

**Государственный научный центр Российской Федерации  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

УДК 539.1.07

На правах рукописи

Семенов Павел Александрович

**Исследование свойств прототипа электромагнитного  
калориметра эксперимента ВТeV**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук  
Александр Николаевич Васильев

Протвино 2003 г.

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>1 Электромагнитный калориметр эксперимента ВTeV</b>	<b>7</b>
1.1 Основные задачи эксперимента ВTeV . . . . .	7
1.2 Установка ВTeV . . . . .	8
1.3 Электромагнитный калориметр . . . . .	11
<b>2 Описание и характеристики установки для изучения свойств прототипа электромагнитного калориметра ВTeV</b>	<b>14</b>
2.1 Канал и система мечения . . . . .	14
2.1.1 Параметры канала 2Б . . . . .	14
2.1.2 Система прецизионного измерения импульса пучковой частицы	15
2.1.3 Состав электронного пучка . . . . .	22
2.2 Прототип электромагнитного калориметра . . . . .	23
2.3 Система сбора данных . . . . .	24
2.3.1 Архитектура и электроника системы сбора данных . . . . .	24
2.3.2 Формат данных и характеристики электроники . . . . .	26
2.4 Мониторная система . . . . .	29
<b>3 Исследования энергетического и координатного разрешения прототипа электромагнитного калориметра</b>	<b>35</b>
3.1 Измерения однородности светосбора в кристаллах $PbWO_4$ . . . . .	35
3.2 Энергетическое разрешение . . . . .	39
3.3 Зависимость световыхода кристалла от температуры . . . . .	43
3.4 Поперечный профиль ливня и координатное разрешение . . . . .	43
3.4.1 Поперечный профиль электромагнитного ливня . . . . .	44
3.4.2 Координатное разрешение . . . . .	47
<b>4 Исследования радиационной стойкости кристаллов <math>PbWO_4</math></b>	<b>52</b>
4.1 Радиационные повреждения в кристаллах $PbWO_4$ . . . . .	53
4.2 Облучение электронами . . . . .	55
4.3 Облучение высокоэнергичными пионами . . . . .	61
4.4 Поведение кристаллов при сверхвысоких мощностях доз. . . . .	65
<b>Заключение</b>	<b>69</b>

# Введение

ВТeV - новый эксперимент на встречных пучках в Фермилабе, США. Целью эксперимента является поиск явлений, выходящих за рамки Стандартной Модели (СМ), и прецизионное измерение параметров СМ, таких как углы смешивания в матрице Кабиббо-Кобаяши-Маскава. Конкретно предлагаются измерения  $CP$ -нарушения, редких распадов и смешивания адронов, содержащих  $b$  и  $c$  кварки.

Для реконструкции фотонов конечного состояния в состав детектора ВТeV входит электромагнитный калориметр. Он должен обеспечивать хорошее энергетическое и пространственное разрешение, небольшой поперечный размер ливня для минимизации перекрывающихся ливней, а также быстрый сигнал для минимизации перекрытия ливней во времени. Так как некоторые из компонентов детектора ВТeV будут работать в условиях высокого уровня радиации, необходимая радиационная стойкость очень важна. Требования к калориметру ВТeV аналогичны требованиям к электромагнитному калориметру эксперимента CMS на LHC. Одним из материалов, который потенциально удовлетворяет требованиям эксперимента ВТeV, является сцинтиллирующий кристалл вольфрамата свинца ( $PbWO_4$ ).

## Актуальность изучаемых задач

Изучение  $CP$ -нарушения является сегодня одним из наиболее актуальных направлений физики высоких энергий. Ключевым моментом в таких измерениях является точность. Стабильность характеристик детектора вносит существенный вклад в предельную точность измерений. Как показали исследования CMS и ALICE, кристаллы  $PbWO_4$  обладают очень хорошим энергетическим и координатным разрешением. Но насколько стабильны их характеристики? Кроме того, эти исследования проводились не фоне постоянно развивающейся технологии производства кристаллов  $PbWO_4$ , что не позволяет однозначно сравнивать их характеристики при проектировании нового детектора. Необходимо было провести систематическое исследование широкого спектра характеристик кристаллов, произведенных с учетом последних достижений технологии разных производителей.

В отличие от CMS, электромагнитный калориметр детектора ВТeV не находится в сильном магнитном поле. Поэтому, в качестве фотодетектора выбран фотоумножитель, который обеспечивает лучшее энергетическое разрешение, чем фотодиод или фототриод, используемый в CMS. Кроме того, CMS исследовал свойства радиационной стойкости кристаллов, в основном, с помощью радиоактивных источников, и не ясно было, как ведут себя кристаллы при облучении высокоэнергичными частицами.

Исследование энергетического и координатного разрешений прототипа электромагнитного калориметра с фотоумножителем в качестве фотоприемника и радиационной стойкости кристаллов  $\text{PbWO}_4$  при облучении их частицами ГэВ-ных энергий явилось новой и актуальной задачей.

## Цель работы

Целью данной работы является прецизионное исследование свойств прототипа электромагнитного калориметра на основе кристаллов вольфрамата свинца нескольких производителей (Китай – Шанхайский институт керамики и Пекин, Россия – Апатиты и Богородицк) и сравнение полученных результатов с данными моделирования по методу Монте-Карло.

Основные пункты программы измерений:

- Энергетическое разрешение для электронов с энергиями 1 – 45 ГэВ
- Координатное разрешение в той же области энергий
- Однородность светосбора вдоль кристалла
- Зависимость световыхода от температуры
- Свойства радиационной стойкости при облучении электронами, пионами и смешанным спектром частиц.

## Научная новизна и практическая ценность работы

Полученные энергетическое и координатное разрешение являются лучшими в мире для кристаллов такого типа.

Впервые в мире проведены измерения радиационной стойкости кристаллов при облучении высокоэнергичными электронным и адронными пучками, а также смешанным спектром частиц, с новой остротой поставившие проблему радиационной стойкости  $\text{PbWO}_4$ .

Результаты работы вошли в отчетные и проектные документы коллаборации ВТeV.

Для проверки свойств кристаллов нескольких производителей на ускорителе У-70 была создана специализированная установка, включающая прототип электромагнитного калориметра и систему прецизионного измерения импульса пучковой частицы ( $\sigma_p/p = 0.13\%$  при энергии 45 ГэВ, когда многократное рассеяние пренебрежимо мало).

В работе предложена и опробована система мониторинга изменения прозрачности кристаллов от радиации на основе нескольких светодиодов разной длины волны.

## На защиту выносятся

- Результаты и методика измерений энергетического и координатного разрешений прототипа электромагнитного калориметра на основе сцинтиллирующих кристаллов вольфрамата свинца.
- Результаты исследований свойств радиационной стойкости кристаллов вольфрамата свинца.
- Результаты и методика измерения продольной однородности светосбора и температурной зависимости световыхода этих кристаллов.

