульса ФЭУ.

Запускающий генератор, выполненный на базе лавинного транзистора КТ312Б [9], имеет следующие параметры :

- максимальная частота запусков – ~1 кГц,
- длительность импульса – ~10 нсек,
- амплитуда импульса – до 200 В.

Для разводки световых сигналов используются прозрачные органические световоды длиной 1 м, укреплЯнные в передней части радиатора каждого счЯтчика. Противоположные концы световодов собраны в 4 коллектора, каждый из которых через воздушный световод и рассеивающий отражатель освещается одним светодиодом. Такая схема позволила уменьшить разброс сигналов в транспортных волокнах до ±30%. Подбором амплитуды запускающего светодиод импульса сигнал системы мониторирования устанавливается примерно в середину динамического диапазона АЦП, что приблизительно соответствует сигналу от 10 ГэВ электрона.

Световая система мониторирования позволяет осуществить проверку всего тракта прохождения сигнала от детектора, включая возможное нарушение оптического контакта между ФЭУ и радиатором. Такая проверка осуществляется периодически во время набора статистики при помощи аппаратной ЭВМ, сигнализируя о существенном изменении сигналов. Более детальное отслеживание коэффициентов усиления ФЭУ и соответствующая коррекция производится при off-line обработке данных. Для этого сигналы от системы мониторирования записываются на магнитную ленту. Эта процедура проводится или каждые

3-4 часа с записью нескольких сотен мониторных запусков, либо, если позволяют условия приЯма данных, мониторные запуски продолжают физические триггера по окончанию сброса ускорителя. Описанный контроль обеспечивает отслеживание долговременной стабильности работы γ-детектора на уровне $\sim 1\%$.

2.2.4.2 Мониторирование электрическими сигналами

В качестве дополнительного мониторирования, позволяющего проведение независимой проверки исправности электронного тракта от анода ФЭУ до АЦП, нами используется система, состоящая из выходного регистра в стандарте СУММА, расположенного в экспериментальном домике и управляемого от аппаратной ЭВМ, и дешифраторов, установленных внутри кассеты детектора [10]. В результате на анод каждого счЯтчика через 1кОм резистор может быть подан стандартный электрический импульс. Этот сигнал проходит через весь информационный тракт и считывается аппаратной ЭВМ.

Данная система существенно упрощает наладку детектора на начальной стадии его запуска, позволяя установить и устранить возможные перепутывания в таблице соответствия счЯтчиков калориметра каналам АЦП. В процессе работы можно оперативно определить, какой из элементов электронного тракта (ФЭУ с делителем, кабель, АЦП) вышел из строя. Разброс амплитуд выходных импульсов дешифраторов составляет $\sim 15\%$. Этого вполне достаточно для того, чтобы измерением амплитуды сигнала в данном тракте выявить каналы АЦП с аномальным откликом.

Описанная система мониторирования успешно применялась для комплексной проверки электроники γ-детектора. В частности с еЯ помощью были выявлены и устранены некоторые погрешности изготовления плат АЦП, выражавшиеся в больших наводках между отдельными каналами и их перепутывании.

2.2.5 Тестирование и паспортизация ФЭУ

Создание детектора, имеющего в своЯм составе большое количество фотоприЯмников, с очевидностью приводит к необходимости по крайней мере предварительной проверки их работоспособности перед окон-

чательной установкой в прибор. Это вызвано тем, что после подсоединения всех кабельных коммуникаций замена заметного количества ФЭУ вызывает затруднение. Кроме того, основные критерии проверки и отбраковки ФЭУ могут быть выработаны до полномасштабного запуска детектора.

2.2.5.1 Сортировка ФЭУ по величине рабочего напряжения

Одно из таких требований следует из необходимости приблизительного выравнивания откликов всех счЯтчиков, для чего (см. 2.2.3) используются многооборотные потенциометры. Поскольку диапазон изменения напряжения, обеспечиваемый потенциометром, не покрывает возможного разброса рабочих напряжений ФЭУ, делители некоторой части из них содержат дополнительный гасящий резистор 1.5 или 3.0 МОм. Маркировка ФЭУ, нуждающихся в таких специальных делителях напряжения, проводилась на этапе их тестирования. Для этого при фиксированном напряжении питания и подпитки последних динодов сравнивались отклики всех ФЭУ на одинаковый световой импульс. Зная зависимость амплитуды анодного сигнала от напряжения питания, можно предсказать рабочее напряжение каждого ФЭУ для получения выходного импульса необходимой амплитуды.

Зависимость анодной чувствительности используемых фотоприЯмников от напряжения питания была изучена в отдельных измерениях для большой (∼100 штук) партии приборов. Выходной сигнал следует зависимости вида :

$$A = K \times \left(U_{фотокатод} - U_{динод\#9}\right)^{5.6(\pm 5\%)}. \qquad (2.1)$$

Здесь коэффициент K характеризует чувствительность ФЭУ по фотокатоду (его квантовую эффективность и эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод), а степенная зависимость – размножение электронов в процессе прохождения через динодную систему[1]. Разброс показателя степени (FWHM = $\pm 5\%$) разных экземпляров ФЭУ позволяет в принципе восстановить значение рабочего напряжения для заданной амплитуды выходного импульса. Однако это не исключает воз-

[1]Вообще говоря, данная зависимость имеет более сложный вид и должна учитывать многие другие факторы, в частности нелинейность коэффициента вторичной эмиссии динодов от энергии электронов, что однако не существенно для конкретного приложения.

можного наличия экземпляров, которые из-за дефектов изготовления динодной системы имеют зависимость выходного сигнала от напряжения, существенно отличную от приведЯнной. Для выявления таких приборов отклики ФЭУ измерялись при двух различных напряжениях питания ($U_{фотокатод} - U_{динод\#9}$) с использованием зелЯного светодиода. С одной стороны, это позволяет измерить показатель степени в зависимости (2.1), а с другой, – выявить ФЭУ, имеющие аномально малую квантовую эффективность фотокатода.

Результатом измерений явилась разбивка всех ФЭУ на три группы с одинаковым рабочим напряжением в пределах регулировки, которую позволяет многооборотный потенциометр. Около 5% проверенных ФЭУ имели аномально малую чувствительность по фотокатоду (коэффициент K), соответствующую менее 8% квантовой эффективности в районе максимума ($\sim$ 420нм), и были отбракованы, поскольку статистика фотоэлектронов важна для получения хорошего энергетического разрешения калориметра.

2.2.5.2 Отбор ФЭУ по величине изменения коэффициента усиления

Типичное разрешение электромагнитных калориметров на основе свинцовых стЯкол в диапазоне энергий γ-квантов, требуемых для регистрации на установке BEC, составляет несколько процентов. В то же время известно, что кратковременные изменения коэффициента усиления ФЭУ при высоких загрузках могут достигать значительных величин ($\sim 20 \div 30\%$) [11, 12, 13]. Отслеживание медленных изменений коэффициента усиления не представляется сложным и осуществляется системой светового мониторирования между сбросами ускорителя. Значительную проблему может представлять кратковременная (внутри сброса) нестабильность коэффициентов усиления ФЭУ центральной области детектора.

Проблема кратковременной нестабильности для некоторых типов ФЭУ детально изучена в работе [11], где было продемонстрировано, что данный эффект связан с процессами, происходящими на последних динодах. Детальное изучение нескольких образцов ФЭУ-84-3 подтвердило основные выводы работы [11] и позволило выработать метод измерения, пригодный для проверки большой партии приборов.

Характерное поведение коэффициента усиления ФЭУ-84-3 во время фоновой подсветки различной интенсивности, имитирующей сброс ускорителя, показано на рис.2.3. Здесь за единицу принято усиление G_0 при непрерывной засветке ФЭУ реперным источником с малой ~ 50Гц частотой, что создаЯт средний анодный ток $\sim 0.01\mu$А. Кривые получены усреднением по нескольким "ускорительным" циклам, причЯм точки $G_{begin\ of\ spill}$ измерены относительно уровня G_0, а точки внутри и после сброса – относительно $G_{begin\ of\ spill}$. Отметим, что при включении фонового светодиода, имитирующего сброс ускорителя, подъЯм кривых начинается от разных значений $G_{begin\ of\ spill}$. Это связано с тем, что время восстановления после выключения подсветки для многих образцов ФЭУ велико и усиление не успевает восстановиться за время между сбросами. Кроме того, некоторые ФЭУ обладают дополнительной долговременной компонентой стабилизации коэффициента усиления при непрерывно работающих фоновых сбросах. Интересующая нас величина

$$\Delta G_{spill} = \frac{G_{end\ of\ spill} - G_{begin\ of\ spill}}{G_{begin\ of\ spill}} \tag{2.2}$$

зависит от среднего анодного тока, обладает эффектом насыщения при его больших значениях и различна для разных экземпляров ФЭУ. Типичное значение максимального изменения усиления ФЭУ-84-3 составляет $\sim 10 \div 15\%$, хотя для отдельных экземпляров может достигать 30%. В то же время около 5% ФЭУ-84-3 демонстрируют стабильное поведение коэффициента усиления $\Delta G_{spill} < 1\%$ во время сброса. Это обстоятельство делает возможным проведение отбора таких экземпляров для размещения их в центральной наиболее загруженной области детектора.

Существуют другие возможные способы борьбы с описываемым эффектом :

· использование сигнала с одного из промежуточных динодов с последующим применением усилителя,

· стабилизация усиления с помощью реперного источника в цепи обратной связи,

· стабилизация ФЭУ за счЯт эффекта насыщения изменения усиления [12].

Первые два требуют значительного усложнения электроники, что уве-

личивает стоимость, понижает надЯжность и, в конечном итоге, представляются неприемлемыми. Последний приводит к дополнительным флуктуациям, вызванным фотостатистикой от "насыщающего" светового источника, что с неизбежностью отражается на энергетическом разрешении детектора.

Для упрощения процедуры отбора при проверке большого числа ФЭУ в качестве величины, характеризующей кратковременную стабильность ФЭУ-84-3, выбрана ΔG_{spill} (2.2), измеренная в условии насыщения эффекта изменения усиления и усреднЯнная по 10 запускам фонового светодиода. Подавляющее большинство экземпляров ФЭУ этого типа демонстрирует эффект насыщения при среднем по сбросу анодном токе $\langle I \rangle \approx 15\mu$А. Поэтому при одинаковом напряжении питания и подпитки для всех испытываемывых ФЭУ частота и амплитуда вспышки фонового светодиода были выбраны таким образом, чтобы обеспечить $\langle I \rangle \geq 15\mu$А даже для ФЭУ с пониженной анодной чувствительностью (находящихся в верхней части распределения по рабочему напряжению). При этом средний ток для ФЭУ с повышенной анодной чувствительностью не должен быть слишком велик[1], чтобы не вызывать искажения результатов, обусловленных нелинейностью отклика фотодетектора.

В результате измерений 2000 ФЭУ-84-3 для установки в центральную часть электромагнитного калориметра установки BEC было отобрано около 20 экземпляров с кратковременной нестабильностью коэффициента усиления $\Delta G_{spill} < 1\%$ и около 150 экземпляров, имеющих $\Delta G_{spill} < 3\%$. В процессе отбора не обнаружено корреляции параметров кратковременной нестабильности и анодной чувствительности ФЭУ. Для ФЭУ-110, которыми укомплектованы периферийные счЯтчики калориметра, описанный отбор не проводился.

2.3 Электроника

На установке BEC создана современная система сбора данных на базе развитого в ИФВЭ стандарта магистрально-модульной электроники – МИСС [14]. Следует отметить, что конкретизация многих элементов

[1]Характерной величиной для сравнения является ток через делитель высокого напряжения, в нашем случае – $I_{делитель} \sim 250\mu$А.

системы шла одновременно с развитием установки. Это позволило последовательно реализовать основные преимущества МИСС :

– высокую скорость параллельного ввода данных с детекторов;

– программно-управляемое сегментирование каркасов;

– возможность многоуровневого триггерного отбора;

– эффективное разравнивание потока случайных событий благодаря использованию модулей буферной памяти.

Детальное описание системы сбора данных установки BEC можно найти в [15, 16], а в этой главе приводятся наиболее общие еЯ характеристики с более подробным описанием конкретной реализации приЯма информации от электромагнитного калориметра.

2.3.1 Структура системы сбора данных

С точки зрения системы сбора данных архитектура установки BEC выглядит как пять самостоятельных подсистем для разных групп детекторов. Точнее говоря, подсистемы объединяют однотипную регистрирующую электронику, соответствующую методу преобразования детектируемых сигналов в цифровой код. Каждая из подсистем управляется отдельной аппаратной ЭВМ, что позволяет подготовку и проверку детекторов и электроники перед экспозицией проводить автономно и независимо.

На рис.2.4 приведены структурная схема системы сбора данных установки и еЯ основные скоростные характеристики. Электромагнитный калориметр, пороговые черенковские счЯтчики и охранные системы, окружающие мишень и γ-детектор, выделены в отдельную подсистему.

При построении регистрирующей электроники на базе МИСС основной структурной единицей является сектор – группа модулей с общей ЭСЛ магистралью. В случае γ-детектора сектор занимает половину каркаса, который по механическим размерам близок к стандарту ВЕКТОР–СУММА. Задний кросс сектора выполнен в виде нескольких трЯхслойных печатных плат, соединЯнных между собой активными перемычками, с помощью которых два сектора в каркасе можно программно-управляемым образом объединять в общее адресуемое пространство. Магистраль сектора позволяет собирать данные со скоростью до 25 Мбайт/сек с простым протоколом типа "handshake"

под управлением либо аппаратного **контроллера каркаса**, либо автономного **контроллера сектора**. Последовательность чтения модулей определяется их относительным расположением в цепочке опроса, тогда как адрес модуля (его "имя") задаЯтся переключателем на нЯм самом.

Каждый сектор системы сбора данных может работать в двух основных режимах: *Автономная работа* и *Контроль*. В режиме *Автономной работы* данные из модулей регистрирующей электроники или памяти через автономные контроллеры, стоящие в каждом секторе, передаются в память более высокого уровня. Для этого используется кабельный протокол МИСС-М, позволяющий передавать 16-битные слова по гибкому кабелю длиной до 10 м со скоростью до 10 Мбайт/сек. Режим *Контроль* используется для работы через контроллеры каркаса, подключенные к аппаратной ЭВМ "Электроника-60".

2.3.2 Регистрирующая электроника

Регистрирующая электроника γ-детектора, разработанная в стандарте МИСС, представляет собой 12-разрядные зарядово-чувствительные преобразователи (АЦП) [17]. Чувствительность АЦП по входу составляет ≈ 0.1 рС/отсчЯт. Среднее значение пьедесталов для строба длительностью 80-100 нсек – около 200 отсчЯтов при полной шкале 4096, при этом нестабильность пьедестальных значений не превышает 2-3 отсчЯта.

Функционально и конструктивно АЦП разделены на две части – аналоговую (модуль ЛЭ-14) и цифровую (модуль ЛЭ-19). В первой осуществляется формирование ECL сигнала, длительность которого пропорциональна заряду, поступившему от детектора в течение строба, во второй – оцифровка его длительности кварцевым генератором с частотой 75 МГц. Для повышения помехозащищЯнности связь между модулями осуществляется посредством оптронов.

Вся регистрирующая электроника γ-детектора, а также амплитудный анализ других элементов установки ВЕС размещаются в 6 цифровых и 3 аналоговых каркасах МИСС. Высокочастотные тактовые сигналы от кварцевого генератора, как и другие сервисные сигналы (строб, быстрый сброс и др.), раздаются на каждый каркас системы от общего синхро-блока. Максимальное время оцифровки составляет

55 мксек. При этом время работы тактового генератора определяется длительностью сигнала *'ИЛИ'* всех аналоговых формировок системы, т.е. максимальной амплитудой импульса, пришедшего от γ-детектора. Поскольку в среднем событии максимальная амплитуда существенно меньше 4096 отсчЯтов, такая организация работы системы позволила сократить среднее время оцифровки на $\sim 40\%$.

Общая схема организации системы сбора данных с γ-детектора приведена на рис.2.5. Каждый из 6 каркасов, содержащих цифровые части АДС, разделЯн на 2 сектора и укомплектован в сооответствии с идеологией системы МИСС и общей организацией системы сбора данных установки ВЕС двумя автономными контролерами сектора ЛЭ-24М [18] (один на сектор) и аппаратным контролером каркаса ЛЭ-20И.

Опрос модулей стартует по приходу триггерного сигнала в автономный контроллер сектора, который выполняет следующую последовательность действий :

– наращивает счЯтчик номера события;

– выставляет разрешение на занятие магистрали опроса;

– синхронизирует опрос модулей;

– подавляет незначащую (нулевую) информацию;

– передает на следующий уровень оцифрованные данные;

– подсчитывает количество переданных слов;

– формирует на все время опроса потенциал *ЗАНЯТО*;

– в конце опроса события формирует и передает два контрольных слова, содержащих номер события, число слов и признак конца события.

Автономный контроллер ЛЭ-24М осуществляет вычитание пьедесталов для каждого канала сектора, используя матрицу пьедестальных значений, хранимую во внутренней оперативной памяти. Передача информации происходит только в случае превышения оцифрованным сигналом пьедестального значения некоторого заданного порога. В большинстве физических сеансов установки нами использовался порог в три отсчЯта, что соответствует $\approx 15 МэВ$. Это позволило практически полностью устранить передачу фоновой нефизической информации, вызванной нестабильностью электронного тракта, и тем самым существенно ускорить работу системы сбора данных. Столь низкий порог не вызывает наблюдаемого ухудшения характеристик прибора. Время опроса, т.е. время передачи данных от АЦП в промежуточные

памяти I-го уровня, составляет $\sim$ 40мксек.

Двенадцать блоков промежуточной памяти I-го уровня сгруппированы в 2 секторах отдельного каркаса, также оснащЯнного 2 типами котроллеров. Специализированный автономный контроллер сектора ЛЭ-41 считывает памяти I-го уровня, формирует блок информации от γ-детектора и передаЯт его в промежуточную память II-го уровня. Аппаратный контроллер аналогичен контроллерам каркасов цифровой части, связан с ними общим шлейфом и служит в основном для тестирования работоспособности электороники памятей I-го уровня.

2.3.3 Функции аппаратной ЭВМ в системе сбора данных γ-детектора

Наличие высокоскоростной системы сбора данных установки BEC вызывает естественное желание и необходимость максимально разгрузить базовый компьютер от процедур тестирования, медленного контроля, управления режимами работы электроники, перемещения γ-детектора при калибровке на электронном пучке, управления и установки высоковольтного напряжения на счЯтчиках и т.д. Решения этих задач при разработке системы сбора данных были возложены на аппаратные ЭВМ "Электроника-60", которыми укомплектована каждая подсистема детекторов установки (см. рис.2.5). Аппаратные ЭВМ имеют независимый от базового компьютера доступ ко всем информационным каркасам МИСС и связь с невключенными в общий информационный поток установки крейтами СУММА.

Программный доступ к секторам МИСС осуществляется посредством аппаратного контроллера ЛЭ-20И. Расширение шины Q-bus аппаратной ЭВМ, реализованное в виде кабельного сегмента, охватывает шлейфом все каркасы управляемой подсистемы. Контроллер каркаса ЛЭ-20И – универсальное для всех подсистем установки устройство, осуществляющее прямой доступ к каждому каналу электроники каркаса в режиме адресного чтения, управление режимами работы контроллеров сектора, передачу информации по протоколу "Q-bus" в аппаратную ЭВМ. В случае γ-детектора контроллер каркаса также осуществляет запись в память котроллеров секторов пьедестальных значений.

Крейт СУММА аппаратной ЭВМ γ-детектора содержит блоки

управления всех сервисных устройств: генераторов системы мониторирования, блоков управления перемещением и установки напряжений на счЯтчиках, а также схему синхронизации с работой ускорителя. По сути на базе аппаратных ЭВМ организованы независимые медленные системы сбора данных для каждого детектора (или группы детекторов).

В силу специфики эксплуатации γ-детектора на его аппаратную ЭВМ возложен ряд специальных функций, а именно :

- Контроль и мониторирование работы спектрометра.

Эта процедура осуществляется непрерывно в процессе набора статистики. В промежутках между сбросами аппаратная ЭВМ переводит каркасы МИСС в режим автономной работы и проводит считывание пьедесталов со всех каналов АДС. На статистике около 100 запусков (один запуск за сброс) проводится усреднение и вычисление дисперсий. УсреднЯнные таким образом пьедесталы сравниваются со значениями, записанными в оперативной памяти контроллеров секторов, и в случае их расхождения более чем на один отсчЯт производится перезапись содержимого соответствующей ячейки памяти котроллера. Описанная процедура служит для автоматической коррекции долговременной нестабильности электроники. Критерием стабильной работы электроники является небольшое (обычно $\sim 10 \div 15\%$) количество каналов, подвергшихся перезаписи. Для контроля за возможным появлением шумящих каналов используются значения вычисляемых дисперсий. Сообщения о замеченных нарушениях в работе выдаются на консольный терминал аппаратной ЭВМ и протоколируются. В случае значительных сбоев общий приЯм данных может быть автоматически заблокирован. Аналогичный контроль ведЯтся также с использованием импульсных светодиодов системы мониторирования за наличием и величиной сигнала от каждого счЯтчика, что однако требует кратковременного прекращения набора данных.

- Перемещение γ-детектора.

Процедура калибровки γ-детектора заключается в последовательном облучении каждого счЯтчика пучком 10 ГэВ электронов с записью информации на ленту. Работа системы сбора данных мало чем отличается от обычного набора статистики (как правило, при этом работают

все элементы установки). В этом случае аппаратная ЭВМ помимо описанного контроля осуществляет перемещение кассеты спектрометра и проверку правильности установленной координаты, задаваемой командой базового компьютера. Калибровка проводится пучком с пониженной до 10^3 электронов/сброс интенсивностью для избежания возможного дрейфа коэффициентов усиления ФЭУ, при этом требуется попадание в центральную область каждого счЯтчика $\sim$500 электоронов, что контролируется головной ЭВМ. Статистика, набранная за один сброс, как правило, превышает 500 событий, поэтому перемещение γ-детектора происходит практически непрерывно.

- Установка высоковольтного напряжения.

Эта процедура проводится достаточно редко с целью приблизительного выравнивания откликов индивидуальных счЯтчиков. Для этого таблица откликов всех счЯтчиков, полученная после предварительной калибровки на пучке электронов, загружается в память аппаратной ЭВМ. Используя сигналы от запусков импульсного светового мониторирования, с помощью автоматизированного манипулятора, управляемого Электроникой-60, напряжение на каждом ФЭУ устанавливается таким образом, чтобы обеспечить попадание отклика от 10 ГэВ электрона в середину динамического диапазона АЦП ($\approx$2000 отсчЯтов). Эта процедура не требует пучкового времени и занимает около 4 часов.

Перечислим общий список задач, решавшихся аппаратной ЭВМ, управлявшей системой аналого-цифровых преобразователей :

· инициализация системы МИСС;

· инициализация каркаса СУММА;

· обработка сигналов НАЧАЛО-ЦИКЛА и КОНЕЦ-ЦИКЛА для синхронизации работы с циклами ускорителя;

· обмен информационными блоками с базовой ЭВМ методом почтового ящика;

· управление перемещением гамма-калориметра во время калибровочных экспозиций, исполняющие модули которого располагаются в каркасе СУММА;

· управление роботом-манипулятором 2000-канальной системы регулировки высоковольтным питанием фотоумножителей калориметра;

· проверка коммутации кабельных соединений калориметра и тестирование около 1600 каналов АЦП перед экспозицией;

· тестирование автономных контроллеров АЦП, модулей памяти первого уровня и системы калибровки гамма-спектрометра светодиодами;

· выполнение всего комплекса задач по считыванию пьедесталов, их накоплению, хранению, усреднению по нескольким циклам и записи в память автономных контроллеров секторов АЦП во время экспозиции;

· контроль за рабочим состоянием всей подсистемы, включение в экстренных случаях звуковой аварийной сигнализации и визуализация справочной информации на мониторе ЭВМ.

2.4 Основные характеристики γ-детектора

Энергетическое разрешение, изученное на макете из 25-ти счЯтчиков γ-детектора установки ВЕС в пучке электронов с энергией $10 \div 40$ГэВ, хорошо согласуется с результатами, полученными сотрудничеством ГАМС [8] при испытаниях прототипа аналогичного калориметра на основе свинцового стекла марки Ф8-00. Однако для полномасштабного прибора интегральные по всей его рабочей области характеристики как правило хуже. Это объясняется многими факторами, в частности погрешностями (в том числе и статистическими) калибровки спектрометра, присутствием вещества в установке, нестабильностями и шумами электроники и фотоумножителей, наличием отдельных неработающих каналов регистрации и др.

Для выяснения многих реальных характеристик прибора была использована статистика, накопленная во время физических сеансов. В используемых для анализа данных содержится некоторое количество фоновых событий, имеющих в конечном состоянии электрон-позитронные пары от конверсии γ-квантов в мишени и в веществе установки. События такого сорта легко выделяются из статистики простыми кинематическими обрезаниями, а импульс и точка попадания к электромагнитный калориметр конверсионных электронов(позитронов) весьма хорошо определяются магнитным спектрометром установки. На рис.2.6 приведено распределение отношения энергии кластера найденного в γ-детекторе к импульсу ближайшего по

Тип свинцового стекла	Ф8-00
Размер радиатора	
центральная часть (модуль I)	$(43 \times 43 \times 450)$мм^3
периферия (модуль II)	$(86 \times 86 \times 450)$мм^3
Число счЯтчиков	
модуль I	1216
модуль II	334
Рабочая площадь $H \times W$	(1.9×2.5)м^2
Используемые фотодетекторы	
модуль I	ФЭУ-84-3
модуль II	ФЭУ-110
Регистрирующая электроника	АЦП 12 бит
Временное разрешение (ворота АЦП)	80 нсек

Таблица 2.2: Основные технические параметры электромагнитного калориметра установки BEC.

фронтальной плоскости калориметра трека заряженной частицы, реконструированного в установке. При отборе треков для усиления вклада $e^+ - e^-$ пар было наложено дополнительное требование на максимальный угол разлЯта противоположно заряженных частиц из мишени. При проведении физической обработки события, имеющие в своЯм составе треки с $E_{cal}/P_{track} > 0.8$ исключались из анализа, в то же время они были использованы для изучения отклика калориметра в широком диапазоне энергий.

Интегральное по поверхности прибора энергетическое разрешение может быть описано зависимостью вида

$$\frac{\sigma_E}{E}[\%] = \frac{6}{\sqrt{E}} + 2 \quad [E]=\text{ГэВ},$$

что, как и ожидалось, несколько хуже характеристики, обычно достигаемой на малогабаритных прототипах.

Координатное разрешение также демонстрирует хорошее согласие с показателями, получаемыми на приборах такого класса. УсреднЯнное по ячейке разрешение следует зависимости

$$\sigma_x[\text{мм}] = \frac{5.5}{\sqrt{E}} + 1.2 \quad [E]=\text{ГэВ}$$

для центральной области детектора и

$$\sigma_x[\text{мм}] = \frac{9.5}{\sqrt{E}} + 3 \quad [E]=\text{ГэВ}$$

для крупных ячеек периферийной части. Отметим, что для периферийной части, регистрирующей частицы под достаточно большими углами к поверхности прибора, точность восстановления координаты ухудшается из-за влияния продольных флуктуаций развития электромагнитного ливня, о чЯм свидетельствует большой вклад члена, независящего от энергии, в параметризации координатного разрешения. Это обстоятельство делает целесообразным использование крупных ячеек на периферии широкоапертурного γ-детектора.

Возможности электромагнитного калориметра установки BEC как спектрометра масс частиц иллюстрируются рис.2.7, где показан спектр эффективных масс пары зарегистрированных γ-квантов, полученный при изучении реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma N'$. Точности восстановления масс π^0 и η-мезонов по их распадам на 2 γ-кванта составляют :

$$\sigma_{\pi^0} = 8.8 \text{ МэВ}, \quad \sigma_\eta = 31.7 \text{ МэВ}.$$

В заключение в таблице 2.2 приведены основные технические параметры электромагнитного калориметра установки BEC.

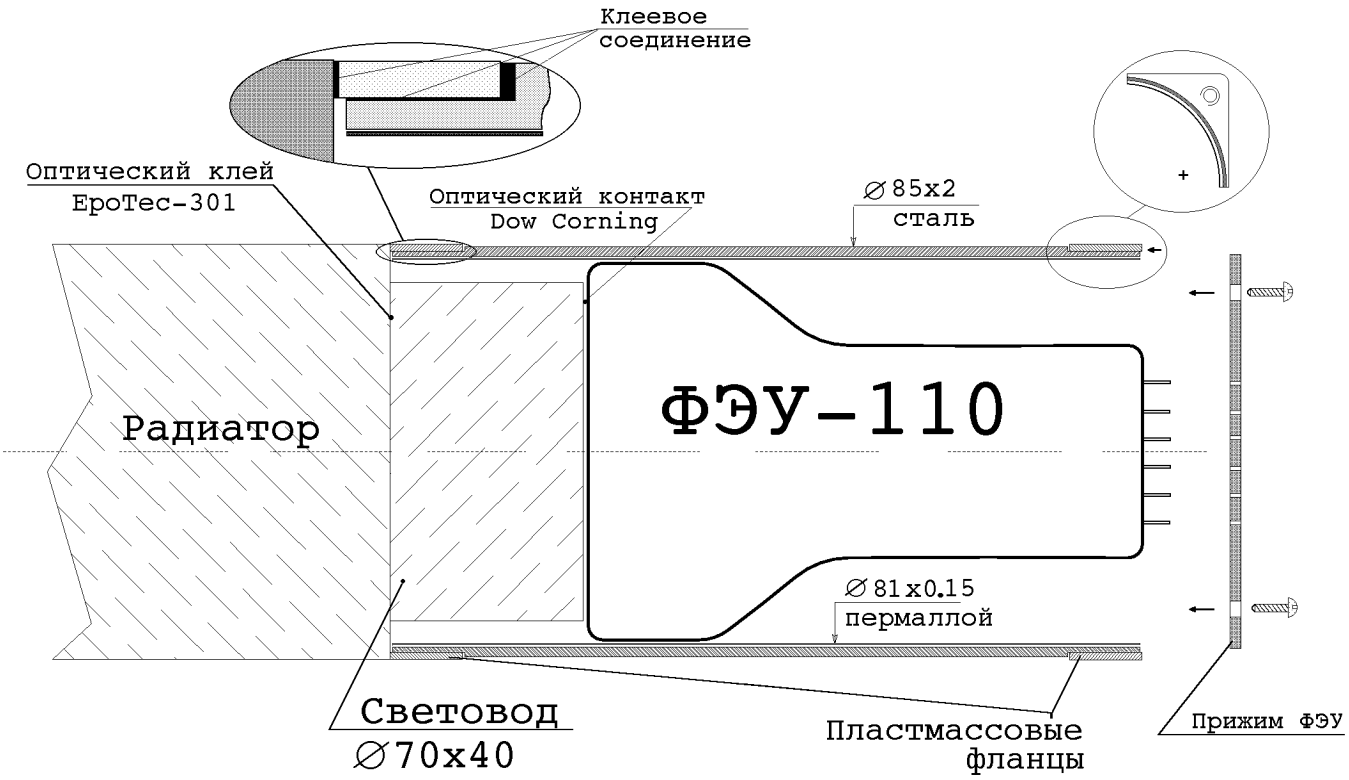

Рис. 2.1: Конструкция периферийного модуля γ-детектора установки BEC.

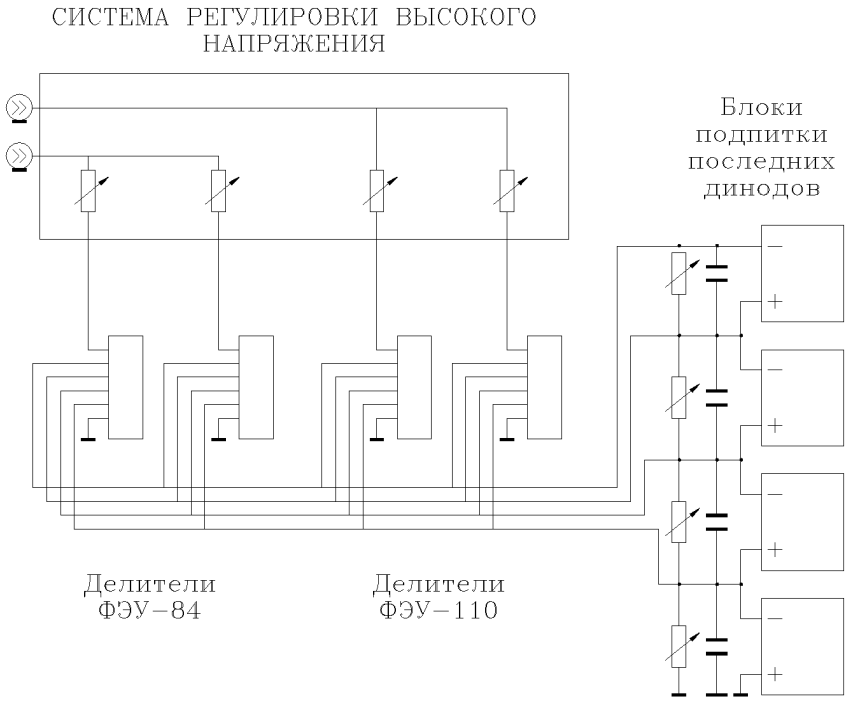

Рис. 2.2: Схема высоковольтного питания электромагнитного калориметра.

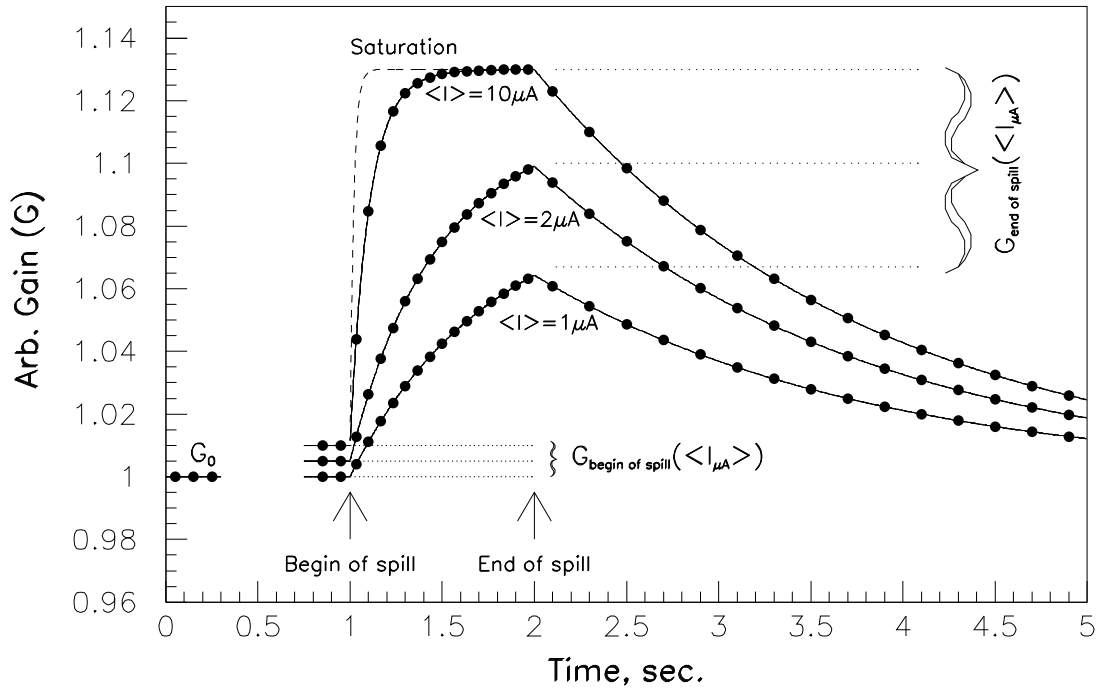

Рис. 2.3: Изменение коэффициента усиления ФЭУ-84-3 во время фоновой подсветки различной интенсивности $\langle I \rangle$, имитирующей сброс ускорителя. $\langle I \rangle$ – анодный ток ФЭУ, усреднЯнный за время сброса (см. детали в тексте).

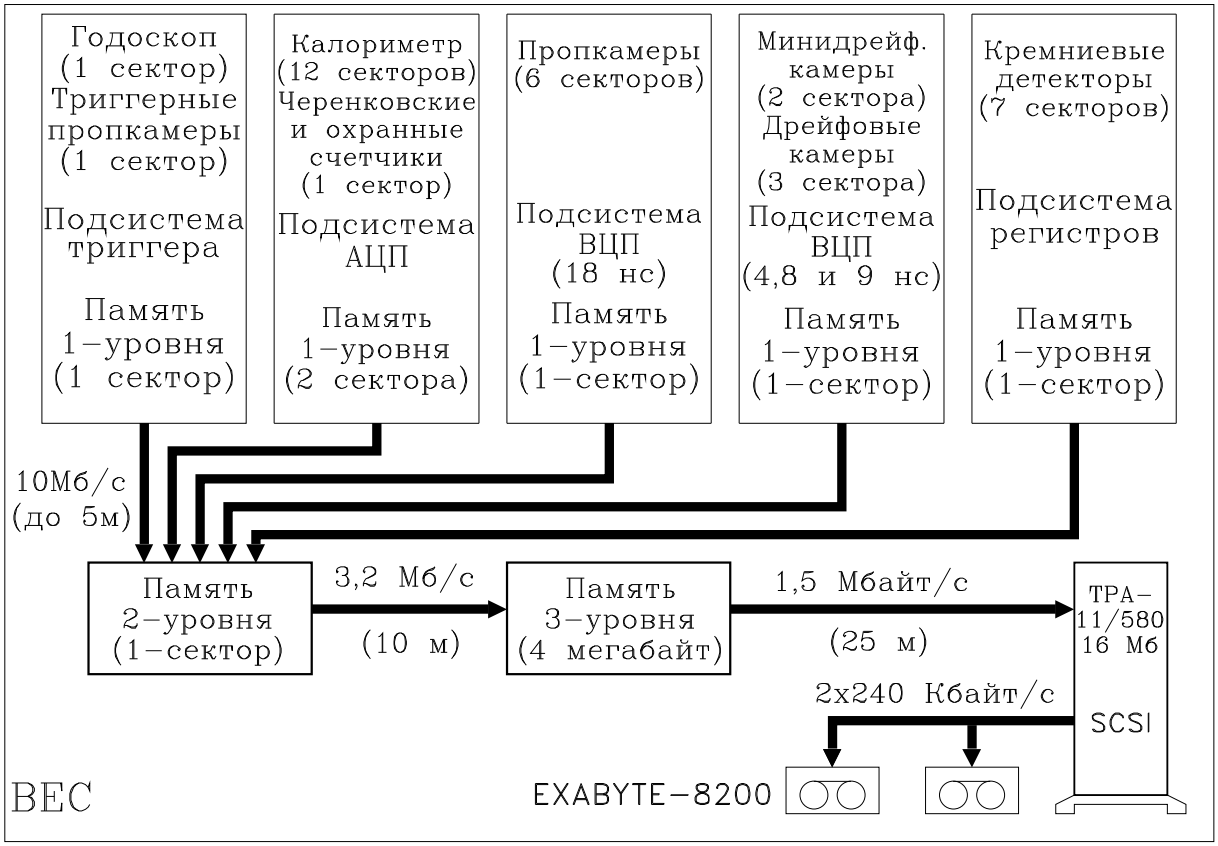

Рис. 2.4: Структурная схема системы сбора данных установки BEC.