## Апробация работы

Результаты, приведенные в диссертации, опубликованы во внутренних документах сотрудничества BTeV, препринтах ГИЦ ИФВЭ, электронном архиве arXiv.org, трудах конференции INSTR02 и журнале Nuclear Instruments & Methods In Physics Research. Результаты также докладывались на рабочих совещаниях BTeV и CMS, семинарах ОЭФ ГИЦ ИФВЭ, на конференции секции ядерной физики ОФН Российской Академии Наук “Физика фундаментальных взаимодействий”, IV всероссийской конференции “Университеты России – фундаментальные исследования. Физика элементарных частиц и атомного ядра” и международных конференциях INSTR02 и RDMS CMS.

Апробация диссертации прошла в ГИЦ ИФВЭ 4 декабря 2002 г.

## Публикации

1. *The BTeV electromagnetic calorimeter.* S.N. Alexeev, V.A. Batarin, T. Brennan, J. Butler, H. Cheung, V.S. Datsko, A.A. Derevschikov, Y.V. Fomin, V. Frolov, Y.M. Goncharenko, V.N. Grishin, V.A. Kachanov, V.Y. Khodyrev, K. Khroustalev, A.S. Konstantinov, V.A. Kormilitsin, V.I. Kravtsov, Y. Kubota, V.M. Leontiev, V.S. Lukanin, V.A. Maisheev, Y.A. Matulenko, Y.M. Melnick, A.P. Meschanin, N.G. Minaev, N.E. Mikhailin, V.V. Mochalov, D.A. Morozov, R. Mountain, L.V. Nogach, V.I. Pikalov, P.A. Semenov, K.E. Shestermanov, L.F. Soloviev, V.L. Solovianov, S. Stone, M.N. Ukhanov, A.V. Uzunian, A.N. Vasiliev, A.E. Yakutin, J. Yarba, – Prepared for 8th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, Russia, Feb 28 - March 6, 2002 (Presented by P. Semenov); Nucl.Instrum.Meth.A494/1-3 pp. 313-317,2002
2. *Development of a Momentum Determined Electron Beam in the 1–45 GeV Range.* V.A. Batarin, J. Butler, A.A. Derevschikov, Y.V. Fomin, V. Frolov, V.N. Grishin, V.A. Kachanov, V.Y. Khodyrev, A.S. Konstantinov, V.I. Kravtsov, Y. Kubota, V.M. Leontiev, V.A. Maisheev, Y.A. Matulenko, Y.M. Melnick, A.P. Meschanin, N.G. Minaev, V.V. Mochalov, D.A. Morozov, L.V. Nogach, P.A. Semenov, K.E. Shestermanov, L.F. Soloviev, V.L. Solovianov, S. Stone, M.N. Ukhanov, A.V. Uzunian, A.N. Vasiliev, A.E. Yakutin, J. Yarba, –

Препринт ИИЭП 2002-29; e-Print Archive: hep-ex/0208012; Принято к печати в Nucl.Instrum.Meth.A

3. *Precision Measurements of Energy And Position Resolutions of the BTeV Electromagnetic Calorimeter Prototype.* V.A. Batarin, T. Brennan, J. Butler, H. Cheung, A.A. Derevschikov, Y.V. Fomin, V. Frolov, Y.M. Goncharenko, V.N. Grishin, V.A. Kachanov, V.Y. Khodyrev, K. Khroustalev, A.S. Konstantinov, V.I. Kravtsov, Y. Kubota, V.M. Leontiev, V.A. Maishev, Y.A. Matulenko, Y.M. Melnick, A.P. Meschanin, N.E. Mikhailin, N.G. Minaev, V.V. Mochalov, D.A. Morozov, R. Mountain, L.V. Nogach, A.V. Ryazantsev, P.A. Semenov, K.E. Shestermanov, L.F. Soloviev, V.L. Solovianov, S. Stone, M.N. Ukhanov, A.V. Uzunian, A.N. Vasiliev, A.E. Yakutin, J. Yarba, –

Препринт ИИЭП 2002-34; e-Print Archive: hep-ex/0209055; Принято к печати в Nucl.Instrum.Meth.A

4. *Study of Radiation Damage In Lead Tungstate Crystals Using Intense High-Energy Beams.* V.A. Batarin, T. Brennan, J. Butler, H. Cheung, V.S. Datsko, A.M. Davidenko, A.A. Derevschikov, R.I. Dzhelyadin, Y.V. Fomin, V. Frolov, Y.M. Goncharenko, V.N. Grishin, V.A. Kachanov, V.Y. Khodyrev, K. Khroustalev, A.K. Konoplyannikov, A.S. Konstantinov, V.I. Kravtsov, Y. Kubota, V.M. Leontiev, V.A. Maishev, Y.A. Matulenko, Y.M. Melnick, A.P. Meschanin, N.E. Mikhailin, N.G. Minaev, V.V. Mochalov, D.A. Morozov, R. Mountain, L.V. Nogach, A.V. Ryazantsev, P.A. Semenov, K.E. Shestermanov, L.F. Soloviev, V.A. Pikalov, V.L. Solovianov, S. Stone, M.N. Ukhanov, A.V. Uzunian, A.N. Vasiliev, A.E. Yakutin, J. Yarba, –

Препринт ИИЭП 2002-35; e-Print Archive: hep-ex/0210011; Принято к печати в Nucl.Instrum.Meth.A

## Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В Главе 1 содержится обзор задач эксперимента BTeV, состав и принципы работы установки BTeV. Более подробно рассмотрен электромагнитный калориметр BTeV на основе сцинтиллирующих кристаллов  $PbWO_4$  и его роль в решении задач BTeV.

Глава 2 содержит описание установки, состоящей из прототипа электромагнитного калориметра и системы мечения для определения импульса пучковой частицы. Приведены характеристики используемого пучка, системы мечения, электроники системы сбора данных и мониторинговой системы.

В Главе 3 представлены результаты измерений энергетического и координатного разрешений прототипа, измерений продольной однородности кристаллов, температурной зависимости световыхода, зависимости координатного разрешения от точки попадания в кристалл и угла падения пучковой частицы на кристалл. Также описана форма электромагнитного ливня и ее зависимость от энергии. Все экспериментальные результаты сравниваются с расчетами по программе GEANT.

Глава 4 посвящена изучению радиационной стойкости кристаллов вольфрамата свинца при облучении электронным и пионным пучками, а также при облучении в

смешанных полях адронов и  $\gamma$ -квантов.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Диссертация содержит 79 страниц, в том числе 45 рисунков и 10 таблиц. Список литературы содержит 28 ссылок.