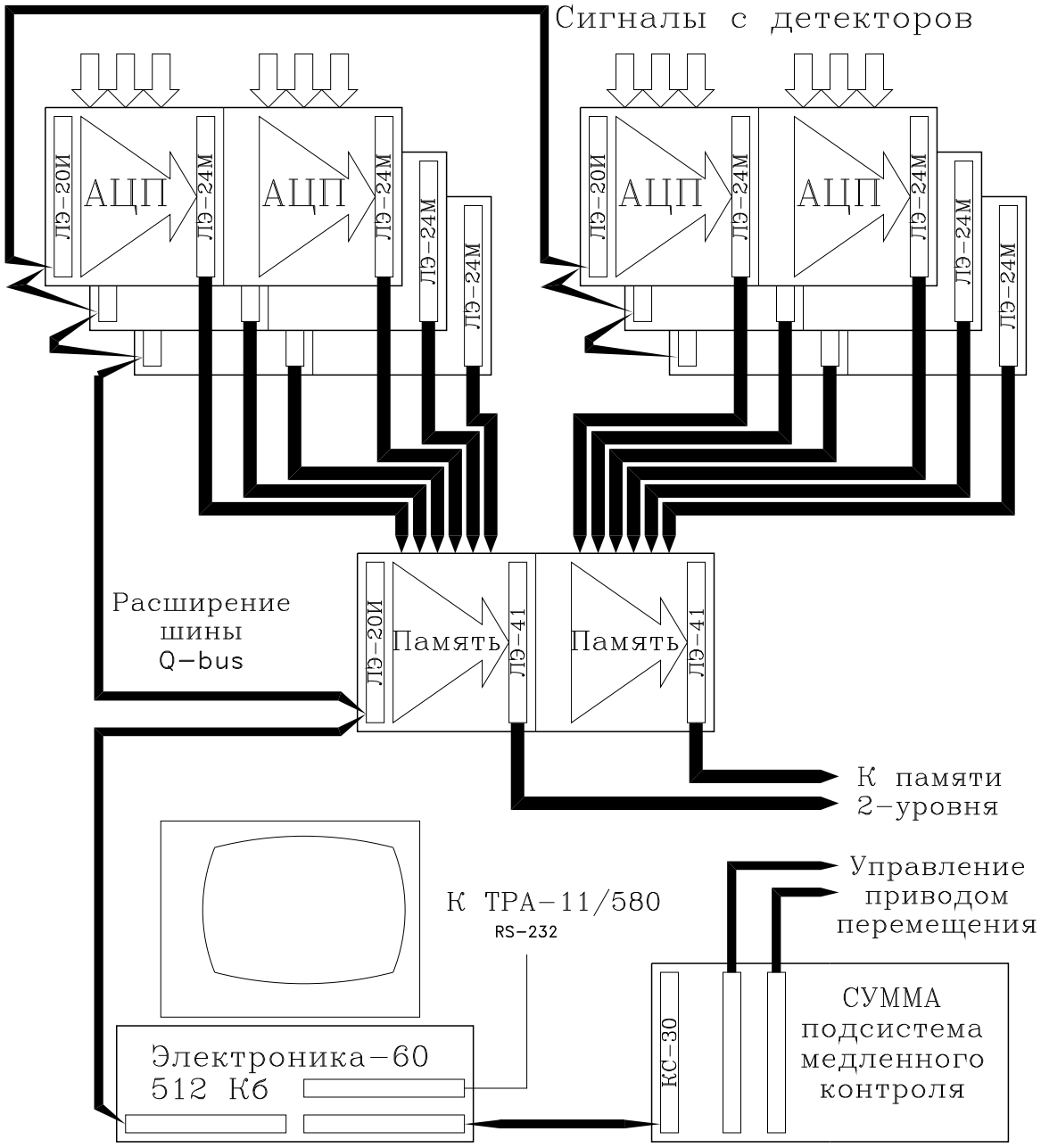

Рис. 2.5: Организация подсистемы аналогово-цифрового преобразования.

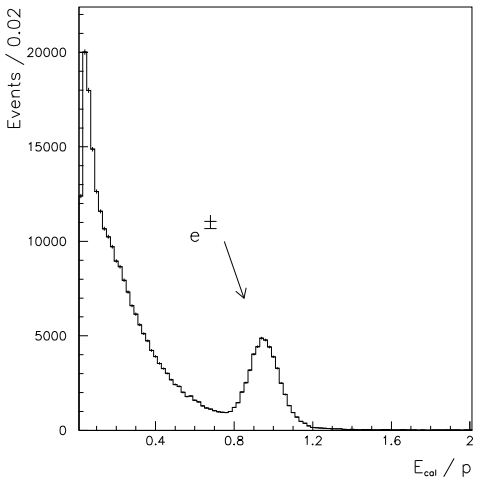

Рис. 2.6: Распределение отношения E_{cal}/P_{track}. Вклад $e^+ - e^-$ пар усилен дополнительными обрезаниями.

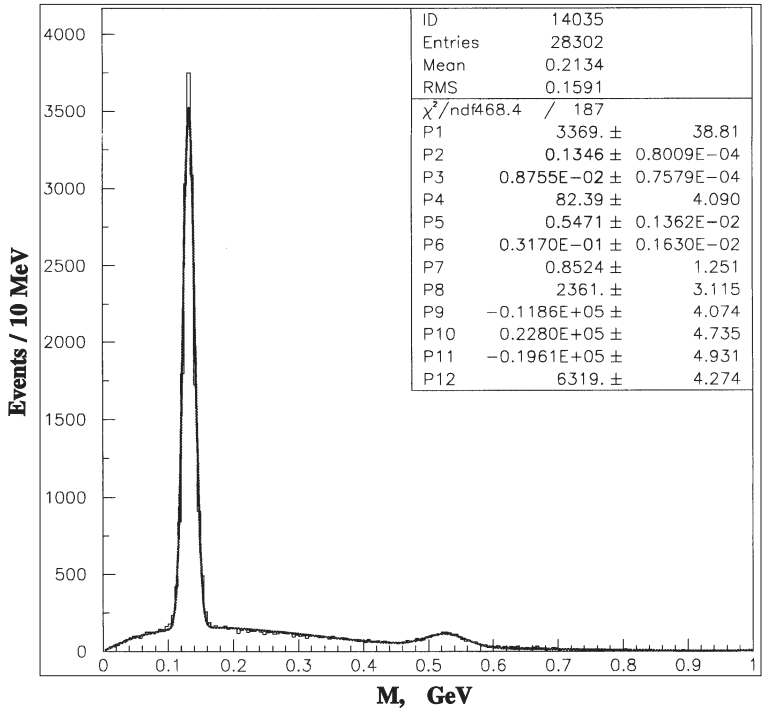

Рис. 2.7: Спектр эффективных масс пары γ-квантов, полученный при изучении реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma N'$.

Глава 3

Исследование радиационных распадов лЯгких мезонов

3.1 Введение

Данная глава посвящена в основном экспериментальному изучению распада

$$f_1(1285) \to \rho^0(770)\gamma \tag{3.1}$$

и основана на результатах, опубликованных в работах [19, 20, 21]. Статистика, использованная для анализа, составляет примерно $6 \cdot 10^7$ реконструированных событий, соответствующих триггерным требованиям установки BEC (более чем одна заряженная частица в конечном состоянии). Это соответствует интегральной светимости около $1 \cdot 10^2$ нбн$^{-1}$.

Радиационный распад (3.1) был обнаружен на установке $MARK - III$ [22] при изучении процесса $J/\Psi \to \gamma(\gamma\rho)$, а также исследован коллаборацией $WA - 76$ в центральном рождении при 300 ГэВ/с на Ω-спектрометре в ЦЕРН [23]. Измеренный в этих экспериментах брэнчинг значительно превышает предсказания большинства теоретических моделей [24, 25, 26, 27] и находится в противоречии с экспериментальным значением верхнего предела, полученным на установке "ЛЕПТОН-Ф" [28, 29].

С другой стороны, более точное знание величины этого и других брэнчингов радиационных распадов $f_1(1285)$-мезона важно с точки зрения определения угла смешивания аксиального мезонного нонета, который существенно отличается от идеального, на что указывают данные, полученные при обнаружении распада $f_1(1285) \to \phi\gamma$ [32]. Результаты

поиска последнего в экспериментальных данных установки BEC также представлены в данной главе диссертации.

3.2 Отбор событий

В качестве источника f_1-мезонов использовалась эксклюзивная реакция

$$\pi^- N \to \pi^- f_1(1285) N, \tag{3.2}$$

а его мода распада

$$f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\eta, \qquad \eta \to \gamma\gamma \tag{3.3}$$

была использована для нормировки.

На рис.3.1(а) представлен спектр эффективных масс системы $\pi^+\pi^-\eta$ реакции

$$\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^-\eta N,$$

полученный на том же наборе данных и демонстрирующий отчЯтливый пик в области масс f_1-мезона. ПроведЯнный парциально-волновой анализ системы $\pi^+\pi^-\pi^-\eta$ [30] не оставляет сомнений, что этот пик соответствует распаду (3.3).

При отборе событий реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^-\gamma N$ были использованы следующие критерии :

1. Событие характеризуется двумя отрицательными и одним положительным треками заряженных адронов.
2. В событии имеется один γ-квант с энергией $E_\gamma > 3$ ГэВ. В дополнение к нему позволяется наличие не более одного ливня в электромагнитном калориметре, удовлетворяющего критериям отбора γ-квантов, энергия которого не превышает 0.5 ГэВ.
3. Полная энергия частиц конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^-\gamma$ лежит в области "упругого пика": $34 < E_{tot} < 38$ ГэВ.
4. Эффективная масса отобранного γ-кванта и любого другого кластера, зарегистрированного в электромагнитном калориметре, не попадает в область массы π^0-мезона.

Спектры эффективных масс системы $\pi^+\pi^-\gamma$ и подсистемы $\pi^+\pi^-$ с наименее энергичным π^- из двух возможных показаны на рис.3.1(b,c). Анализ комбинаторного фона, наличие которого следует из факта существования двух π^-, демонстрирует его плавное поведение во всей интересующей нас области масс. В спектре эффективных масс $\pi^+\pi^-$ (рис.3.1(c)) виден отчЯтливый сигнал от $\rho^0(770)$-мезона. Наличие 4 пиков в спектре, показанном на рис.3.1(b), интерпретируется следующим образом :

- пик в области малых масс вызван распадом $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$;
- пик в диапазоне масс 0.7–0.8 ГэВ и левостороннее "плечо" в сигнале от η-мезона объясняются процессами $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) с одним потерянным γ-квантом;
- сигнал в области 0.96 ГэВ вызван распадом $\eta'(958) \to \pi^+\pi^-\gamma$;
- пик в области 1.27 ГэВ интерпретируется здесь, как в основном сигнал от распада (3.1) и некоторый фон от распада

$$a_2^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0,\ \pi^0 \to \gamma\ \gamma_{lost}, \tag{3.4}$$

дающий вклад в ту же область эффективных масс.

3.3 Кинематические обрезания

Основываясь на результатах парциально-волнового анализа системы $f_1(1285)\pi^-$ ($f_1 \to \pi^+\pi^-\eta$) [30], для усиления вклада f_1-мезона в спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\gamma$ на отобранные события были наложены следующие кинематические обрезания :

- косинус угла Готтфрида-Джексона системы $(\pi^+\pi^-\gamma)\pi^-$ лежит в области $-0.8 < \cos\theta_{GJ} < 0.4$ ("GJ-Cut").
  Распределение угла Готтфрида-Джексона f_1-мезона указывает на его "центральное" рождение.
- полная эффективная масса всех частиц конечного состояния удовлетворяет требованию $1.4 < M_{\pi^+\pi^-\pi^-\gamma} < 2.4$ ГэВ ("M-Cut").
  Рождение системы $f_1\pi^-$ наиболее интенсивно в этой области полных масс.

- квадрат переданного импульса $-t' < 0.05$ ГэВ/c^2 ("T-Cut"). Дифракционное рождение системы $f_1\pi^-$.

- эффективная масса пары $\pi^+\pi^-$ лежит в области ρ-мезона $0.6 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.9$ ГэВ ("Rho-Cut").

Рис.3.2 демонстрирует эффективность этих обрезаний.

Применение перечисленных обрезаний улучшает отношение сигнал/фон в массовом спектре $\pi^+\pi^-\gamma$ и уменьшает ширину изучаемого пика благодаря подавлению фона от распада (3.4). Монте-Карло генерация этого фона демонстрирует широкое распределение около 1.27 ГэВ в спектре масс $\pi^+\pi^-\gamma$ системы. Без дополнительных отборов данный пик в спектре $\pi^+\pi^-\gamma$ содержит около 40 % обсуждаемого фона, и его количество существенным образом уменьшается после "T", "M", "GJ" и "Rho" обрезаний. Остающаяся "плоская часть" фона вызвана другими процессами, содержащими π^0(один γ-квант потерян) в конечном состоянии.

Объект в области 1.27 ГэВ имеет массу, близкую к массе $f_1(1285)$-мезона, угловые распределения для событий из этого пика подобны угловым распределениям $f_1(1285)$, распадающегося на $\pi^+\pi^-\eta$ (см. рис.3.3). Отметим, что для демонстрируемых $\pi^+\pi^-\pi^-\gamma$ событий были применены "M", "T" и "Rho" обрезания, а также произведено вычитание фона с использованием событий из прилежащих к изучаемому пику массовых интервалов.

После всех обрезаний фитирование сигнала распределением Гаусса даЯт $\Gamma = 66 \pm 6$ МэВ, что находится в хорошем согласии с генерацией методом Монте-Карло. Значение массы, полученное из фита, составляет $M = 1270 \pm 10$ МэВ; здесь доминируют систематические ошибки, вызванные абсолютной энергетической калибровкой электромагнитного калориметра и способом параметризации фона. На рис.3.4 показано двумерное распределение $M_{\pi^+\pi^-} - M_{\pi^+\pi^-\gamma}$ для событий, прошедших "M" и "GJ" обрезания. Ясно наблюдаемая концентрация событий вблизи массы $\rho^0(770)$ для $M_{\pi^+\pi^-\gamma}$ ~0.96 и ~1.27 ГэВ указывает на то, что распад $f_1(1285)$ в трЯхчастичное конечное состояние $\pi^+\pi^-\gamma$ идЯт в основном через канал $\rho^0(770)\gamma$.

3.4 Анализ угловых распределений

Угловые распределения распада (3.1) определяются отношением ρ_{00}/ρ_{11} элементов матрицы плотности ρ^0-мезона в его системе покоя. В частности, распределение θ_{int}, где θ_{int} – угол между π^+ и γ в системе покоя ρ^0, записывается в виде :

$$dN/\theta_{int} \propto \rho_{11} \cdot sin^2\theta_{int} + \rho_{00} \cdot cos^2\theta_{int}.$$

Как правило, экспериментальные угловые распределения искажены как наличием фоновых событий, так и аксептансом установки. Для определения соответствующего влияния фонового распада (3.4) был проведЯн анализ реакции $\pi^- N \rightarrow \pi^- a_2^0 N$ и полученные результаты использованы для вычисления угловых распределений процесса

$$\begin{array}{l} \pi^- N \rightarrow \pi^- a_2^0 N \\ \qquad\quad \hookrightarrow \pi^0\pi^+\pi^- \\ \qquad\qquad \hookrightarrow \gamma\ \gamma_{lost}. \end{array} \tag{3.5}$$

Экспериментальные угловые распределения дифракционного рождения системы $f_1\pi^-$ с последующим распадом $f_1(1285)$ фитировались методом максимального правдоподобия функцией вида

$$f(\Omega) = X_{f_1} \cdot f_{f_1}(\rho_{00}/\rho_{11}, \Omega) + X_{bkg} \cdot f_{bkg}(\Omega).$$

Здесь f_{f_1} описывает рождение и последующий распад системы $f_1\pi^-$, используя известную матрицу плотности f_1-мезона, а f_{bkg} описывает угловые распределения фоновых событий (3.5). Обе функции поправлены на аксептанс с учЯтом применения всех описаных выше кинематических обрезаний. Ω представляет собой набор углов, который фиксирует топологию события. "Гладкий" фон, не имеющий выраженного пика вблизи 1.27 ГэВ, был вычтен в минимизируемой функции с использованием событий из лево- и правосторонних прилегающих к интересующей нас области массовых интервалов. Фитирующая процедура позволяла определить три параметра :
X_{f_1} - количество f_1-мезонов,
X_{bkg} - количество фоновых событий от распада a_2^0,
ρ_{00}/ρ_{11} - отношение элементов матрицы плотности ρ^0-мезона в системе его покоя.

В результате получено хорошее описание всех угловых распределений. В качестве примера на рис.3.5(a) показан результат фитирования распределения по углу θ_{int} для экспериментальных событий из области масс f_1-мезона после проведения вычитания "гладкого" фона. Соответствующие вклады в результат фита от распада f_1 и от фонового распада a_2^0, который имеет специфичную форму, показаны раздельно на рис.3.5(b). При "слабых" кинематических обрезаниях на экспериментальных распределениях отчЯтливо выражен пик от фоновых a_2^0 событий вблизи $\cos\theta_{int}$=0. Этот пик существенно уменьшается после применения "сильных" обрезаний, т.е. всех обрезаний, перечисленных выше.

Распределение по углу θ_{int} для событий с распадом f_1 демонстрирует отчЯтливую зависимость вида $cos^2\theta_{int}$, что указывает на доминантную роль матричного элемента ρ_{00}. Найденное отношение элементов ρ-матрицы ρ^0-мезона составляет

$$\rho_{00}/\rho_{11} = 3.9 \pm 0.9(stat) \pm 1.0(syst).$$

В рамках модели векторной доминантности с учЯтом теоремы Ландау-Янга наблюдаемое подавление ρ_{11} соответствует ожидаемому для аксиально-векторной частицы, распадающейся на ρ-мезон и γ-квант.

3.5 Определение вероятности распада $f_1(1285) \to \rho^0(770)\gamma$

Для определения вероятности распада (3.1) было использовано экспериментально измеренное отношение

$$R_{f_1} = Br(f_1 \to \rho\gamma)/Br(f_1 \to \pi^+\pi^-\eta).$$

Табличное значение [31] отношения

$$R_{\eta'} = Br(\eta' \to \rho\gamma)/Br(\eta' \to \pi^+\pi^-\eta)$$

для процессов с топологией событий, подобной изучаемому, и экспериментальный результат для $R_{\eta'}$, полученный в том же наборе данных (Fig.3.1(a)), использовались для коррекции возможных систематических ошибок в определении значения R_{f_1}.

Количество $f_1(1285)$-мезонов в обеих модах распадов было получено с использованием "T", "M" и "GJ" обрезаний, оптимизированных для получения хороших статистической значимости и отношения сигнал/фон. На эффективную массу системы $\pi^+\pi^-$ не было наложено требование ρ^0-мезона ("Rho" обрезание), поскольку его форма в распаде f_1 модельнозависима и применение этого обрезания может вызвать систематические ошибки.

Количество фона от процесса (3.5) было определено фитированием угловых распределений с использованием процедуры, аналогичной описанной ранее. Полученный методом Монте-Карло спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\gamma$ был вычтен из экспериментального распределения. На рис.3.6 показан фоновый спектр, наложенный на экспериментальное $\pi^+\pi^-\gamma$-массовое распределение, которое использовалось для определения количества $f_1(1285)$-мезонов. Окончательно, принимая во внимание аксептансы, вычисленные для всех 4 используемых распадов, найденная вероятность распада $f_1(1285)$ составляет :

$$Br(f_1(1285) \to \rho^0(770)\gamma) = (2.8 \pm 0.7(stat) \pm 0.6(syst)) \cdot 10^{-2}.$$

3.6 Распад $f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma$ и угол смешивания нонета аксиальных мезонов

Используя тот же набор данных спектрометра BEC, был произведЯн поиск распада

$$f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma, \quad \phi(1020) \to K^+K^-. \tag{3.6}$$

При этом в качестве источника f_1-мезонов использовались та же реакция (3.2) и аналогичные описанным выше критерии отбора и кинематические обрезания для усиления их вклада. Для идентификации вторичных частиц использовалась информация от многоканального порогового черенковского счЯтчика.

Спектр эффективных масс системы $K^+K^-\pi^0$ для событий реакции $\pi^-N \to K^+K^-\pi^-\pi^0N$ показан на рис.3.7(а), где виден отчЯтливый сигнал от $f_1(1285)$-мезона. Эта мода распада f_1 использовалась для нормировки.

Спектр масс системы K^+K^- для конечного состояния $K^+K^-\pi^-\gamma$ представлен на рис.3.7(b) и демонстрирует ясный пик, соответствующий $\phi(1020)$-мезону. Окончательный массовый спектр $K^+K^-\gamma$ системы для событий из области ϕ-мезона, полученный с вычитанием фона от прилегающих к ϕ интервалов масс, показан на рис.3.7(c). Как видно из рисунка, сигнал от распада (3.6) отсутствует. Учитывая вычисленные аксептансы и известную [31] вероятность распада $f_1(1285) \to K^+K^-\pi^0$, был опредЕлЯн верхний предел

$$Br(f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma) < 0.9 \cdot 10^{-3}, \quad \text{CL=95\%}.$$

Полученное значение верхнего предела не противоречит в пределах ошибок вероятности распада (3.6), измеренной на установке ЛЕПТОНФ [32], где он наблюдался.

В рамках простой кварковой модели можно показать :

$$\frac{Br(f_1 \to \phi\gamma)}{Br(f_1 \to \rho\gamma)} \approx \frac{4}{9} \cdot \left(\frac{P_{f_1 \to \phi\gamma}}{P_{f_1 \to \rho\gamma}}\right)^3 \cdot tg^2\alpha,$$

где $P_{f_1 \to \rho\gamma}$ и $P_{f_1 \to \phi\gamma}$ – импульсы фотонов для соответствующих распадов в системе покоя f_1-мезона. Тогда, используя найденные в настоящей работе величины, может быть опредЕлЯн верхний предел для угла смешивания нонета аксиальных мезонов $\alpha = |\theta_{ideal} - \theta_{axial}|$:

$$\alpha < 32^\circ, \quad \text{CL=95\%}.$$

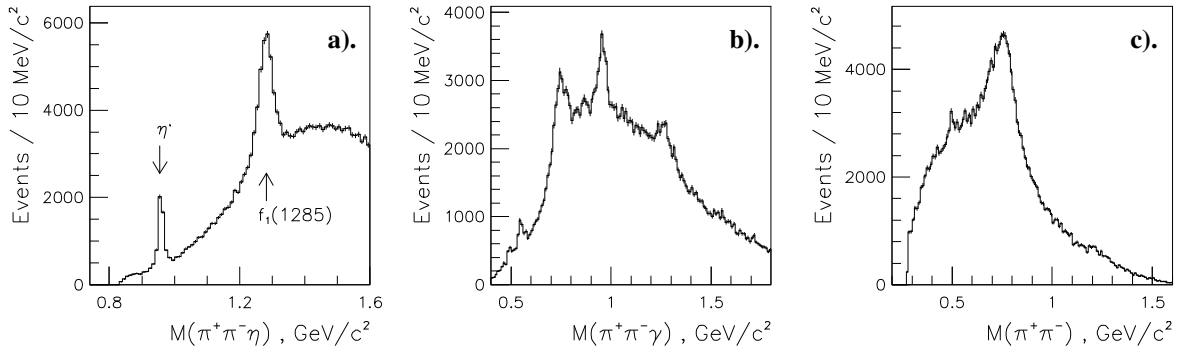

Рис. 3.1: Спектры эффективных масс систем: (a) $\pi^+\pi^-\eta$ для событий реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^-\eta N$, (b) $\pi^+\pi^-\pi^-\gamma$ и (c) $\pi^+\pi^-$ для событий реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^-\gamma N$.

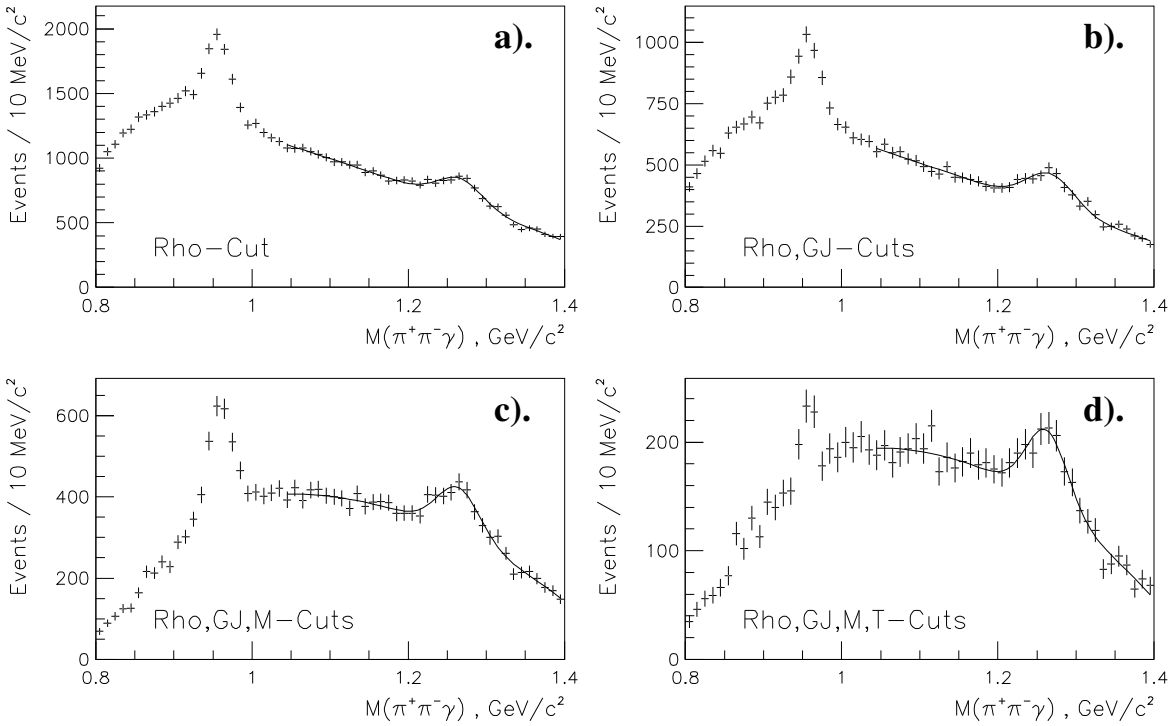

Рис. 3.2: Влияние кинематических обрезаний на спектр эффективных масс системы $\pi^+\pi^-\gamma$.

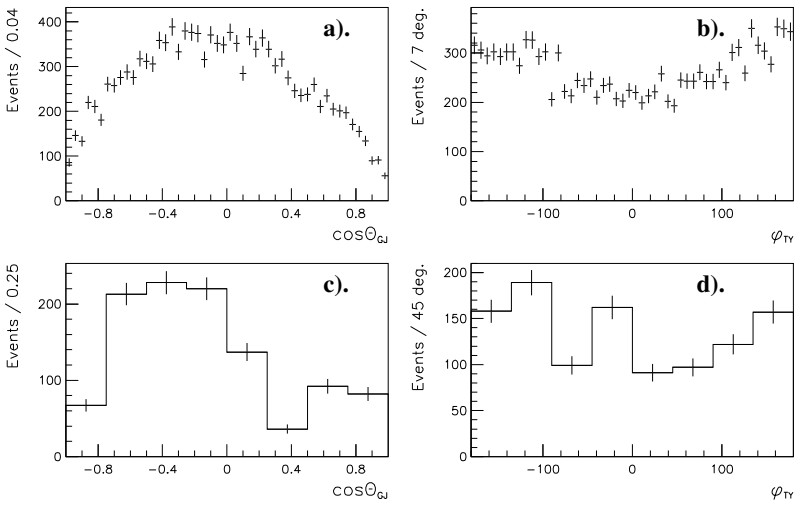

Рис. 3.3: Угловые распределения в системе Готтфрида-Джексона для реакции $\pi^- N \to \pi^- f_1(1285) N$ с последующим распадом $f_1(1285) \to \pi^+\pi^-\eta$ (a,b); аналогичные распределения для событий $\pi^+\pi^-\pi^-\gamma$ с эффективной массой системы $\pi^+\pi^-\gamma$ из области $f_1(1285)$-мезона (c,d).

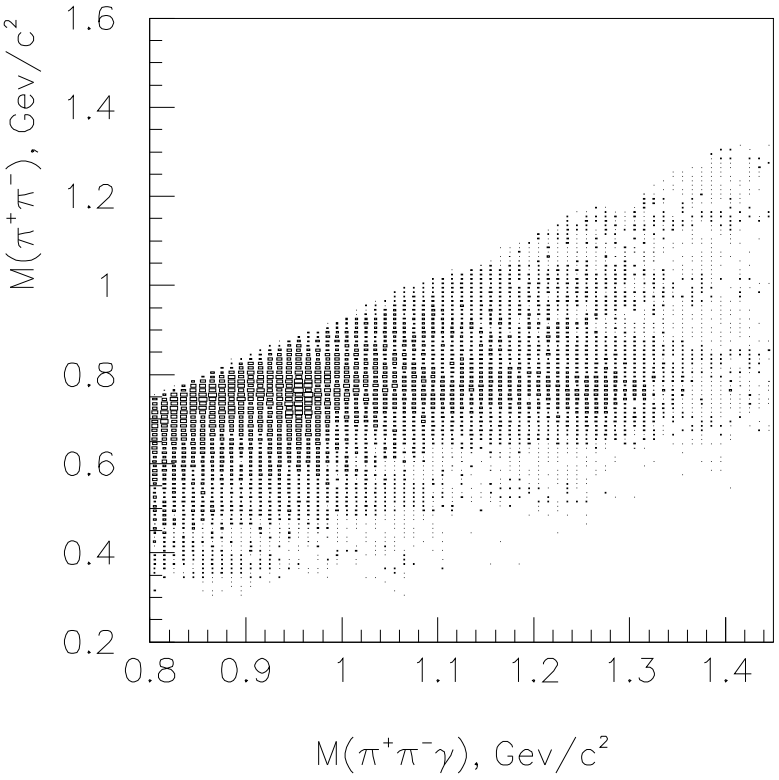

Рис. 3.4: Би-плот $M_{\pi^+\pi^-}$ – $M_{\pi^+\pi^-\gamma}$.

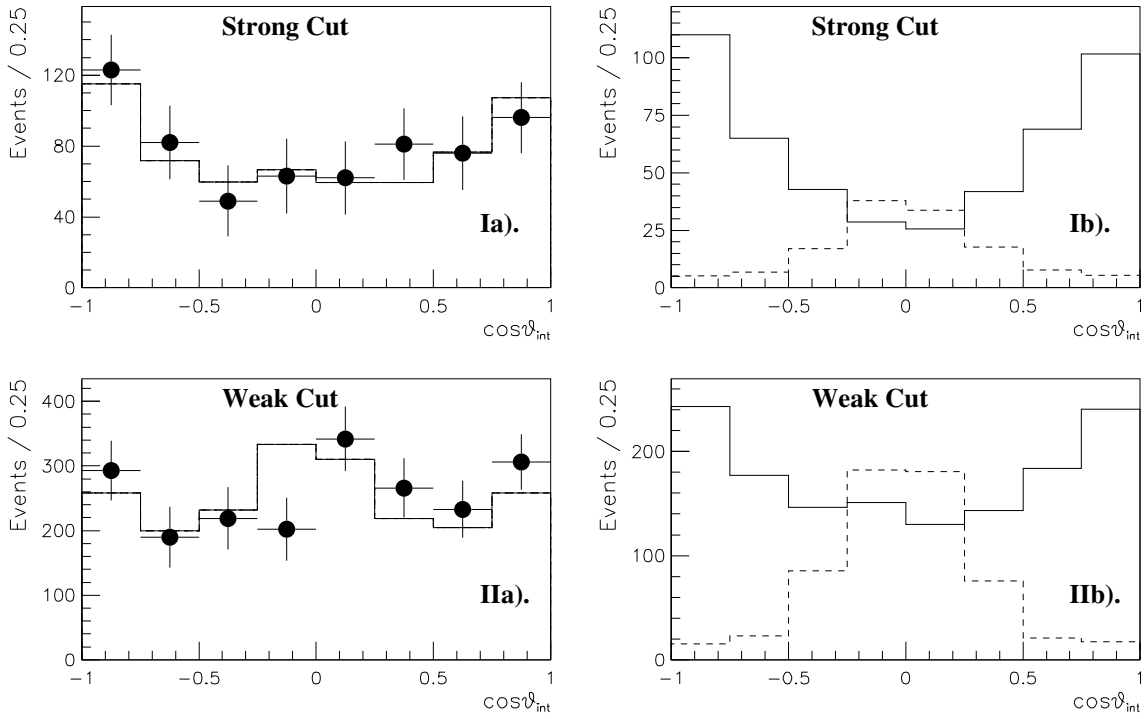

Рис. 3.5: I,II(a) : Результат фитирования экспериментальных угловых распределений для событий с эффективной массой системы $\pi^+\pi^-\gamma$ из области $f_1(1285)$-мезона для "сильного" и "слабого" кинематических обрезаний. I,II(b) : Вклад в полученную в результате фитирования функцию от событий с распадом f_1-мезона (сплошная линия) и фоновых событий с a_2^0-мезоном (пунктирная линия).

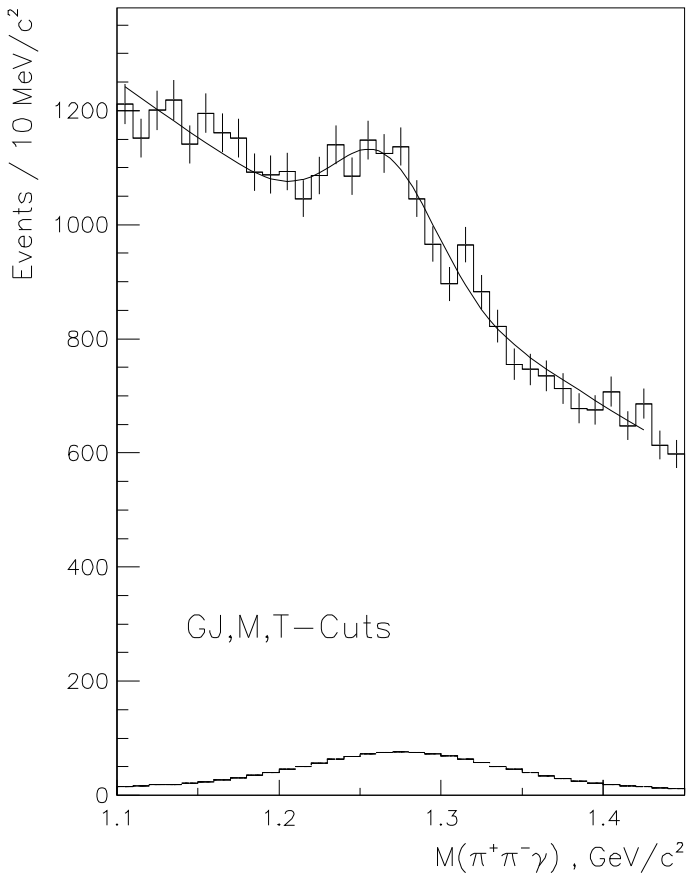

Рис. 3.6: Окончательный экспериментальный спектр системы $\pi^+\pi^-\gamma$ с наложенной оценкой фона от $a_2(1320)$.

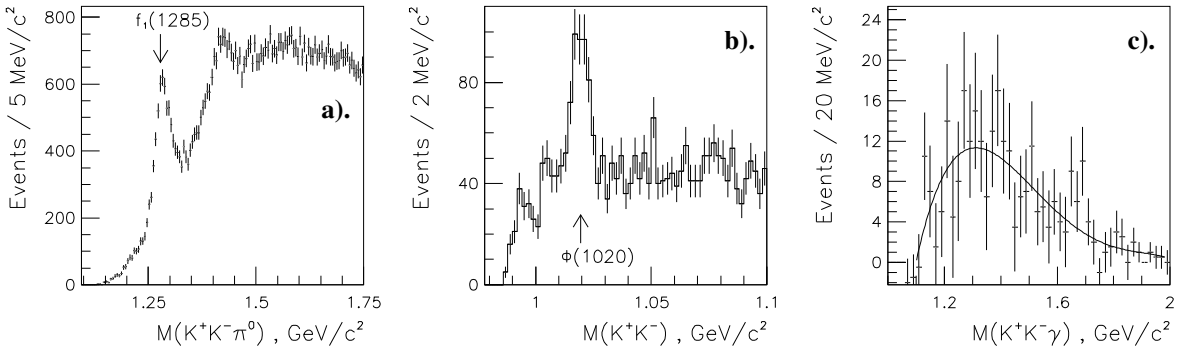

Рис. 3.7: Спектр эффективных масс системы $K^+K^-\pi^0$ (a) для событий реакции $\pi^-N \to K^+K^-\pi^-\pi^0N$ и систем K^+K^- (b), $K^+K^-\gamma$ (c) для событий реакции $\pi^-N \to K^+K^-\pi^-\gamma N$.