# Глава 1

## Электромагнитный калориметр эксперимента BTeV

### 1.1 Основные задачи эксперимента BTeV

Нарушение  $CP$  симметрии, или комбинированной четности, известно уже около 40 лет[1]. Исследования в этой области ведутся в каждом крупном научном центре физики высоких энергий – CERN, FNAL, BNL, Cornell, SLAC, КЕК, ИФВЭ. Чтобы понять важность этих исследований достаточно сказать, что согласно современной точке зрения  $CP$ -нарушение может объяснить асимметрию видимой вселенной в отношении вещества-антивещества, подтвердить или подвергнуть сомнению электрослабую теорию и повлиять на выбор той или иной Теории Великого Объединения. Однако происхождение  $CP$ -нарушения до сих пор остается одной из нерешенных проблем современной физики. И хотя Стандартная Модель (СМ) может учесть эффект  $CP$ -нарушения за счет комплексных коэффициентов при смешивании кварковых масс[2], в настоящий момент нельзя исключить, что механизм  $CP$ -нарушения лежит за пределами Стандартной Модели.

Стандартная Модель предсказывает, что  $CP$ -нарушение возникает не только в системе нейтральных  $K$ -мезонов, но и в системах  $D$ -мезонов и  $B$ -мезонов. До последнего времени, однако,  $CP$ -нарушение оставалось достоверно обнаруженным только в  $K$ -мезонах. Ускорители не обеспечивали достаточное количество событий с  $B$ -мезонами для измерения эффекта с высокой точностью. И только в середине 2001 года сразу две коллаборации : BaBar[4], работающая на линейном коллайдере в Стэнфорде (SLAC) и Belle[3] из японской национальной лаборатории высоких энергий (КЕК) доложили о регистрации отличия во временах распада для  $B^0$  и  $\bar{B}^0$ -мезонов на международной конференции по лептон-фотонным взаимодействиям в Риме. Результаты получены на большой статистике событий с рождением  $B^0$ - $\bar{B}^0$ -мезонов, что позволяет с высокой степенью достоверности говорить об открытии нарушения комбинированной четности в слабых распадах мезонов содержащих  $b$ -кварк. Эти наблюдения, прежде всего, продемонстрировали независимость  $CP$ -нарушения от наличия в системе  $s$ -кварка, что дает основание говорить о фундаментальности этого эффекта. Открытие нарушения  $CP$ -инвариантности в распадах  $B$ -мезонов является одним из



Таблица 1.1: Измерения параметров СКМ для  $b$ -кварков

Наблюдаемая величина	Мода распада
$\sin(2\alpha)$	$B^0 \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
$\cos(2\alpha)$	$B^0 \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
$\text{sign}(\sin(2\alpha))$	$B^0 \rightarrow \rho\pi \ \& \ B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
$\sin(\gamma)$	$B_s \rightarrow D_s^\pm K^\mp$
$\sin(\gamma)$	$B^- \rightarrow \overline{D}^0 K^-$
$\sin(\gamma)$	$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \ \& \ B_s \rightarrow K^+K^-$
$\sin(2\chi)$	$B_s \rightarrow J/\psi\eta l, J/\psi\eta$
$\sin(2\beta)$	$B^0 \rightarrow J/\psi K_s$
$\cos(2\beta)$	$B^0 \rightarrow J/\psi K^o, K^o \rightarrow \pi\ell\nu$
$\cos(2\beta)$	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*o} \ \& \ B_s \rightarrow J/\psi\phi$
$x_s$	$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$
$\Delta\Gamma$ for $B_s$	$B_s \rightarrow J/\psi\eta l, D_s^+\pi^-, K^+K^-$

важнейших событий в физике элементарных частиц начала XXI-ого века.

Изучение  $CP$ -нарушения в распадах  $B$ -мезонов является важной частью исследовательской программы, которая будет осуществляться на ЛНС. Исследования будут проводиться на универсальных детекторах ATLAS и CMS, а также на специализированном детекторе LHCb, который спроектирован для изучения  $B$ -мезонов. Точность этих экспериментов будет в 3-10 раз лучше чем в предыдущих, поскольку число  $B$ -мезонов, производимых на ЛНС будет на 5 порядков больше, чем на  $B$ -фабриках.

Еще один многообещающий эксперимент, ориентированный на исследования  $CP$ -нарушения, смешивания и редких распадов в системах с  $b$  и  $c$ -кварками – ВТеV, находится в стадии подготовки во FNAL, США[5]. В эксперименте ВТеV будут с хорошей точностью измерены все углы Унитарного Треугольника, – параметры, описывающие  $CP$ -нарушение в Стандартной Модели. В Таблице 1.1 перечислены физические наблюдаемые, соответствующие параметризациям матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава (СКМ) в работах[6, 7] и реакции, в которых они могут быть измерены. Одновременное измерение таких параметров в нескольких модах распадов  $B$ -мезонов является хорошей проверкой СМ и может привести к открытию Новой Физики. Также очень чувствительными к физике вне пределов СМ являются редкие распады, такие как  $b \rightarrow s\gamma$ ,  $b \rightarrow sl^+l^-$ , изучение которых ВТеV тоже планирует. Еще одно нетронутое поле деятельности для ВТеV – смешивание и  $CP$ -нарушение в системах с  $c$ -кварком. СМ предсказывает очень слабый эффект  $CP$ -нарушения в  $D$ -мезонах, таким образом, это хорошая возможность проверки Стандартной Модели.

## 1.2 Установка ВТеV

В детектор ВТеV (см. Рис. 1.1) входят вершинный детектор, помещенный в магнитное поле и участвующий в выработке триггера, трековая система на кремниевых микростриповых детекторах и дрейфовых трубках для определения импульса заря-

# BTeV Detector Layout

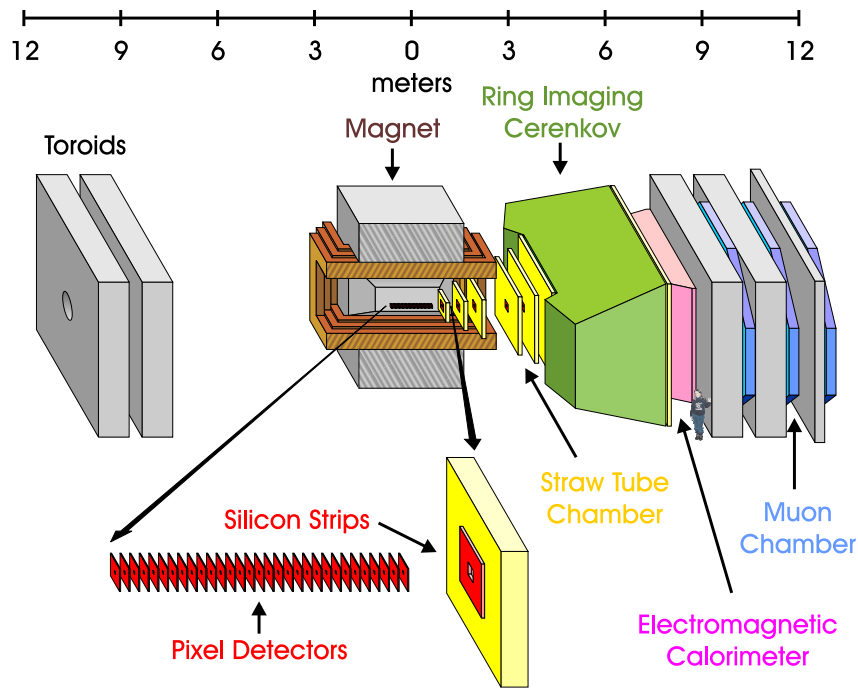


Рис. 1.1: Общий вид установки BTeV

женных частиц, черенковский детектор (RICH) для идентификации частиц, электромагнитный калориметр для детектирования  $\gamma$ -квантов конечных состояний и система мюонных камер, которая может участвовать в триггере на ди-лептонные события.

Принцип работы установки BTeV следующий. Заряженная частица рождается при протон-антипротонном взаимодействии в середине анализирующего магнита установки, в зоне взаимодействия (IR). Магнит обеспечивает поле около 1.5 Т и отклоняет частицу в вертикальной плоскости. Первый детектор на пути заряженной частицы – кремниевый пиксельный детектор, находящийся внутри магнита. Детектор находится в центре IR и состоит из 30 сдвоенных пиксельных плоскостей, ориентированных перпендикулярно пучку. Одна из двух плоскостей измеряет горизонтальную координату трека, другая – вертикальную. Размеры пикселей составляют  $50 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$ . Высокое координатное разрешение необходимо для четкого отделения первичных вершин взаимодействия от вторичных. После пиксельного детектора частица проходит через шесть станций комбинированного трекового детектора, состоящего из микроstriповых детекторов в ближней к пучку области и дрейфовых трубок, покрывающих большую площадь. Основная задача трекового детектора, – прецизионное измерение импульса. Кроме того, он определяет точки входа в следующий детектор – RICH (Ring Imaging Cherenkov), который обеспечивает идентификацию частиц в широком диапазоне энергий 3–70 ГэВ/с. После прохождения через RICH и седьмой станции трекового детектора для определения координаты трека на выходе из RICH частица попадает в электромагнитный калориметр. Если в случае электронов калориметр лишь помогает в идентификации, то энергия фотонов, вылетающих из

IR, измеряется только здесь. Последним на пути частицы стоит мюонный детектор, состоящий из стальных тороидов и пропорциональных камер. Адроны, прошедшие через калориметр, поглощаются в первом тороиде. Мюоны же проходят дальше, а отклонение их треков в магнитном поле тороидов измеряется пропорциональными камерами для определения импульса.

Триггер в эксперименте ВТeV основан на свойстве, которое отличает события с адронами, содержащими  $b$ -кварки, от событий с участием только легких кварков: распадные вершины отстоят от первичных вершин взаимодействия на расстояние, соответствующее времени жизни  $\approx 1.5$  пс. Таким образом, триггер самого низкого уровня в ВТeV (Level1) – триггер на событие с участием  $b$ -кварка. Это непростая задача, учитывая что пересечения банчей на ускорителе Теватрон в Фермилабе происходят с частотой 2.5 МГц (или даже 7.5 МГц), которая требует параллельной работы нескольких тысяч вычислительных элементов (FPGA, DSP и микропроцессоров). Оцифрованные данные о каждом пересечении банчей сохраняются в терабайтной буферной памяти до тех пор, пока не придет решение Level1 триггера. Затем событие либо пересылается в буфер более высокого уровня, либо удаляется, в зависимости от решения триггера. Дальнейшее подавление (триггер Level2/3) основано на обработке данных компьютерной фермой из нескольких тысяч процессоров под управлением “привычных” операционных систем (ВТeV ориентируется на Linux).

Система сбора данных установки ВТeV кроме буферной памяти, триггерных вычислительных элементов, узлов передачи и сохранения данных включает в себя систему контроля работоспособности и диагностики в реальном времени всего вычислительного комплекса. Вся информация о таком мониторинге, а также данные из системы медленного контроля (температура, давление, состав газовой смеси, изменение прозрачности кристаллов в калориметре и т.п.) сохраняются в реляционных базах данных.

Некоторые отличительны черты ВТeV, которые дают ему неоспоримые преимущества перед другими экспериментами в  $B$ -физике:

- он будет работать на адронном коллайдере, что по сравнению с  $B$ -фабриками обеспечивает намного большую скорость рождения адронов с  $b$  кварком;
- возможность исследовать распады как  $B_d$ , так и  $B_s$  мезонов;
- триггер на вершинном детекторе, помещенном в магнитное поле, позволит подавить фон намного эффективнее, чем в LHCb;
- идентификация частиц во всем диапазоне импульсов с высокой эффективностью и подавлением фона ( $\approx 100:1$ );
- один из самых лучших на сегодня по энергетическому разрешению электромагнитных калориметров позволит повысить эффективность реконструкции событий с электронами и  $\gamma$ -квантами в конечных состояниях.

### 1.3 Электромагнитный калориметр

При подробном изучении распадов  $B$ -мезонов необходимым условием является возможность реконструкции отдельных фотонов,  $\pi^0$ ,  $\eta$  и электронов. Как показал опыт эксперимента CLEO[8], хорошо справляется с этой задачей электромагнитный калориметр на основе сцинтиллирующих кристаллов. Более того, калориметр может быть полезен также для идентификации электронов при реконструкции  $J/\psi$  распадов и определении полуплептонных распадов как метки типа  $B$ -мезона.

Наиболее важные реакции, для изучения которых необходим электромагнитный калориметр BTeV, включают:  $B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $B_s^0 \rightarrow \psi\eta$ , и  $\psi\eta'$ , полуплептонные распады, и  $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$  and  $\rho^0\gamma$ .

Кристаллы вольфрамата свинца ( $\text{PbWO}_4$ ), работающие одновременно и как среда для развития электромагнитного ливня, и как конвертер энергии ливня в свет, относительно недавно стали исследоваться как возможный материал для электромагнитного калориметра [9, 10]. Однако, сразу же привлекли к себе внимание таких крупных экспериментов, как CMS и ALICE на LHC[11, 12]. Именно участие крупных экспериментов, в особенности CMS, в развитии технологии производства и применении  $\text{PbWO}_4$  в физике высоких энергий выдвинуло эти кристаллы как серьезную альтернативу другим материалам для калориметрии. После рассмотрения нескольких вариантов электромагнитного калориметра сотрудничество BTeV также остановило свой выбор на  $\text{PbWO}_4$ . Во внимание принимались следующие свойства калориметра на  $\text{PbWO}_4$ :

- Он удовлетворяет требованиям на энергетическое и координатное разрешение. Необходимые размеры кристаллов могут быть достигнуты без каких-либо сложностей. CMS, применяя лавинные фотодиоды (APD) в качестве фотоприемника, ожидает стохастический член в энергетическом разрешении 2.7%, а константный 0.55%. Поскольку в BTeV калориметр не находится в магнитном поле, можно использовать ФЭУ для детектирования света с кристаллов, что позволяет оценить ожидаемый стохастический член в  $\sim 1.6\% - \sim 1.8\%$ .
- Материал обладает достаточной радиационной стойкостью. Применение специальных добавок (Nb или La) позволяет оптимизировать свойства радиационной стойкости  $\text{PbWO}_4$ .
- Сигнал с кристалла очень быстрый, – 99% световыхода содержится в 100 нс, что важно, учитывая период пересечения банчей на Теватроне 396 нс (в будущем не исключен вариант и 132 нс).