Глава 4

Исследование электромагнитного калориметра типа Шашлык

4.1 Введение

Эта глава представляет результаты изучения [33, 34, 35, 40] сцинтилляционного электромагнитного калориметра с переизлучающими волокнами в качестве системы светосбора (известного в настоящее время как калориметр типа Шашлык (рис.4.1)) в сочетании с активным конвертором, выполненного в рамках совместного методического эксперимента R&D-36 (CERN) для установки CMS на LHC. Требования, предъявляемые к электромагнитному калориметру для работы в составе CMS, в наиболее полной степени отражают условия проведения измерений в экспериментах на будущем ускорителе LHC. К ним в частности относятся:
– хорошие энергетическое и пространственное разрешения, диктуемые желанием наблюдать распад $H \to \gamma\gamma$;
– высокие быстродействие и загрузоустойчивость;
– способность работать в сильном магнитном поле;
– хорошее угловое разрешение для уточнения вершины первичного взаимодействия вдоль направления сталкивающихся пучков;
– требование хорошей π^0-режекции до возможно более высоких энергий.

В результате проделанных исследований разработана конструкция калориметра и показана работоспособность этого прибора в жЯстких условиях проведения экспериментов при сверхвысоких энергиях LHC.

4.2 Прототип непроективных модулей

Первые результаты, показавшие перспективность использования калориметра типа Шашлык при высоких энергиях и его способность удовлетворить высоким требованиям работы в составе установки CMS, были получены с использованием девяти непроективных модулей, изготовленных в ОЭП ИФВЭ, на тестовом пучке H2 SPS в ЦЕРН. Основные технические характеристики исследованных счЯтчиков приведены в таблице 4.1.

Прототип калориметра, собранный в сборку 3×3 счЯтчика, был установлен на платформу, которая могла перемещаться с точностью лучше 0.1 мм в вертикальном (X) и горизонтальном (Y) направлениях относительно оси пучка. Платформа позволяла также проводить вращение детектора вокруг вертикальной оси. В качестве триггера использовались сигналы от телескопа сцинтилляционных счЯтчиков. Координата точки входа частицы в калориметр определялась с помощью набора проволочных пропорциональных камер, обеспечивающих точность лучше 0.3 мм. Сигналы от калориметра передавались в экспериментальный домик через 75 м 50 Ом коаксиальный кабель, где поступали на вход 12 битных блоков амплитудного анализа LeCroy 2282A. Для расширения динамического диапазона АЦП каждый из сигналов разветвлялся на два, один из которых поступал на вход АЦП через усилитель с коэффициентом усиления 10. Описанная схема используемого оборудования с небольшими модификациями применялась и во всех последующих тестовых измерениях.

В качестве фотоприЯмников использовались ФЭУ-84-3, оснащЯнные сильноточными делителями без подпитки, и кремниевые фотодиоды Hamamatsu S3590-05 (размер активной области 9×9 мм^2, внутренняя Ямкость C_d ≈30 пФ). В случае использования ФЭУ во избежание возможного влияния неоднородности чувствительности фотокатода светосбор с торцов WLS волокон на ФЭУ осуществлялся через пластиковый шестигранный световод, выполняющий роль смесителя света.

Сигналы с фотодиода поступали на вход низкошумящих зарядовочувствительных усилителей [36], расположенных на детекторе. Временные характеристики усилителей близки к предъявляемым требованиям работы на LHC : время нарастания переднего фронта сигна-

	Непроективный вариант	Проективный вариант	Проективный вариант
Количество модулей	9	16	36
Поперечные размеры (фронт), мм^2	(47×47)	(52×52)	(42×42)
Угловая расходимость, мрад	0	≈ 29	≈ 29
Толщина пластин свинца, мм	$2. \pm 0.1$	$2. \pm 0.1$	$2. \pm 0.05$
Толщина пластин сцинтиллятора, мм	$4. \pm 0.05$	$4. \pm 0.1$	3.75 ± 0.01
Длина модулей, X_0	27.5	27.5	25.7
Радиационная длина, мм	16.9	16.9	16.2
Радиус Мольера, мм	34	34	34
Тип сцинтиллятора	Литьевой. Полистирол + POPOP + PTP	Литьевой. Полистирол + POPOP + PTP	Литьевой. Полистирол + POPOP + PTP
Тип WLS волокон	K27/Y7	K27/Y7	Y11
Количество волокон в модуле	25	36	36
Расстояние между волокнами, мм	9.5	9.5	7
Диаметр волокон, мм	1.2 ± 0.03	1.2 ± 0.03	$1. \pm 0.03$
Обработка торцов волокон	Алюминизация	Петли	Алюминизация

Таблица 4.1: Основные параметры прототипов калориметра.

ла составляет $\tau_{RC-CR} = 10$нсек, полная длительность – 40 нсек, собственный шум $ENC = 1100e^-$, усиление – $200mV/10^6e^-$. В результате испытаний был достигнут шумовой вклад от одного канала в энергетическое разрешение на уровне 80-100 МэВ. ПроведЯнные измерения, однако, нельзя считать оптимальными с точки зрения изучения шумовых характеристик прибора по причине наличия длинного кабеля между усилителями и регистрирующей электроникой.

4.2.1 Локальное энергетическое разрешение

Основной набор данных был получен с использованием узкого 4×4 мм^2 электронного пучка, определяемого триггерными сцинтилляционными счЯтчиками, с импульсами 10, 20, 40, 80 и 150 ГэВ/с перпендикулярного фронтальной плоскости прототипа. Облучению подвергались различные области центрального модуля сборки.

В соответствии с наличием различных факторов, дающих вклад в энергетическое разрешение калориметра, данные по измеренному разрешения фитировались зависимостью :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad [E] = Гэ B, \tag{4.1}$$

где a представляет в основном вклад самплинг флуктуаций развития электромагнитного ливня и статистики фотоэлектронов, b – вклад электронного шума, а c – так называемый постоянный член (вклады различных эффектов в его величину будут рассмотрены ниже). На рис.4.2 представлены результаты, полученные при облучении центральной части сборки, все девять модулей которой были укомплектованы кремневыми фотодиодами. Аналогичные измерения были проведены как для сборки, укомплектованной ФЭУ, так и с заменой ФЭУ центрального счЯтчика на фотодиод. Результаты этих измерений представлены в таблице 4.2. Наблюдаемая разница величин стохастического члена в разрешении в случае использования ФЭУ и кремниевых фотодиодов объясняется существенно более высокой квантовой чувствительностью последних. Согласно паспортным данным фотодиодов Hamamatsu S3590-05 их квантовая чувствительность слабо зависит от длины волны в области высвечивания спектросмещающей добавки К-27 (практически достигает плато в распределении) и соста-

ФотоприЯмник	Результат фита
ФЭУ	$\frac{\sigma}{E}(\%) = \frac{(9.0\pm0.1)}{\sqrt{E}} \oplus (1.0 \pm 0.3)$
ФЭУ + фотодиод	$\frac{\sigma}{E}(\%) = \frac{(8.4\pm0.6)}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(0.084\pm0.006)}{E} \oplus (0.9 \pm 0.1)$
Фотодиоды	$\frac{\sigma}{E}(\%) = \frac{(8.4\pm0.1)}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(0.37\pm0.03)}{E} \oplus (0.8 \pm 0.2)$

Таблица 4.2: Результаты фитирования зависимости разрешения от энергии.

вляет $\approx 65\%$. Измеренный вклад статистики фотоэлектронов в энергетическое разрешение при использовании ФЭУ был измерен с помощью светодиодов и соответствовал 1000 ± 50 фотоэлектрон/ГэВ. Перевод этой величины в количество регистрируемых фотоприЯмником γ-квантов затруднителен в связи с необходимостью знания спектра излучения WLS волокон и спектральной чувствительности ФЭУ, поведение которых далеко от равномерного. Кроме того, необходим учЯт одноэлектронных характеристик ФЭУ (поведение его одноэлектронного спектра).

Световыход модулей калориметра был измерен при их изучении с фотодиодами, которые свободны от отмеченных выше недостатков, путЯм инжекции через калиброванную Ямкость заряда на вход усилителя. С учЯтом доли энергии, выделяемой в центральной башне сборки при попадании электрона в еЯ центр (86%), и квантовой чувствительности фотодиодов, усреднЯнный по девяти исследованным модулям световыход составил $13(\pm10\%)$ фотонов/МэВ.

Генерация отклика калориметра методом Монте-Карло даЯт вклад самплинг флуктуаций в стохастический член зависимости разрешения от энергии на уровне $7.5 \div 8\%/\sqrt{E}$. Величина такого же порядка получается из расчЯта по эмпирической формуле [37], объединяющей большое количество экспериментальных данных :

$$\frac{\sigma_{sampl}}{E}(\%) = \frac{3.5}{\sqrt{E}} \cdot \left(\frac{t}{X_t}\right)^{0.67} \cdot \left(\frac{s}{X_s}\right)^{-0.3},$$

где t, X_t и s, X_s - толщина одного слоя и радиационная длина для ма-

териала поглотителя и активного вещества соответственно.

ПроведЯнная оценка количества вещества в пучке до места установки калориметра даЯт $\approx 10\% X_0$, что приводит к дополнительному вкладу в энергетическое разрешение ($\approx 2\%/\sqrt{E}$). Таким образом, с учЯтом статистики фотоэлектронов измеренный стохастический член в энергетическом разрешении неплохо согласуется с ожидаемой величиной.

Обсуждаемое разрешение, измеренное при использовании достаточно узкого пучка электронов, имеет смысл **локального**. Набор данных, полученных при проведении энергетического сканирования узким пучком в диапазоне 10–150 ГэВ в нескольких различных точках центрального модуля сборки, подтверждает, что локальное разрешение по энергии следует зависимости, приведЯнной в таблице 4.2.

Помимо этого в данном наборе измерений облучение центрального модуля широким пучком $\sim (1 \times 1)$см^2 было проведено при энергии E_{e^-}=40 ГэВ. Полный набор полученных данных представлен на рис.4.3, он охватывает практически всю площадь центральной башни. При off-line анализе эта статистика была разбита на группы, содержащие события, в которых электрон попадает в различные части модуля площади $(\Delta x, \Delta y) = (3 \times 3)$мм^2. Предполагая, что стохастический и шумовой члены такого локального энергетического разрешения следуют зависимости (4.1) с коэффициентами, приведЯнными в таблице 4.2, для каждой группы был определЯн локальный постоянный член энергетического разрешения. Полученное распределение для всех групп (точки центрального модуля) приведено на рис.4.4, откуда видно, что по крайней мере локальный постоянный член в большинстве случаев $\leq 1\%$. Этот факт представляется достаточно важным и обнадЯживающим, поскольку при высоких энергиях именно постоянный член будет определять энергетическое разрешение прибора.

Заметим, однако, что малость постоянного члена при измерениях узким пучком в различных точках сборки не является свидетельством хорошего **глобального** энергетического разрешения при засветке большой площади калориметра широким пучком частиц. Для этого необходима однородность отклика прибора по его площади. Большая неоднородность отклика даЯт прямой вклад в постоянный член зависимости энергетического разрешения и может быть определяющей. Некоторые эффекты неоднородности калориметра типа Шашлык были

изучены на непроективных модулях, другие потребовали более полномасштабного прототипа проективных башен.

4.2.2 Локальная неоднородность отклика калориметра. Эффект переизлучающих волокон

При нормальном падении электронов на калориметр в узкой области вблизи переизлучающих волокон заметны эффекты аномального отклика прибора, проявляющиеся в наличии сигналов с малой амплитудой и появлении негауссовых хвостов в амплитудном спектре. Это видно из рис.4.5, на котором представлен сырой on-line спектр 40 ГэВ электронов для всех событий, показанных на рис.4.3 (в качестве фотодетекторов используются ФЭУ). Эффекты подобного рода наблюдались также в электоромагнитных калориметрах типа Spaghetti [38, 39] и объясняются следующими причинами :

1) аномально малые сигналы связаны с электронами, попавшими в волокно и прошедшими калориметр без взаимодействия;

2) когда электрон входит в волокно под небольшим углом и успевает пройти до начала развития ливня заметное расстояние, становятся существенными утечки энергии за пределы калориметра, что приводит к левому хвосту в амплитудном спектре;

3) при нормальном развитии электромагнитного каскада вблизи волокна дополнительное энерговыделение возникает благодаря электронам начальной части ливня, двигающимся по волокну. В отличие от Spaghetti, где такие электроны вызывают дополнительную сцинтилляцию в волокнах, в калориметре типа Шашлык должен доминировать вклад переизлучЯнного черенковского света, поскольку прямая сцинтилляция WLS волокон достаточно мала. Таким образом, описываемый эффект должен существенным образом зависеть от спектра поглощения используемой спектросмещающей добавки;

4) подъЯм амплитуды вблизи волокон можно ожидать из-за более эффективного захвата WLS волокнами света, произведЯнного в сцинтилляционной пластине вблизи отверстий. Это подтверждается как стендовыми измерениями с радиоактивным источником, так и программами генерации процессов распространения и захвата света в отдельной пластине калориметра [40, 41].

На рис.4.6(а) приведЯн отклик модуля на пучок 80 ГэВ электронов,

направленный вдоль расположения волокон под углом $\theta_z = 0^o$. Сканирование проведено в пределах узкой полосы $\Delta y = \pm 1$мм, содержащей волокна. Как видно из рисунка, зависимость средней амплитуды отклика калориметра от точки входа электрона не ухудшает локального энергетического разрешения.

Эффективным средством борьбы с перечисленными факторами является небольшой поворот модулей калориметра относительно направления падающих частиц. Как видно из рис.4.6(b), угол $\theta_z \sim 3^o$ позволяет практически полностью устранить нежелательное влияние "горячих" зон на отклик прибора.

4.3 Изучение прототипа проективных модулей

Конструкция электромагнитного калориметра для коллайдерного эксперимента требует изготовления проективных модулей трапецоидальной формы. В ОЭП ИФВЭ были изготовлены два прототипа проективных модулей с различными поперечными размерами (см. таблицу 4.1). В целях упрощения конструкции WLS волокна в модулях расположены параллельно его оси. В результате расстояние от внешнего слоя волокон модуля до границ сцинтилляционной пластины увеличивается от 2мм для передней до 10мм для задней части башни. Это обстоятельство оказывает влияние как на продольную, так и на поперечную однородность и как следствие может сказаться на энергетическом разрешении прибора. Заметим, что это влияние сказывается на постоянном, независящем от энергии члене в разрешении.

4.3.1 Продольная и поперечная неоднородности проективных модулей

Как видно из рис.4.7(a), глобальная поперечная неоднородность проективного модуля составляет $\pm 3.5\%$ и вызвана краевыми эффектами светосбора. Она имеет вид плавной зависимости от координаты[1], что позволяет проводить коррекцию неоднородности с использованием

[1]Левосторонний провал вызван наличием щели близкой к проективной, возникающей при обеспечении поворота $\approx 3^o$ между осью сборки (4×4) модулей и пучком.

внутренней координатной информации калориметра. Результат такой коррекции приведЯн на рис.4.7(b). Универсальность параметризации корректирующей функции для однотипных модулей и практически отсутствие какой бы то ни было еЯ зависимости от энергии были проверены в отдельных измерениях. Из рис.4.7(b) видно, что после проведения коррекции неоднородность отклика калориметра составляет около $\pm 1\%$ и вызвана остаточными эффектами переизлучающих волокон. В этом случае при равномерном облучении целой ячейки следует ожидать вклада в энергетическое разрешение (в его не зависящий от энергии постоянный член) на уровне $\approx 0.5\%$.

Некоторое дополнительное, однако, как показали измерения, незначительное улучшение возможно при установке перед электромагнитным калориметром конвертора γ-квантов толщиной $3X_0$. Применение такого прибора в составе установки CMS предполагается. Отметим также, что внутренняя координатная точность калориметра по-видимому недостаточна для компенсации его локальной пространственной неоднородности. Но в случае использования активного конвертора, обладающего высоким пространственным разрешением, применение такой коррекции может оказаться целесообразным.

Увеличение поперечных размеров пластин сцинтиллятора для задней части проективных модулей приводит также к плавному уменьшению световыхода при приближении к фотодетектору. ПроведЯнные измерения [43] и Монте-Карло расчЯты процессов светосбора [40, 41] показали, что для геометрических размеров, выбранных при изготовлении сборки 36 проективных модулей, падение интегрального по задней пластине световыхода составляет $\approx 20\%$. Это падение лишь частично связано с краевыми эффектами светосбора в пластинах и в основном объясняется эффективным уменьшением плотности спектросмещающих волокон.

Увеличение световыхода частично компенсируется затуханием света в WLS волокнах – основным источником вклада в постоянный член локального энергетического разрешения. Благодаря отражающему покрытию передних торцов волокон в прототипе проективных модулей их длина затухания составляла $\lambda \approx 1.3$м. Комбинация этих двух противоположных эффектов ведЯт к величине продольной неоднородности на всей длине модуля $\approx 10 - 15\%$ и соответственно к вкладу в постоянный член энергетического разрешения на уровне $\sim 0.6\%$. При

определЯнных условиях можно добиться полной взаимной компенсации обсуждаемых эффектов.

4.3.2 Энергетическое разрешение

Измерение энергетического разрешения проводилось на сборке 6×6 проективных модулей в широком диапазоне импульсов электронов P_{e^-} = 10–150 ГэВ/с. Перемещение в вертикальном и горизонтальном направлениях осуществлялось вращением поворотного стола в двух направлениях ϕ и η вокруг центра, отстоящего от точки пересечения осей модулей на 7 см, что обеспечивало одинаковый угол наклона всех башен сборки относительно пучка $\approx 3^o$. Таким образом, конфигурация прототипа полностью имитировала условия его эксплуатации в составе коллайдерной установки и предотвращала наличие проективных щелей между модулями.

Облучению широким (2×2)см^2 пучком подвергались различные участки 4 центральных башен. После проведения корректирующих поправок неоднородности было найдено, что измеренное при практически равномерном облучении площади (8×8)см^2 глобальное энергетическое разрешение следует зависимости :

$$\frac{\sigma}{E}(\%) = \frac{(8.1 \pm 0.1)}{\sqrt{E}} \oplus (0.8 \pm 0.1).$$

Измерения проводились с использованием кремниевых фотодиодов, известный шумовой вклад которых квадратично вычитался из найденного разрешения для каждой экспозиции.

УсреднЯнный по модулям световыход составил $20(\pm 10\%)$ фотонов/МэВ. Значительное увеличение этой величины по сравнению с предыдущими измерениями связано с несколькими причинами :

· более высокой плотностью волокон в модуле – шаг между волокнами составлял 7 мм;

· использованием WLS волокон Kuraray-Y11, имеющих больший световыход;

· наконец, специальными мерами, принятыми при производстве и сортировке сцинтилляционных пластин.

Увеличение световыхода вместе с минимизацией вещества в канале используемого пучка электронов привели к некоторому уменьшению стохастического члена в параметризации разрешения.

Среди эффектов, дающих вклад в независящий от энергии член параметризации, помимо обсуждавшихся выше неоднородностей, отметим :

1). Разброс световыхода сцинтилляционных пластин. Согласно измерениям, проведЯнным для всех пластин одного размера до их сборки в модули и окончательной их обработки, разброс световыхода составил $\sigma_{light} = 2.8\%$. Соответствующий вклад в энергетическое разрешение оценивается равным $\approx 0.2\%$.