Физические свойства кристаллов  $\text{PbWO}_4$  приведены в Таблице 1.2.

Для калориметра BTeV будут изготавливаться кристаллы с размерами 220 мм в длину и 28 мм×28 мм в сечении с задней стороны. С ближней к точке взаимодействия стороны они будут меньше для обеспечения проекционной геометрии. Каждый кристалл будет обернут в светоотражающий материал для улучшения светосбора (Тайвек). Основные идеи конструкции калориметра перечислены в Таблице 1.3.

В качестве фотодетекторов предполагается использовать ФЭУ R5380 производства Hamamatsu или аналогичные другой компании с кварцевым входным окном.

Таблица 1.2: Свойства кристаллов  $\text{PbWO}_4$

Характеристика	Значение
Плотность ( $\text{г/см}^3$ )	8.28
Радиационная длина (см)	0.89
Радиус Мольера (см)	2.2
Ядерная длина взаимодействия (см)	22.4
$dE/dx$ для мин.иониз.частицы (МэВ/см)	13.0
Время высвечивания (нс):	5(39%) 15(60%) 100(1%)
Коэффициент преломления	2.30
Пик спектра испускания (нм)	440
Температурный коэффициент световыхода ( $\%/^{\circ}\text{C}$ )	-2
Световыход по отн. к $\text{NaI(Tl)}$ (%)	1.3
Световыход (фотоэл./МэВ на ФЭУ с 2" окном)	10

Таблица 1.3: Электромагнитный калориметр ВTeV

Характеристика	Значение
поперечный размер ячейки, задняя часть	28.0 мм × 28.0 мм
поперечный размер ячейки, передняя часть	27.2 мм × 27.2 мм
Длина ячейки	22 см
Радиационных длин	25
Фотодетектор	ФЭУ
Электроника	QIE (FNAL)
Внутр. размер калориметра	$\pm 9.88 \text{ см} \times \pm 9.88 \text{ см}$
Внешний радиус	160 см
Количество ячеек в одном плече	10500

QIE [13], интегрирующий многодиапазонный АЦП, разработанный в Фермилабе, может быть модифицирован и для эксперимента ВТeV. Корзины электроники с АЦП будут располагаться недалеко от ФЭУ, но вне области высоких радиационных нагрузок.

Калориметр будет расположен достаточно далеко от дипольного магнита, однако магнитное поле от мюонного тороида, находящегося сразу за калориметром, может повлиять на работу ФЭУ. Поэтому между фотоумножителями калориметра и мюонным детектором предусмотрен дополнительный экран.

Для уменьшения влияния внешних условий на свойства калориметра, весь детектор будет помещен в корпус с контролем температуры и влажности. Важное значение для учета нестабильности детектора имеет также мониторинговая система на основе светодиодов.

## Глава 2

# Описание и характеристики установки для изучения свойств прототипа электромагнитного калориметра ВTeV

Изучение свойств калориметра на основе кристаллов вольфрамата свинца проводилось с использованием прототипа калориметра на 25 каналов с использованием электронного, пионного и мюонного пучков, полученных с внутренней мишени на канале 2Б протонного синхротрона У70 в Протвино.

### 2.1 Канал и система мечения

#### 2.1.1 Параметры канала 2Б

Исследования проводились на канале 2Б ускорителя У70, где после модернизации системы питания магнитных элементов был получен электронный пучок в широком диапазоне энергий 1–45 ГэВ. Кроме того, канал легко перестраивался на высокоинтенсивный пучок пионов (до  $10^7$  за сброс) и электронный пучок (до  $10^6$  за сброс), что позволяло эффективно проводить исследования радиационной стойкости.

Метод получения электронного пучка в У-70 подробно описан в [14]. Для получения электронного пучка в первичный протонный пучок в У70 вводится внутренняя мишень. Нейтральные мезоны (в основном  $\pi^0$ -мезоны), рождающиеся на этой мишени, распадаются на  $\gamma$ -кванты, которые конвертируют в электроны на дополнительной мишени (Converter1), представляющей собой свинцовую пластину толщиной  $\approx 3$  мм ( $0.7$  радиационных длин  $X_0$ ) и помещенной на расстоянии 6.6 м от внутренней мишени (см. Рис.2.1). На этом пути заряженные адроны от внутренней мишени отклоняются от траектории  $\gamma$ -квантов магнитным полем ускорителя достаточно, чтобы не попасть на дополнительную мишень. Небольшая примесь адронов в электронном пучке появляется за счет взаимодействий нейтронов в веществе дополнительной мишени. Электроны из мишени Converter1 выводятся в канал 2Б. При этом импульс электронов в пучке определяется радиальным положением внутренней мишени.

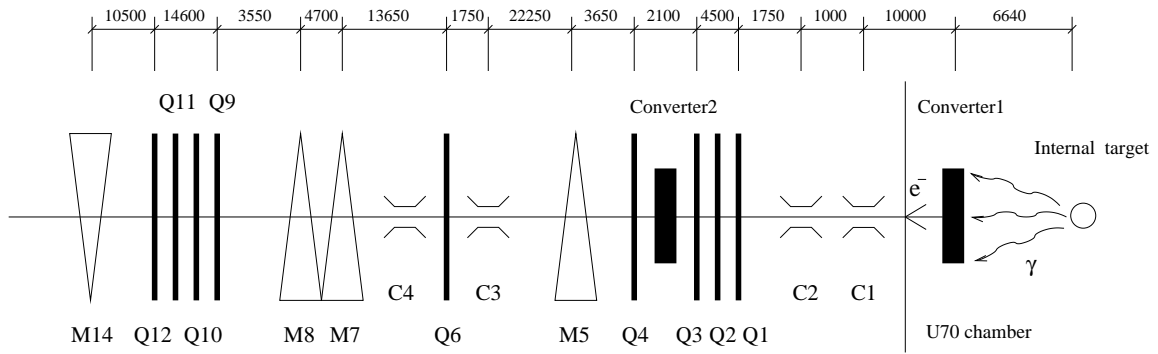


Рис. 2.1: Структура канала 2Б. Q – квадруполь, M – диполь, C – коллиматоры. Расстояния в мм.