2). Продольные утечки энергии. Для $27X_0$ проективных модулей вклад флуктуаций этой величины в разрешение при $E_{e^-} > 100$ГэВ составляет $\approx 0.2\%$.

3). Импульсный разброс пучка. Эта величина зависит от условий проведения измерений. Для конкретной экспозиции с прототипом проективных модулей разброс пучка по энергии составлял $\frac{\Delta p}{p} \sim 0.2\%$ даже для E_{e^-}=10ГэВ и менее 0.05% для $E_{e^-} > 100$ГэВ.
Квадратичная сумма вкладов всех перечисленных факторов неплохо согласуется полученным результатом.

В заключение отметим, что влияние многих факторов на энергетическое разрешение имеет более сложную зависимость от энергии, чем предполагается в используемой параметризации (4.1). В частности, это приводит к тому, что так называемый постоянный член фактически слабым образом зависит от энергии. Однако разделение этих эффектов представляет сложности даже при проведении высокостатистических расчЯтов методом Монте-Карло.

4.4 Влияние магнитного поля

Наличие сильного магнитного поля B = 4 Тесла в установке CMS накладывает жЯсткие ограничения на выбор возможных фотоприЯмников для работы в составе калориметра типа Шашлык. Одним из немногих известных в настоящее время приборов, не подверженных влиянию сильных магнитных полей, является кремниевый фотодиод. К его недостаткам следует отнести отсутствие внутреннего усиления, что диктует необходимость использования малошумящих усилителей. Как показали наши измерения, количество света, производимого калориметром, и достигнутые шумовые характеристики разработанных [36] и

находящихся в стадии испытания [42] усилителей позволяют использование фотодиодов необходимой площади для регистрации сигналов с калориметра типа Шашлык. Шумовой вклад при суммировании сигналов с 9 башен составляет менее 300 МэВ и позволяет надеяться на возможное его уменьшение.

Рис.4.8 демонстрирует возможность уверенного выделения мюонов в модуле. Сигнал от мюона хорошо отделяется от пьедестального значения, его средняя величина соответствует $\approx$ 0.7ГэВ ($\approx$3.5пК). Второй пик в распределении при $\sim$20пК соответствует мюонам, прошедшим через фотодиод, и указывает на возможную проблему, связанную с чувствительностью этого фотодетектора к проникающей радиации, в частности, к возможным при высокой энергии утечкам электромагнитного ливня за пределы прибора.

Как видно из рис.4.9, этот эффект приводит к появлению правосторонних хвостов в амплитудных спектрах при высоких энергиях. При обсуждении локальной неоднородности калориметра было показано, что подобные негауссовы хвосты могут быть вызваны влиянием переизлучающих волокон даже при использовании ФЭУ в качестве фотоприЯмника. Однако в описываемых здесь измерениях все меры по устранению этого влияния (а именно: 3-градусный наклон модулей относительно пучка; отбор событий, в которых электрон вошЯл в прибор вдали от волокон) были приняты, на что указывает отсутствие хвоста в спектре 40 ГэВ электронов. Поскольку продольные утечки ливня представляют собой в основном мягкую компоненту, а фотодетектор удалЯн от задней части модуля на $\approx$ 6см из-за необходимого присутствия хвоста волокон, можно надеяться, что в магнитном поле искажение амплитудного спектра будет сильно уменьшено.

Соответствующие измерения были проведены внутри сверхпроводящего магнита EGS, расположенного на канале H2 ускорителя SPS. Рис.4.10 демонстрирует влияние магнитного поля на правую негауссову часть спектра 150 ГэВ электронов. Здесь в качестве характерной величины используется доля событий, измеренная энергия в которых превышает 3σ отклонений от его среднего значения, σ – среднеквадратичное отклонение, полученное фитированием спектра без учЯта аномальных амплитуд. Как видно из рисунка, уже при наличии магнитного поля B = 3 Тесла обсуждаемый эффект составляет $< 3\%$, а при использовании $3X_0$ конвертора он становится пренебрежимо малым.

К числу положительных эффектов влияния магнитного поля следует также отнести увеличение световыхода сцинтиллятора. Этот эффект неоднократно обсуждался в литературе, и, как показывают измерения [44, 45], выполненные с радиоактивными источниками в полях до ∼0.5 Тесла, связан либо с процессами возбуждения молекул основы сцинтиллятора, либо с передачей этой энергии первичному флюору. На рис.4.11 показано изменение амплитуды сигнала от 150 ГэВ электронов в калориметре как функция внешнего магнитного поля. Полученные результаты показывают количественное согласие с предыдущими измерениями полистирольных сцинтилляторов, проведЯнными как с радиоактивными источниками, так и на пучке электронов для самплинг калориметра установки ZEUS в полях до 1 Тесла [46].

Данные, представленные на рисунке, указывают на возможное насыщение эффекта в магнитных полях выше 3 Тесла. Отсутствие какого бы то ни было влияния поля на регистрирующую часть (фотодиод + усилитель) было проверено в отдельных измерениях. Также не обнаружено заметного влияния магнитного поля на профиль электромагнитного ливня в калориметре и на энергетическое разрешение прибора.

4.5 Совместная работа с активным конвертором

В установке CMS для возможности измерения углов γ-квантов при проектной светимости коллайдера, по крайней мере в ограниченной области малых быстрот, предполагается использовать активный конвертор на основе кремниевых стриповых детекторов. Для уточнения положения вершины взаимодействия вдоль направления сталкивающихся пучков требуемое угловое разрешение должно составлять $\sigma_\theta/E < 100\text{мрад}/\sqrt{E}$. Для этого координата электромагнитного ливня должна быть измерена на двух глубинах его развития: после $3X_0$ пассивного вещества кремниевым стриповым детектором и расположенным за ним калориметром, что отвечает приблизительно глубине расположения максимума энерговыделения ливня. Создание такого "векторного" прибора представляет интерес и для многих других приложений в физике высоких энергий [47].

Функции активного конвертора CMS не исчерпываются измерени-

ями направления γ-кванта. Информация от этого прибора позволяет также улучшить выделение электронов на фоне адронов и расширить возможность π^0-режекции до более высоких энергий. Исследования, описываемые в этой главе, ограничены изучением координатных характеристик активного конвертора и его влиянием на энергетическое разрешение электромагнитного калориметра.

Схема расложения оборудования на пучке в проведЯнных измерениях с активным конвертором показана на рис.4.12. Конвертор представляет собой две плоскости кремниевых детекторов с взаимно ортогональным направлением стрипов, расположенных соответственно после $2X_0$ и $2X_0 + 1X_0$ свинцового поглотителя. Ширина стрипа – 2 мм, длина – 6 см. Каждая плоскость состояла из 4 отдельных детекторов с размерами $(60 \times 60 \times 0.4)$мм^3, изготовленных на заводе ЭЛЬМА (Москва) из 3.6 кОм·см кремния. Для считывания сигналов использовались 16-канальные сигнал-процессоры AMPLEX-SICAL [48]. Типичный эквивалент вклада электронного шума от одного стрипа соответствует $\sigma \approx 0.15 m.i.p.$, в то время как минимально ионизирующая частица выделяет в одной плоскости кремния $\sim$150 кэВ энергии.

В представленных результатах была использована для анализа только информация от плоскости, расположенной после $3X_0$ свинца.

4.5.1 Влияние активного конвертора на энергетическое разрешение электромагнитного калориметра

При размещении перед прецизионным электромагнитным калориметром $3X_0$ пассивного вещества его влияние на энергетическое разрешение прибора, особенно в области малых и промежуточных энергий, оказывается существенным. В этой связи представляет интерес возможность коррекции энергетического разрешения с использованием амплитудной информации от плоскостей кремниевых детекторов. Соответствующие измерения были проведены с использованием сборки из 36 проективных модулей калориметра на узком (3×3)мм^2 пучке электронов. Для оценки энерговыделения во второй кремниевой плоскости конвертора использовалась суммарная амплитуда от 5 стрипов (стрип с максимальной амплитудой и ± 2 стрипа вокруг него). При этом требовалось, чтобы разница между амплитудой, зарегистриро-

ванной в данном канале, и средним пьедестальным значением в этом канале превышала 3σ шумового спектра. Наблюдаемая антикорреляция между энерговыделением в калориметре и кремниевом детекторе легко параметризуется и позволяет произвести коррекцию энергетического разрешения.

На рис.4.13 представлена зависимость от энергии квадратичной разности между восстановленным и измеренным в той же экспозиции без конвертора разрешениями. Влияние активного конвертора на поведение энергетического разрешения комбинированного прибора неплохо следует зависимости $\sigma/E \sim 4.6\%/\sqrt{E}$, [E]=ГэВ.

Необходимо отметить, что первая пластина в исследованных модулях калориметра представляет собой пассивный поглотитель, поэтому при соответствующем изменении конструкции следует ожидать некоторого улучшения энергетических характеристик комбинированного прибора.

Аналогичные результаты были получены при измерениях в магнитном поле B=3 Тесла при расположении конвертора на расстоянии 2 см от переднего фронта модулей. Увеличение расстояния между конвертором и калориметром вызывает увеличение поперечных размеров ливня в магнитном поле. Это приводит к необходимости суммирования энерговыделения с большего количества калориметрических ячеек и, следовательно, к возрастанию вклада шумов в разрешение прибора.

4.5.2 Координатное разрешение активного конвертора

На рис.4.14(a) представлен профиль энерговыделения по стрипам вокруг стрипа с максимальным значением амплитуды во второй (после $3X_0$ свинца) плоскости конвертора для двух энергий падающих электронов. Каждый стрип входит в распределение с весом, равным его амплитуде, таким образом, распределения представляют собой профиль электромагнитного ливня на глубине 3 радиационных длин. Как видно из рисунка, ширина ливня позволяет восстанавливать его координату по центру тяжести энерговыделения.

В качестве оценки координаты использовалось значение асимме-

трии :

$$Asym = \frac{\sum_{i_{max}-1}^{i_{max}-n} A_i - \sum_{i_{max}+1}^{i_{max}+n} A_i}{\sum_{i_{max}-n}^{i_{max}+n} A_i}, \qquad (4.2)$$

где A_i – значение амплитуды в данном стрипе, i_{max} – номер стрипа с максимальной амплитудой, $2n+1$ – число стрипов, используемых для анализа[1]. Как известно, использование подобных величин приводит к смещЯнной оценке восстановленной координаты, поскольку они нелинейным образом зависят от точки попадания частицы в детектор (так называемая S-зависимость). Вид этой зависимости для асимметрии и еЯ параметризация приведены на рис.4.15. Параметризация, используемая для восстановления координаты, была получена для 150 ГэВ электронов, но, как видно из рис.4.14(б), еЯ вид универсален в широком диапазоне энергий. На рис.4.14(в) показаны полученные распределения и результат их фитирования для разности между восстановленной координатой и точкой входа электрона, определЯнной с помощью пучковых камер.

Измерения были проведены при энергиях электронного пучка от 10 до 150 ГэВ. Полученная зависимость координатного разрешения от энергии с учЯтом и без учЯта пространственной точности пучковой трековой системы, а также еЯ фитирование зависимостью вида $\sigma_x = a/\sqrt{E} + b$ приведены на рис.4.16. Как и при определении координаты в ячеистых калориметрах, в описываемом случае активного конвертора пространственное разрешение зависит от точки попадания электрона в прибор, улучшаясь при приближении к границе между стрипами. Это видно из рис.4.14(б) по сужению дорожки распределения при больших значениях асимметрии. В этом смысле результаты, представленные на рис.4.16, характеризуют среднее по ширине стрипа пространственное разрешение активного конвертора.

4.5.3 Оценка углового разрешения

Угловое разрешение системы "активный конвертер – шашлык" определяется точностью восстановления разности координат, определяемых в активной плоскости конвертора и модулях калориметра, и "плечом"

[1]Использование в анализе 3 и 5 стрипов даЯт одинаковые результаты. При дальнейшем увеличении их числа координатное разрешение ухудшается из-за роста вклада шумов электроники.

$L = Z_{калориметр} - Z_{конвертор}$, т.е. расстоянием между плоскостями, в которых эти координаты измеряются :

$$\sigma_\Theta = \frac{\sigma(X_{калориметр} - X_{конвертор})}{Z_{калориметр} - Z_{конвертор}}. \qquad (4.3)$$

Координатное разрешение калориметра в присутствии конвертора было измерено с использованием сборки из 36 проективных модулей методом, аналогичным используемому при изучении пространственного разрешения конвертора, т.е. параметризацией зависимости асимметрии от восстановленной по пучковым камерам координаты. Результаты, полученные для центральной (2×2)см^2 области модуля в широком диапазоне энергий, представлены на рис.4.17. На этом же рисунке указано разрешение, усреднЯнное по целой ячейке калориметра и полученное при сканировании 80 ГэВ пучком электронов широкой области сборки. Как следствие улучшения точности восстановления координаты при приближении к границе между модулями усреднЯнное по ячейке пространственное разрешение калориметра лучше на $\approx 20\%$. Как видно из приведЯнных данных (рис.4.16,4.17), именно координатное разрешение калориметра ограничивает угловую точность комбинированного детектора. Значения точностей восстановления разности координат калориметра и конвертора, найденные в той же экспозиции при разных энергиях, приведены в таблице 4.3.

В формуле (4.3) неизвестной величиной является эффективная глубина $Z_{калориметр}$, на которой измеряется координата, вообще говоря, не равная глубине расположения максимума электромагнитного ливня и определяемая центром тяжести энергии, выделившейся в пластинах сцинтиллятора. Эта величина может быть измерена экспериментально. Здесь для оценки угловой точности была использована параметризация продольного развития ливня, полученная методом Монте-Карло. Номер "среднего" слоя сцинтиллятора хорошо описывается зависимостью вида

$$\langle l \rangle = 9.3 + 2.2 \times ln(E), \quad [E] = ГэВ.$$

Эффективное "плечо" L, вычисленное с учЯтом минимально необходимого из конструктивных требований расстояния между конвертором и первой сцинтилляционной пластиной модуля калориметра ($\approx$ 36мм), приведено в таблице 4.3. Здесь же и на рис.4.18 представлено ожидаемое угловое разрешение комбинированного "шашлык + кремниевый

Энергия, ГэВ	20	35	50	80	120	150
$\sigma(X_{калориметр} - X_{конвертор})$, мм	2.00	1.65	1.30	1.12	0.90	0.86
$\langle l \rangle$	15.9	17.1	17.9	18.9	19.8	20.3
L, мм	116	125	133	143	149	152
σ_Θ, мрад	17.2	13.2	9.7	7.8	6.0	5.65

Таблица 4.3: Угловое разрешение комбинированного "шашлык + кремниевый конвертор" детектора.

конвертор" прибора. Как и в случае координатного разрешения, здесь следует ожидать существенного улучшения угловой точности при попадании частицы вблизи границы ячеек. Кривые на рисунке демонстрируют поведение зависимостей вида 70мрад/$\sqrt{E}$ и 60мрад/$\sqrt{E}$.

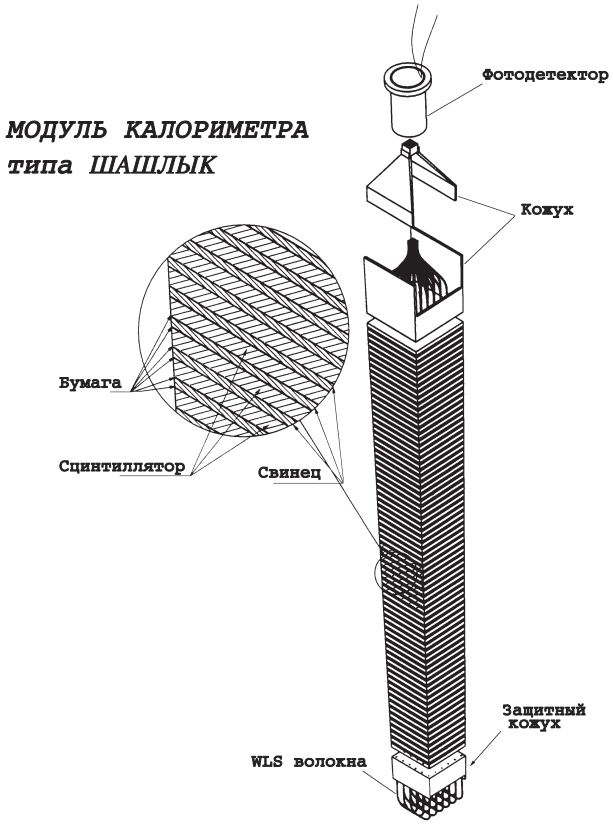

Рис. 4.1: Общий вид модуля электромагнитного калориметра типа Шашлык.

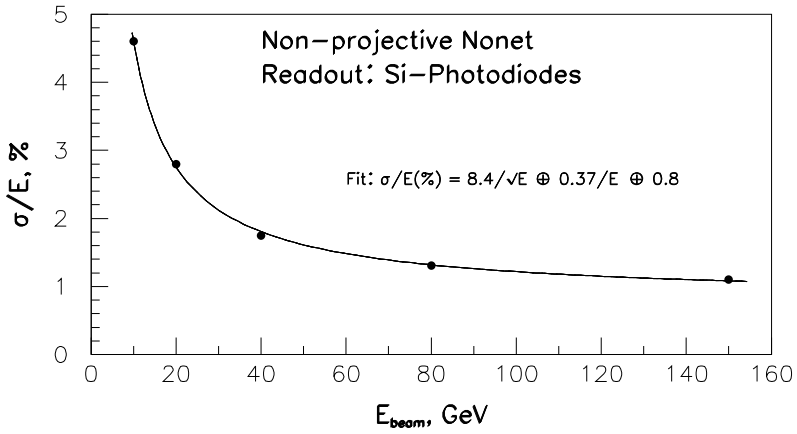

Рис. 4.2: Параметризация зависимости локального энергетического разрешения для прототипа непроективных модулей, укомплектованных кремниевыми фотодиодами.

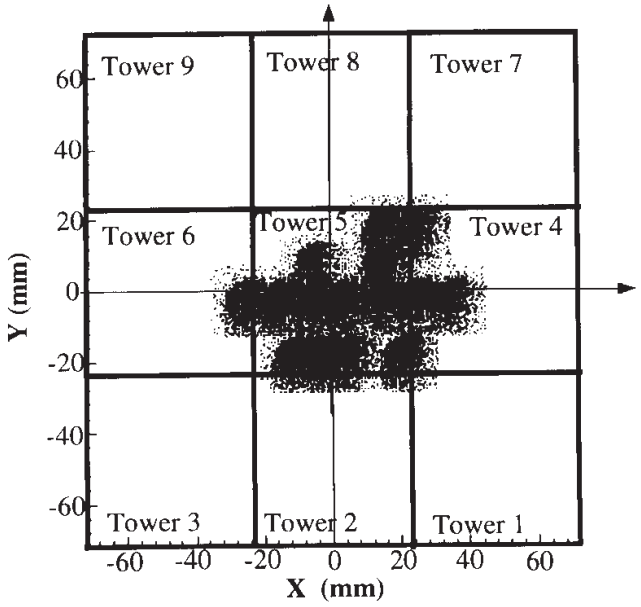

Рис. 4.3: Статистика, набранная при сканировании сборки непроективных модулей 40 ГэВ электронами.