Converter1 помещен в вакуумную камеру ускорителя. Это позволяет получать более интенсивный пучок ( $10^6$  электронов на  $10^{12}$  протонов), но уменьшает доступный диапазон импульсов электронов до 25–45 ГэВ. Для расширения диапазона изменения импульса электронов использовался кристалл кремния [15], помещенный перед анализирующим магнитом M5 (Converter2 на Рис.2.1). Электронный пучок после Converter2 имеет широкое распределение по импульсам из-за тормозного излучения. Изменяя токи в магнитных элементах канала, можно выбирать электроны с меньшей энергией до 1 ГэВ.

### 2.1.2 Система прецизионного измерения импульса пучковой частицы

При измерении энергетического разрешения исследуемого прототипа калориметра необходимо учесть разброс по импульсу электронного пучка, который при энергии 45 ГэВ составляет 2-3% и может достигать 5-7% при низких энергиях около 1 ГэВ. Так как ожидаемое энергетическое разрешение калориметра на  $PbWO_4$  значительно лучше, импульс каждой заряженной пучковой частицы определялся спектрометром из четырех станций дрейфовых камер (DC) и 4-х метрового анализирующего магнита, обозначенного M14 на Рис. 2.2.

Магнит отклонял пучок на угол 55 мрад в горизонтальной плоскости. Ток магнита устанавливался так, чтобы угол отклонения оставался одинаковым для всех энергий электронного пучка. X и Y координаты заряженной частицы измерялись в каждой станции DC парой дрейфовых камер по каждой оси, которые были помещены в один газовый объем. Третья станция, DC3, состояла только из пары камер, измеряющих x координату. Таким образом, вся трековая система состояла из 14-ти плоскостей дрейфовых камер. Чувствительная область каждой плоскости составляла  $20 \times 20$  см<sup>2</sup>.

Внутренняя структура пары плоскостей дрейфовой камеры представлена на Рис. 2.3. Дрейфовая ячейка сформирована сигнальной (sense) проволокой в центре, полевыми (field) проволоками по краям и катодными плоскостями перпендикулярно пучку. Сигнальные проволоки расположены на расстоянии 2.4 см друг от друга, что соответствует максимальному дрейфу в 1.2 см. Сигнальные проволоки парной плоскости смещены на 1.2 см для разрешения лево-правой неопределенности. Расстояние от



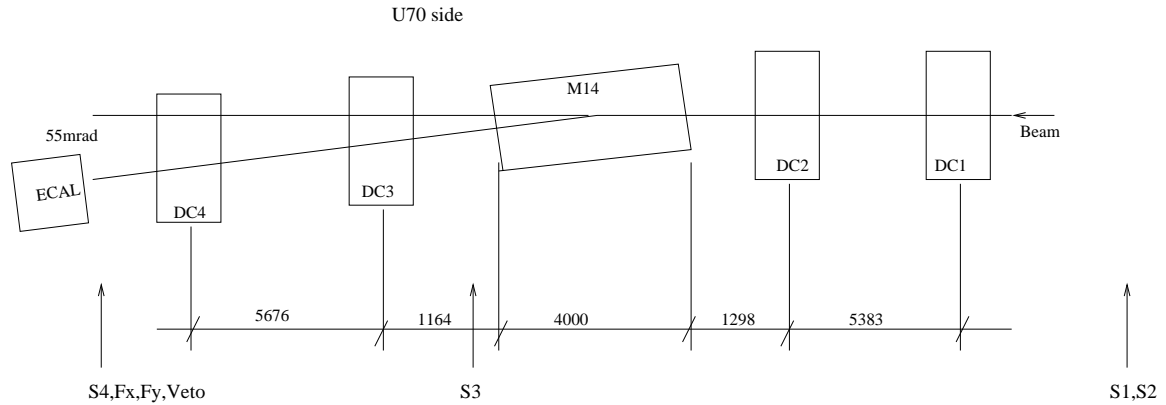


Рис. 2.2: Система мечения. DC – дрейфовые камеры трековой системы, M14 – анализирующий магнит, стрелками показаны местоположения пучковых сцинтилляционных счетчиков. (Расстояния в мм)

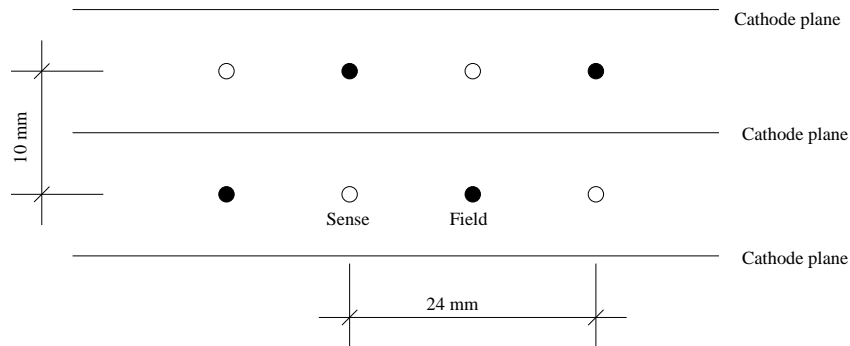


Рис. 2.3: Структура дублета каждой дрейфовой камеры для одной плоскости.

сигнальной проволоки до катодной плоскости составляет 5 мм.

Для сигнальных проволок использовался позолоченный вольфрам диаметром 20 мкм, полевые проволоки диаметром 100 мкм были сделаны из медно-бериллевого сплава. В качестве катодных плоскостей использовался 20 мкм майлар с 5 мкм графитным напылением. Стороны корпуса блока камер, перпендикулярные пучку были закрыты алюминизированным майларом (25 мкм майлар + 1 мкм алюминия) для экранирования камеры от воздействия внешних электрических полей. Корпус блока ограничивал газовый объем, единый для всех четырех плоскостей блока. Камеры работали на газовой смеси, состоящей из 70% аргона и 30% изобутана.

На каждую камеру подается два высоковольтных напряжения: катодное (HVC) и напряжение полевых проволок (HVF). Причем HVF выше HVC. Таким образом достигается однородность электрического поля вдоль дрейфовой ячейки. В описываемой установке были выбраны  $HVC = -1.8$  кВ и  $HVF = -2.9$  кВ, что обеспечивало градиент электрического поля в 1 кВ/см на большей части дрейфового промежутка. При этом скорость дрейфа была в насыщении и не зависела от координаты.

Конструкция камеры и высоковольтные напряжения были выбраны исходя из результатов моделирования по программе GARFIELD [16] для постоянства скорости дрейфа, эффективности регистрации трека и требований на минимум вещества по

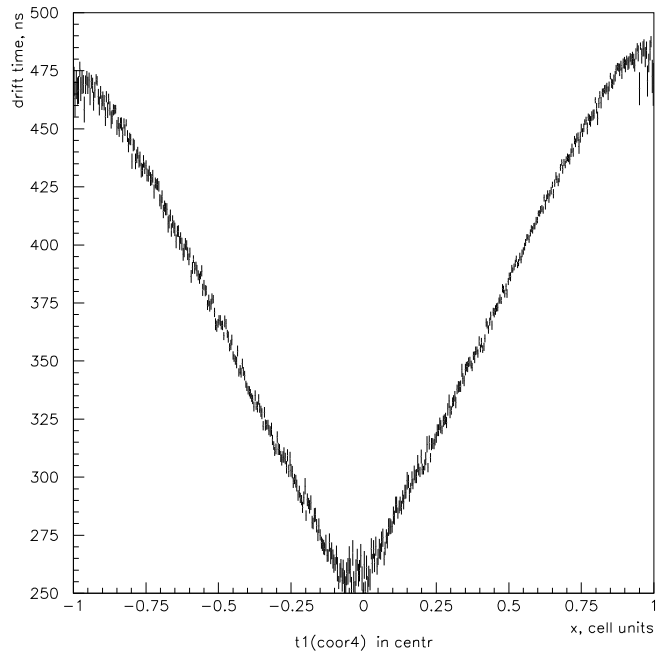


Рис. 2.4: Зависимость времени дрейфа от координаты трека.

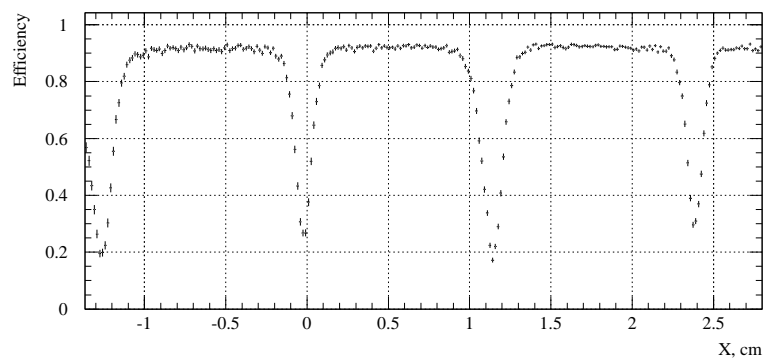


Рис. 2.5: Эффективность по ячейке для x-плоскости камеры DC2.  $X=0$  соответствует позиции сигнальной проволоки первой плоскости. Минимумы вызваны и соответствуют позициям полевых проволок в обеих плоскостях.

каналу.

Зависимость времени дрейфа от координаты  $t(x)$  для одного из блока камер представлена на Рис. 2.4, где координата  $x$  получена из трека, восстановленного по трем остальным станциям дрейфовых камер. Видно, что зависимость на Рис. 2.4 не является строго линейной, т.е. скорость дрейфа несколько изменяется по ячейке. Таким образом, точность реконструкции трека может быть повышена учетом зависимости скорости дрейфа от координаты. Однако, даже предполагая скорость дрейфа постоянной, с помощью описываемой системы магнитного анализа была достигнута требуемая точность ( $< 0.3\%$ ) измерения импульса электрона.

Эффективность реконструкции трека по ячейке дрейфовой камеры представлена на Рис. 2.5. Понижение эффективности в точках с координатами 0, 1.2, 2.4 см обусловлено зоной неэффективности в области полевых проволок в каждой из спаренных плоскостей дрейфовых камер.

Импульсное разрешение системы магнитного анализа определялось следующим образом. Разрешение спектрометра по импульсу  $\sigma_p/p$  задается точностью измерения угла  $\theta$  отклонения анализирующим магнитом M14 заряженной частицы:  $\sigma_\theta/\theta$ . Этот угол вычисляется из линейной комбинации 4-х координатных измерений:

$$\theta \approx \sum_{i=1}^4 b_i \cdot x_i + c_{survey} \quad (2.1)$$

где  $b_i$  – коэффициенты, которые зависят от расстояния между камерой и центром магнита,  $x_i$  – поперечные координаты пучковой частицы, измеряемые дрейфовыми камерами, а  $c_{survey}$  – геодезическая константа.

В неопределенность  $\sigma_\theta$  измерения угла  $\theta$  основной вклад вносят два фактора. В-первых – это координатное разрешение камеры. Вторым фактором является многократное Кулоновское рассеяние на веществе по каналу. Основной вклад многократного рассеяния в  $\sigma_\theta$  происходит на веществе блоков камер DC2 и DC3 (см. Рис. 2.2, так как многократное рассеяние на веществе DC1 и DC4 не влияет на точность определения импульса. Кроме этих двух факторов, процесс тормозного излучения при прохождении электрона через вещество в DC4 и DC3 также ухудшает точность определения импульса. Средние потери энергии электрона за счет тормозного излучения были промоделированы программой GEANT версии 3.21 [17] и составляют около 0.3% для электронов с энергией 27 ГэВ. Это никак не сказывалось на точности определения энергетического разрешения прототипа калориметра, так как испущенные за счет тормозного излучения  $\gamma$ -кванты попадали в калориметр вместе с первичным электроном, практически не отклоняясь от его траектории.

В предположении, что все камеры имеют одинаковое координатное разрешение  $\sigma_x$ , можно написать:

$$\sigma_\theta^2 = \sigma_x^2 \cdot \sum_{i=1}^4 b_i^2 + \sigma_{\theta_{Coulomb}}^2 \quad (2.2)$$

Для того, чтобы знать  $\sigma_\theta^2$  при разных энергиях необходимо найти координатное разрешение камер и средний угол многократного рассеяния. Эти величины можно определить экспериментально.