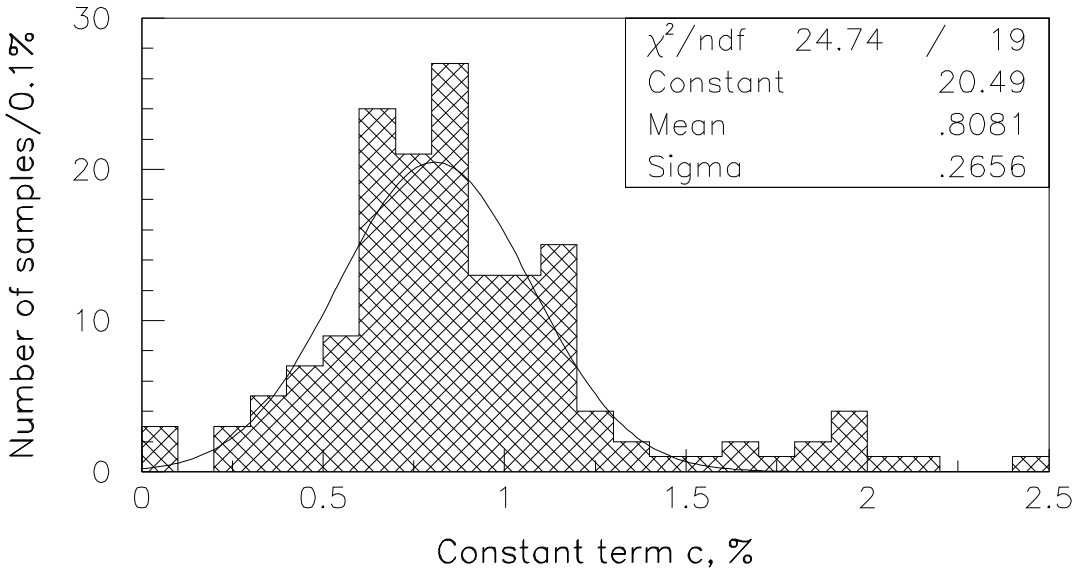

Рис. 4.4: Распределение постоянного члена "c" энергетического разрешения для различных точек центрального модуля сборки непроективных башен (см. детали в тексте).

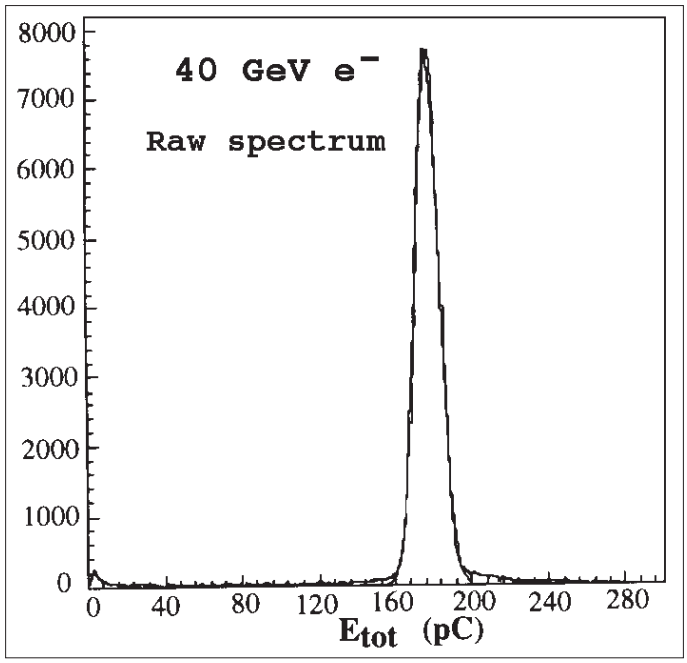

Рис. 4.5: Суммарный амплитудный спектр 40 ГэВ электронов при использовании ФЭУ для всей статистики, показанной на рис. 4.2.

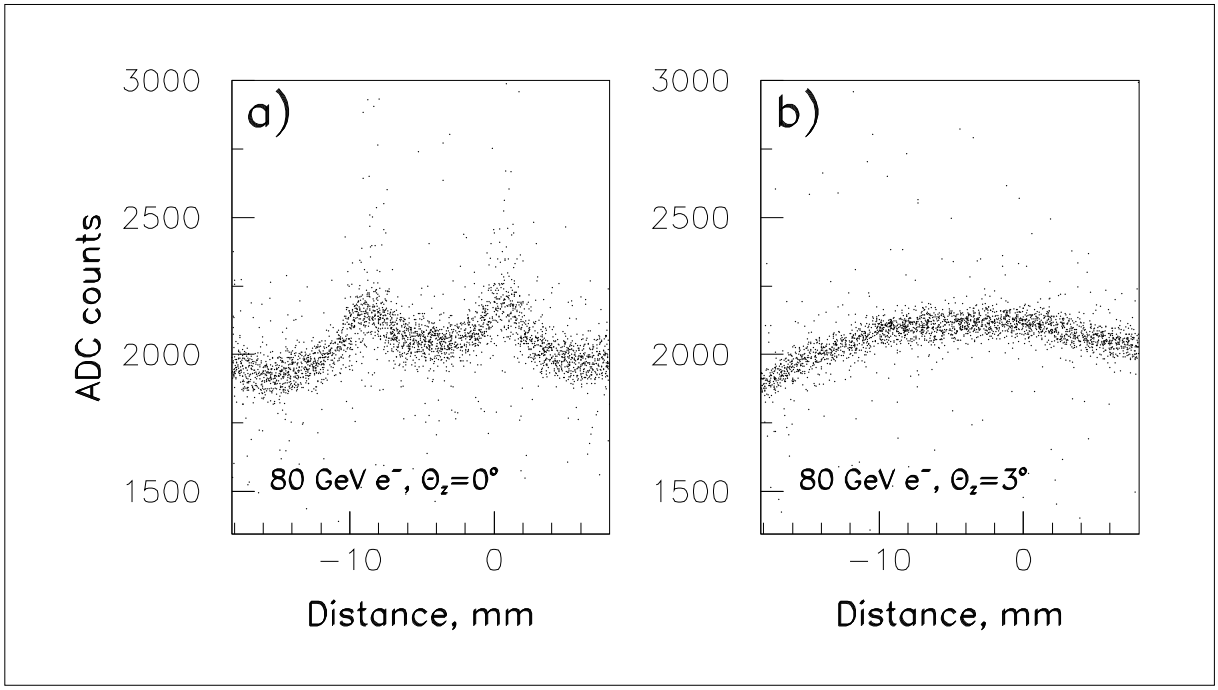

Рис. 4.6: Отклик модуля калориметра на 80 ГэВ электроны при двух разных углах падения. Пучок шириной $\Delta y = \pm 1$мм проходит по полосе, содержащей WLS волокна.

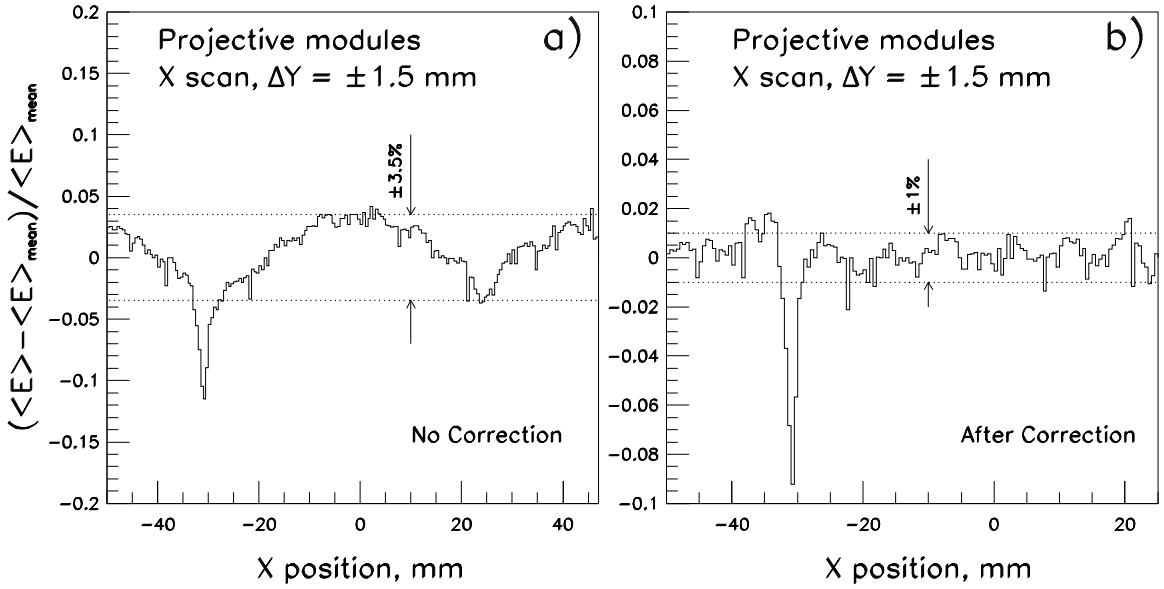

Рис. 4.7: (а): Поперечная неоднородность проективных модулей при сканировании пучком 40 ГэВ электронов по оси X. Пучок шириной $\Delta y = \pm 1.5$мм проходит по центрам WLS волокон. Угол наклона оси центрального модуля относительно пучка $\theta_z = 3^o$. (б): То же после проведения коррекции с использованием координаты, восстановленной по сборке модулей.

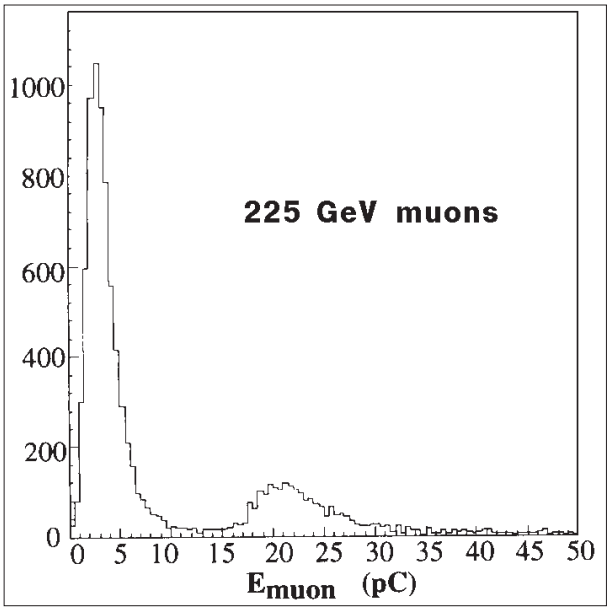

Рис. 4.8: Отклик калориметра на 225 ГэВ мюоны при использовании кремниевых фотодиодов в качестве фотодетектора.

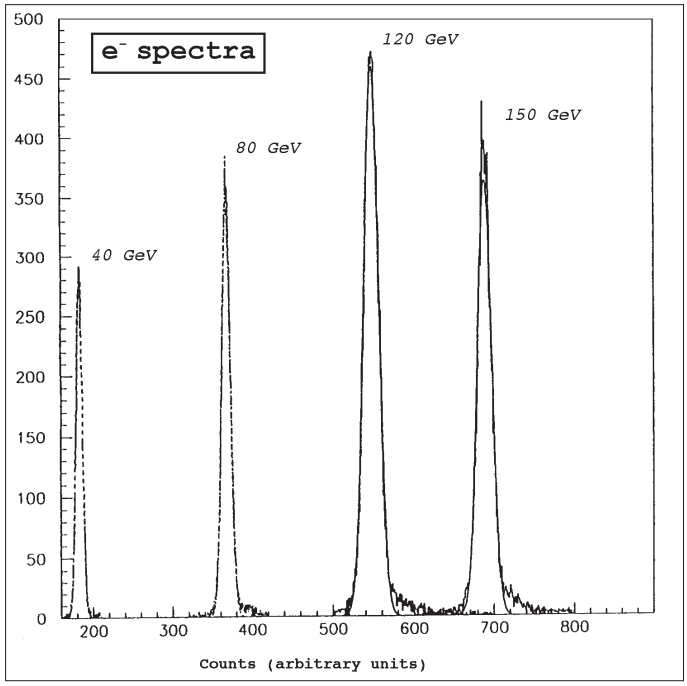

Рис. 4.9: Амплитудные спектры электронов $E_{e^-} = 40, 80, 120, 150$ ГэВ при использовании кремниевых фотодиодов. Пучок облучает зону (4×4)мм^2 между волокнами. Угол падения пучка $\theta_z = 3^o$.

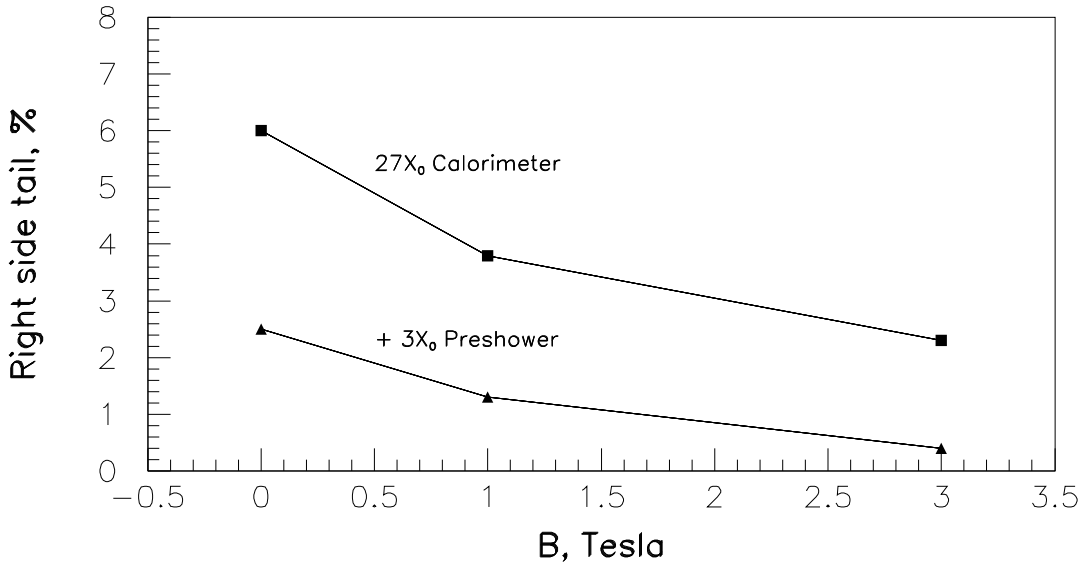

Рис. 4.10: Влияние магнитного поля на дополнительное энерговыделение в кремниевых фотодиодах, вызванное продольными утечками электромагнитного ливня.

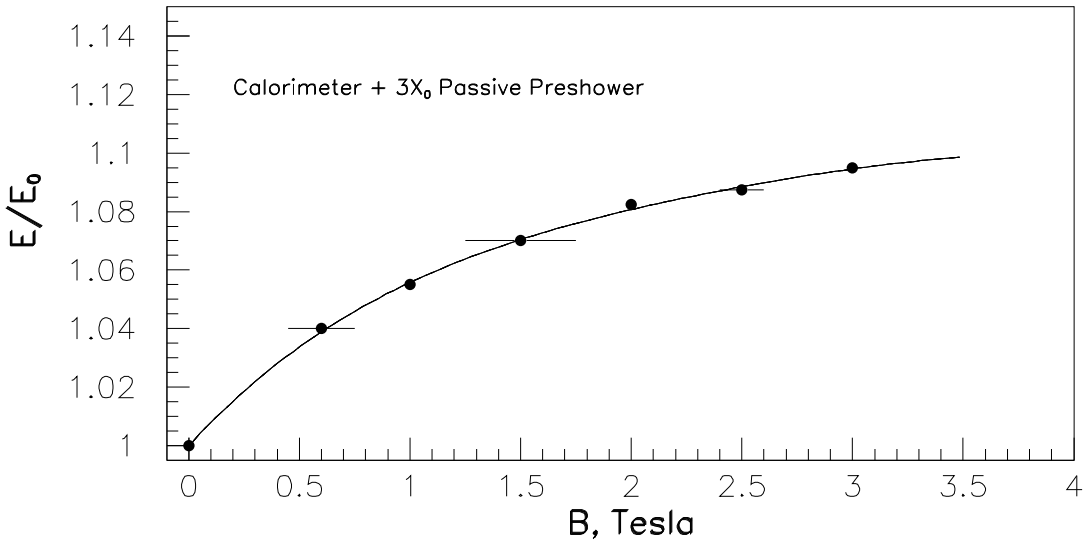

Рис. 4.11: Изменение амплитуды сигнала калориметра как функция внешнего магнитного поля.

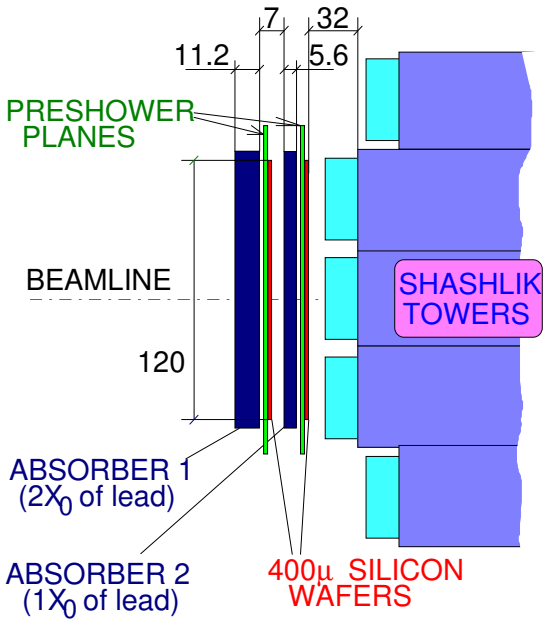

Рис. 4.12: Схема измерений с использованием активного конвертора. Размеры указаны в мм.

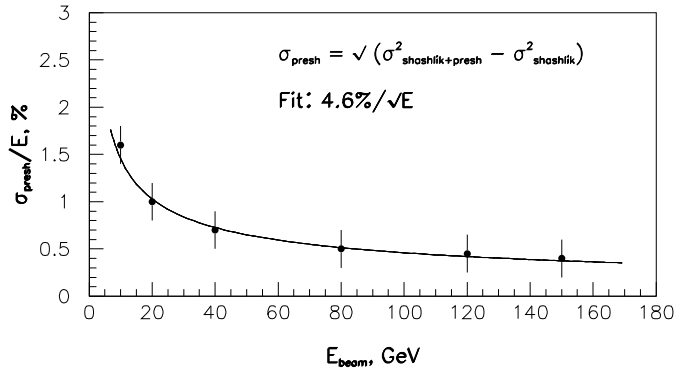

Рис. 4.13: Влияние активного конвертора на энергетическое разрешение комбинированного (шашлык + $3X_0$ конвертор) калориметра.

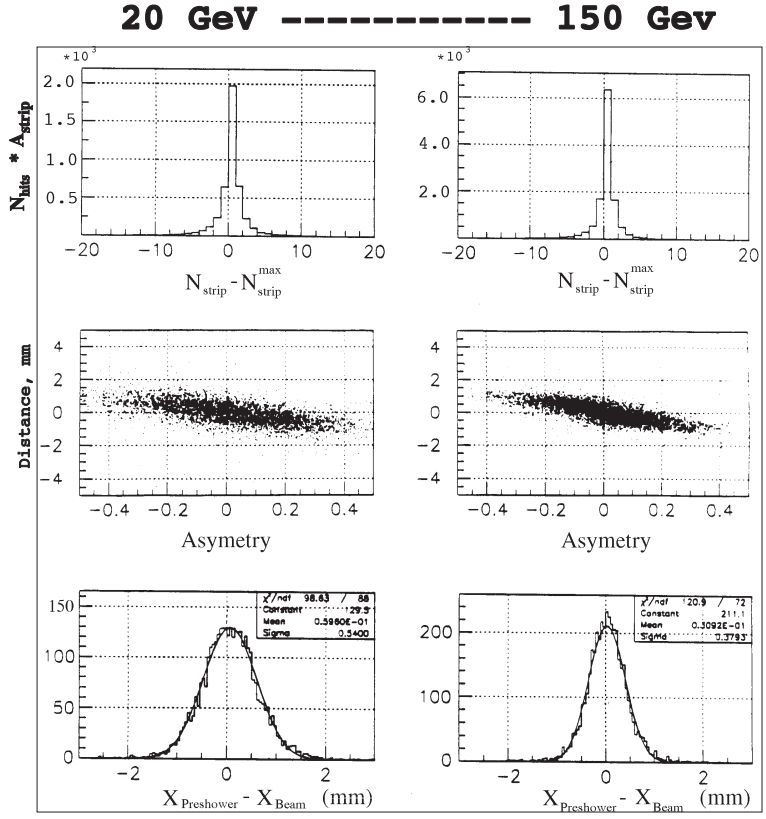

Рис. 4.14: (а): Измеренный кремниевым детектором профиль электромагнитного ливня после $3X_0$ свинцового поглотителя для $E_{e^-} = 20$ и 150 ГэВ. (б): Зависимость асимметрии (см. текст) от координаты попадания электрона в конвертор для 2 значений его энергии. (в): Разности между восстановленной координатой и точкой входа электрона, определЯнной с помощью пучковых камер, для $E_{e^-} = 20$ и 150 ГэВ.

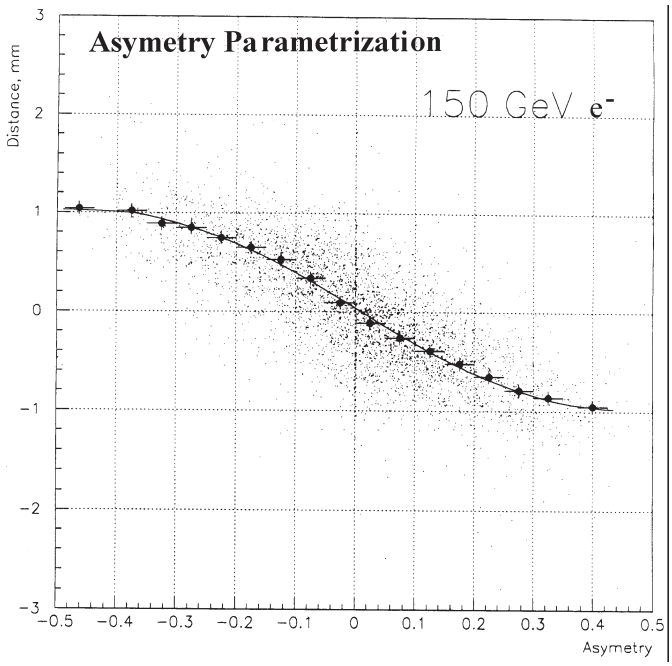

Рис. 4.15: Параметризация зависимости асимметрии (см. текст) от координаты, восстановленной по пучковым камерам.

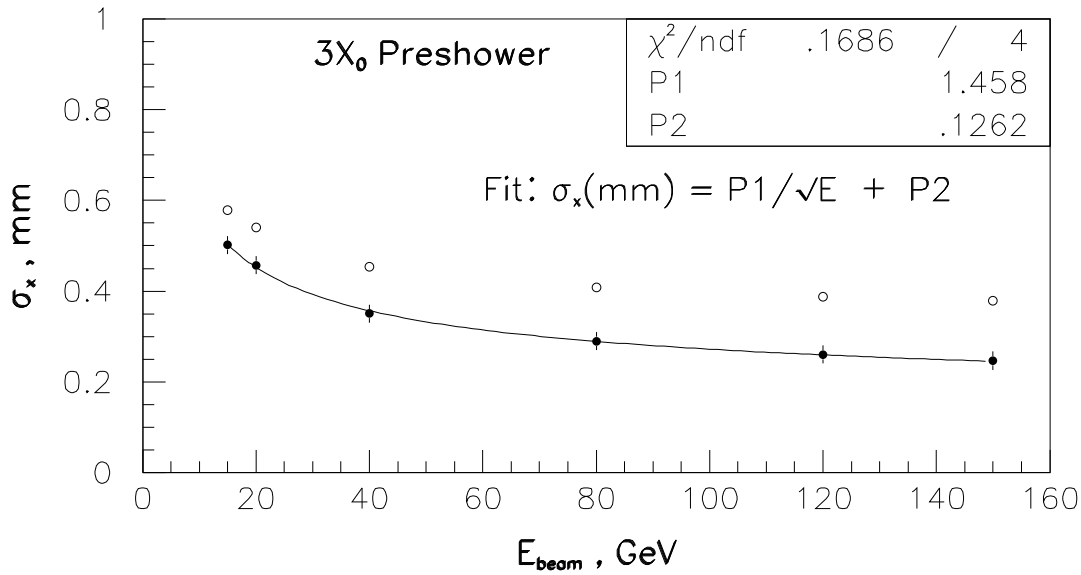

Рис. 4.16: Зависимость координатного разрешения кремниевого стрипового детектора после $3X_0$ свинцового поглотителя. Светлые точки – до, тЯмные точки – после вычитания вклада точности пучковой трековой системы.

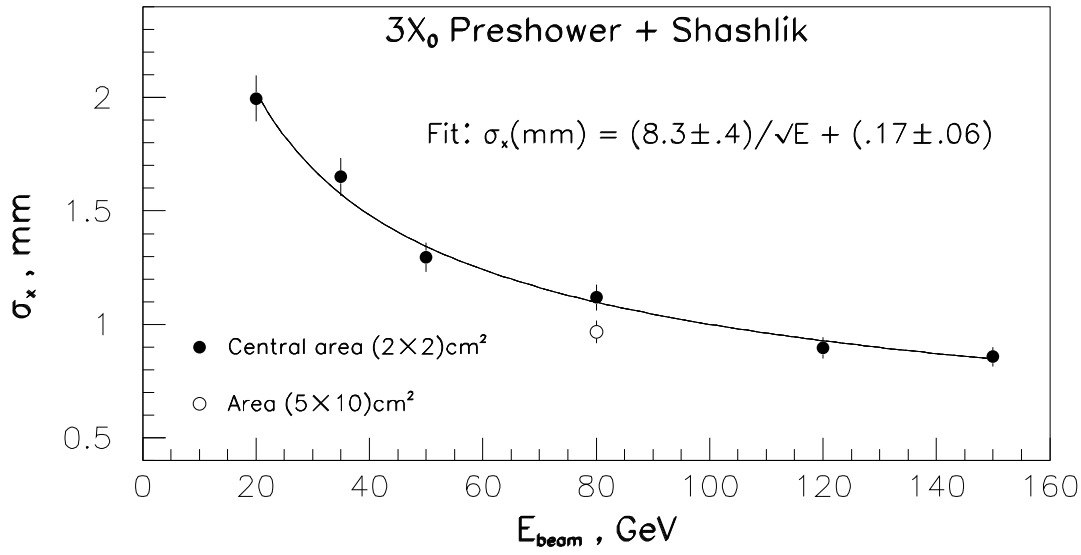

Рис. 4.17: Зависимость координатного разрешения калориметра после $3X_0$ пассивного конвертора от энергии.

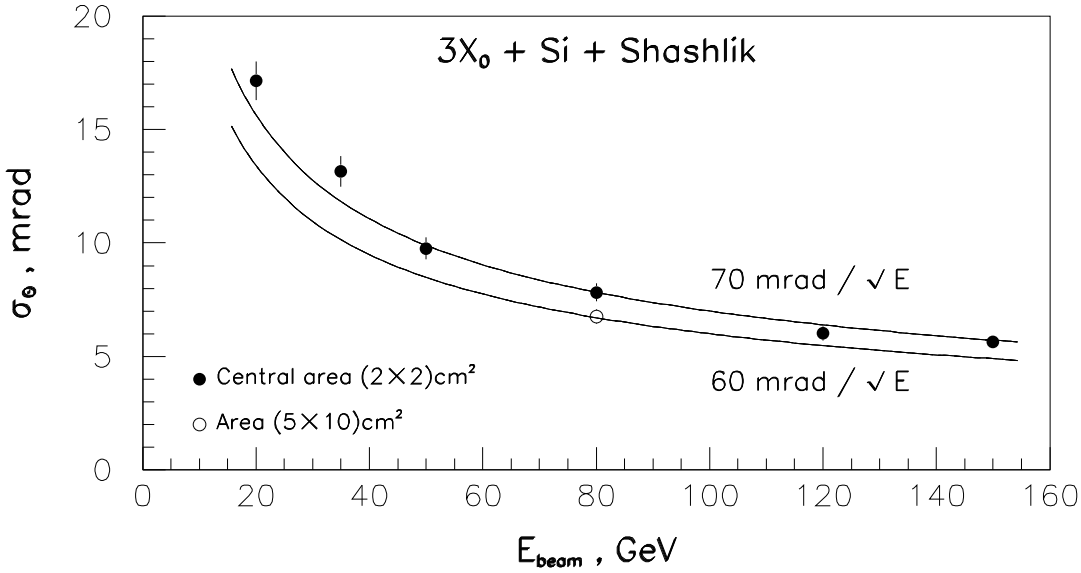

Рис. 4.18: Угловое разрешение комбинированного "шашлык + кремниевый конвертор" детектора как функция энергии регистрируемых электронов.

Заключение

Основные результаты диссертации:

1. Разработан и создан электромагнитный калориметр, удовлетворяющий требованиям физического эксперимента, проводимого на установке BEC.

2. В данных установки BEC в реакции $\pi^- N \to \pi^- f_1(1285) N$ при импульсе P_{π^-}=37 ГэВ/с изучен распад $f_1(1285) \to \rho^0(770)\gamma$. Определена относительная вероятность этого распада:

$$(2.8 \pm 0.7(stat) \pm 0.6(syst)) \cdot 10^{-2}.$$

   Это значение находится в согласии с оценками вероятности E1 переходов в рамках кварковой модели.
   ПутЯм анализа угловых распределений определено отношение элементов матрицы плотности ρ^0-мезона в системе его покоя:

$$\rho_{00}/\rho_{11} = 3.9 \pm 0.9(stat) \pm 1.0(syst).$$

   Получено ограничение на относительную вероятность распада $f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma$:

$$Br(f_1(1285) \to \phi(1020)\gamma) < 0.9 \cdot 10^{-3}, \quad \text{CL=95\%}.$$

   ОпределЯн верхний предел для угла смешивания нонета аксиальных мезонов:

$$\alpha = |\theta_{ideal} - \theta_{axial}| < 32^\circ, \quad \text{CL=95\%}.$$

3. Разработана конструкция сцинтилляционного электромагнитного калориметра с переизлучающими волокнами в качестве системы светосбора (калориметр типа Шашлык). Измерены его энергетическое, пространственное и угловое разрешения, в том числе в

присутствии сильного магнитного поля и в сочетании с активным конвертором. Рассмотрено влияние факторов, определяющих характеристики прибора при сверхвысоких энергиях. Показана способность калориметра удовлетворить условиям проведения экспериментов на ускорителе LHC.

Благодарности

Диссертация основана на работах, выполненных совместно с коллективом, работающим на установке BEC, и автор считает своим приятным долгом выразить благодарность коллегам:
Д.В. Амелину, Г.М. Беладидзе, Е.Б. Бердникову, С.И. Битюкову, Г.В. Борисову, Н.К. Вишневскому, Е.В. Власову, Ю.П. Гузу, В.А. Дорофееву, Р.И. Джелядину, А.Н. Карюхину, И.А. Качаеву, С.В. Копикову, Г.А. Ключникову, В.Ф. Константинову, М.Е. Кострикову, В.В. Костюхину, А.А. Криушину, М.А. Кулагину, Н.А. Кулешову, Т.А. Ломтадзе, В.Д. Матвееву, В.Ф. Образцову, Д.И. Рябчикову, В.К. Семенову, О.В. Соловьянову, Е.А. Старченко, Ю.А. Хохлову, Э.Г. Цхададзе, Е.Н. Чернову.

Я глубоко признателен научному руководителю Александру Михайловичу Зайцеву за постановки задачь и научное руководство.

Я также благодарен коллегам из ОЭА: Ю.Б. Бушнину, В.С. Ваньёву, П.И. Гончарову, С.А. Зимину, А.Н. Исаеву, А.К. Коноплянникову, В.А. Медовикову, А.А. Разумову, В.А. Сенько, М.М. Солдатову, Н.А. Шаланде, Н.Н. Чернявскому, В.И. Якимчуку, в течение долгого времени работавшим на установке BEC, оснащая установку электроникой и обеспечивая её надёжную работу.

Я благодарен Дирекции ИФВЭ за поддержку программы BEC, коллективу Опытно-экспериментального производства за работы по изготовлению детекторов установки, коллективам всех подразделений и служб ускорителя, обеспечивших возможность проведения измерений. Хочу также выразить свою благодарность коллективу Отдела математики и вычислительной техники за обеспечение эффективной работы ЭВМ.

Также пользуюсь случаем поблагодарить своих коллег из коллаборации R&D-36 за тесное и плодотворное сотрудничество.

Библиография

[1] Prokoshkin Yu.D. On Designing a Universal Gamma Spectrometer for the Experiments at the SPS, CERN/SPSC/72-52/I70, Geneva, 1972;
IHEP, T-02756, Serpukhov, 1974.

[2] Inyakin A.V. et al., Results on Experimental Study of the Hodoscope Spectrometer Prototype, CERN/SPSC/72-52/I70, Geneva, 1972;
IHEP, T-02756, Serpukhov, 1974.

[3] Акопджанов Г.А. и др., Препринт ИФВЭ 76-110, Серпухов, 1976;
NIM **140** (1977) 441.

[4] Давыдов В.А. и др., Препринт ИФВЭ 76-155, Серпухов, 1976;
NIM **145** (1977) 267.

[5] КистенЯв Э.П. и др., Препринт ИФВЭ 78-85, Серпухов, 1978.

[6] Беликов Н.И. и др., Препринт ИФВЭ 86-65, Серпухов, 1986.

[7] Василевский А.В. и др., Препринт ИФВЭ 84-2, Серпухов, 1984.

[8] Бинон Ф. и др., Препринт ИФВЭ 80-141, Серпухов, 1980;
NIM **188** (1981) 507.

[9] Боратав М. и др., Препринт ИФВЭ 84-50, Серпухов, 1984.

[10] Аввакумов И.А. и др., Препринт ИФВЭ 86-66, Серпухов, 1986.

[11] Акопджанов Г.А. и др., Препринт ИФВЭ 78-127, Серпухов, 1978.

[12] Евдокимов В.Н. и др., Препринт ИФВЭ 84-83, Серпухов, 1984.

[13] Акопян М.В. и др., Препринт ИФВЭ 88-217, Серпухов, 1988.

[14] Бушнин Ю.Б. и др., Препринт ИФВЭ 88-47, Серпухов, 1988.

[15] Битюков С.И. и др., Препринт ИФВЭ 94-101, Серпухов, 1994.

[16] Джелядин Р.И. и др., Препринт ИФВЭ 95-76, Серпухов, 1994;
Битюков С.И. и др., Препринт ИФВЭ 95-77, Серпухов, 1994.

[17] Зимин С.А. и др., Препринт ИФВЭ 93-71, Серпухов, 1993.

[18] Бушнин Ю.Б. и др., Всесоюзный семинар по автоматизации исследований в ядерной физике и смежных областях, Ташкент, (1988) 86.

[19] Berdnikov E.B. et al., Proceedings of the V^{th} International Conference on Hadron Spectroscopy, **Como**, Italy, 21-25 June, 1993.

[20] Amelin D.V. et al., Proceedings of the Int. Conf. on High Energy Physics, **Glasgow**, 1994.

[21] Amelin D.V. et al., Preprint IHEP 94-91, 1994;
Z.Phys. **C66** (1995) 71-76.

[22] Coffman D. et al., Phys. Rev. **D41** (1990) 1410.

[23] Armstrong T.A. et al., Preprint CERN/PPE 91-219.

[24] Babcock J., Rosner J.L., Phys. Rev. **D14** (1976) 1286.

[25] Ishida S. et al., Phys. Rev. **D40** (1989) 1497.

[26] Dineikhan M. et al., Preprint JINR P2-82-359, Dubna, 1982.

[27] Волков М.К., Ядерная Физика **40** (1984) 974.

[28] Битюков и др., Ядерная Физика **54** (1991) 529.

[29] Bityukov S.I. et al., Preprint IHEP 89-192, Serpukhov, 1989.

[30] Gouz Yu.P. et al., Report presented at the XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas, USA, August 5-12, 1992.

[31] Particle Data Group, Phys. Rev. **D45** (1992).

[32] Bityukov S.I. et al., Phys. Lett. **B203** (1988) 327.

[33] Badier J. et al., NIM **A348** (1994) 74.

[34] Aspel P. et al., Preprint CERN-PPE/95-151.

[35] Aspel P. et al., Preprint CERN-PPE/95-152.

[36] Guschin E. et al., CMS Technical Note CMS-TN/93-108.

[37] del Peso J., Ros E., Preprint DESY/88-094, 1988.

[38] Acosta D. et al., Preprint CERN-EP/90-37;
Acosta D. et al., NIM **A294** (1990) 193.

[39] Dzhelyadin R.I. et al., IHEP Preprint 90-134, Protvino, 1990.

[40] Bityukov S.I. et al., IHEP Preprint 94-107, Protvino, 1994.

[41] Varela J. CMS Technical Note CMS-TN/93-71.

[42] Sushkov V.V., IHEP Preprint 94-118, Protvino, 1994.

[43] Chendvankar S.R. et al., Preprint TIFR-EHEP/94-13, Bombay, 1994;
CMS Technical Note CMS-TN/94-240.

[44] Bertolucci S. et al., NIM **A254** (1987) 561;
Cumalat J.P. et al., NIM **A293** (1990) 606.

[45] Blömker D. et al., IEEE Transactions on Nuclear Science vol.**37**, no.2 (1990) 220.

[46] Mainusch J. et al., Preprint DESY/91-027, 1991.

[47] Diddens A.N. et al., NIM **A178** (1980) 27;
DeWulf J.P. et al., NIM **A252** (1986) 443.

[48] Beuville E. et al., NIM **A288** (1990) 157;
Beuville E. et al., Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.) **23A** (1991) 198;
Beuville E. et al., IEEE Transactions on Nuclear Science vol.**39** (1992) 766.