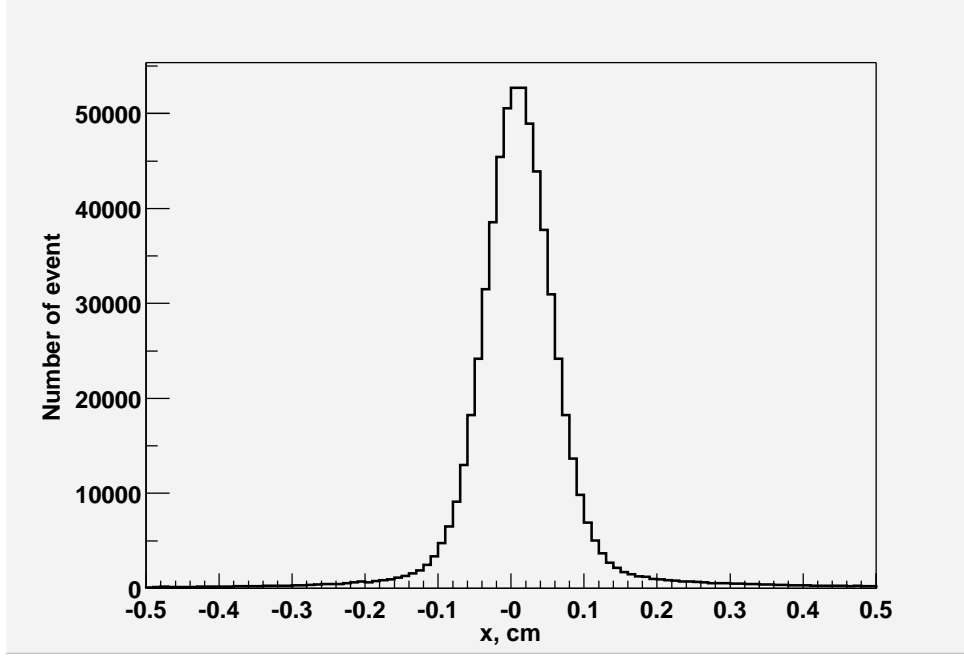


Рис. 2.6: Типичное распределение для поперечного расстояния в центре магнита между треками проведенными по DC1-DC2 и DC3-DC4

Экстраполируем треки, реконструированные по камерам до магнита (DC1 и DC2), и треки после магнита (DC3 и DC4) в центр магнита. При этом они должны пересекаться в центре M14, если треки реконструированы правильно. Неточность в определении параметров трека вызывает расхождение треков в центре магнита. Такое расхождение  $D_x$  может быть выражено через измеренные координаты  $x$  пучковой частицы в камерах, как показано в (2.3). Типичное распределение  $D_x$  представлено на Рис. 2.6. Варьируя значение для скорости дрейфа, можно получить минимальную ширину этого распределения.

$$D_x = \sum_{i=1}^4 a_i \cdot x_i \quad (2.3)$$

где  $a_i$  – геометрические коэффициенты,  $x_i$  – координата пучковой частицы, измеренная дрейфовой камерой.

Ширина  $D_x$  распределения выражается через координатное разрешение камер и вклад многократного рассеяния как

$$\sigma_{D_x}^2 = \sigma_x^2 \sum_{i=1}^4 a_i^2 + \sigma_{\theta_{Coulomb}}^2 \cdot Z_{eff}^2 \quad (2.4)$$

$$\sigma_{\theta_{Coulomb}}^2 \cdot Z_{eff}^2 = \left(\frac{E_0}{E}\right)^2 (t_2 \cdot z_2^2 + t_3 \cdot z_3^2) = \left(\frac{E_0}{E}\right)^2 \cdot t \cdot \frac{t_2 \cdot z_2^2 + t_3 \cdot z_3^2}{t_2 + t_3}, \quad (2.5)$$

где  $t_2$  и  $t_3$  – толщина вещества в камерах DC2 и DC3 в единицах радиационных длин ( $x_i/X_0$ ), что для нашего спектрометра составляло 0.0035,  $t$  – полная толщина,  $t = t_2 + t_3$ ,  $z_i$  – расстояние от дрейфовой камеры до центра магнита,  $E$  – энергия электрона,  $E_0$

– константа равная 13.6 МэВ.  $Z_{eff}$  представляет эффективное расстояние от центра магнита до точки рассеяния:

$$\frac{t_2 \cdot z_2^2 + t_3 \cdot z_3^2}{t_2 + t_3} = Z_{eff}^2 \approx \frac{z_2^2 + z_3^2}{2}, \quad (2.6)$$

Полагая  $t_2 \approx t_3$  (камеры DC2 и DC3 одинаковые) получаем  $Z_{eff} \approx 3.29$  м.

Уравнение (2.4) можно записать как

$$\sigma_{D_x}^2 = S + \frac{C}{E^2}, \quad (2.7)$$

выделив зависимость от энергии. Таким образом,  $\sigma_{D_x}^2$  является линейной функцией  $1/E^2$ . Измеряя  $\sigma_{D_x}^2$  для разных энергий пучка и фитируя эти данные, можно найти параметры  $S$  и  $C$ :

$$\sigma_{D_x}^2 = 0.219 + \frac{14.22}{E^2}.$$

Координатное разрешение трековой системы, в предположении, что все камеры имеют одинаковое разрешение, найдем из:

$$\sigma_x^2 = \frac{S}{\sum_{i=1}^4 a_i^2}, \quad (2.8)$$

$$\sigma_{\theta_{Coulomb}}^2 = \frac{C}{Z_{eff}^2} \cdot \frac{1}{E^2}. \quad (2.9)$$

Из (2.8) найдем  $\sigma_x = 0.16$  мм. Подставляя (2.8) и (2.9) в уравнение (2.2), получим

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{S}{\sum_{i=1}^4 a_i^2} \cdot \sum_{i=1}^4 b_i^2 + \frac{C}{Z_{eff}^2} \cdot \frac{1}{E^2}. \quad (2.10)$$

Результаты вычислений по формуле (2.10) даны в четвертой колонке Таблицы 2.1 как измеренные величины импульсного разрешения спектрометра. В последней колонке этой таблицы представлены значения разброса по импульсу пучка, измеренные спектрометром ( $\sigma_p^*/p$ ), в %, где введено обозначение  $\sigma_p^*$  для FWHM/2.35 основного пика, т.к. распределение по импульсу не Гауссово.

Геометрия канала и описываемого спектрометра, с учетом распределения вещества по каналу, была использована для моделирования влияния многократного Кулоновского рассеяния и процесса тормозного излучения на импульсное разрешение спектрометра. При этом для учета вклада координатного разрешения камер были использованы значения, полученные экспериментально:  $\sigma_x = \sigma_y = 0.16$  мм. Результаты моделирования представлены в Таблице 2.1, где  $\sigma_p/p$  – относительное импульсное разрешение,  $\sigma_x$  и  $\sigma_p$  – RMS соответствующего распределения.

Зависимость  $\sigma_{D_x}$  от энергии также была смоделирована с использованием программы GEANT. Результаты представлены на Рис. 2.7, где сплошная линия отображает результаты Монте-Карло моделирования, квадраты представляют данные, полученные из измерений. Ошибки измерений лежат внутри квадратов.

Как видно из Таблицы 2.1 и Рис. 2.7, данные моделирования хорошо совпадают с экспериментальными результатами, что подтверждает справедливость описанного метода определения импульсного разрешения спектрометра.

Таблица 2.1: Результаты моделирования и измерений импульсного разрешения.  $\sigma_p^*$  означает FWHM/2.35.

	Монте-Карло		Измеренные величины	
	без ошибок DC	$\sigma_x=0.16$ мм	разрешение	импульсный разброс пучка
Импульс, GeV/c	$\sigma_p/p, \%$	$\sigma_p/p, \%$	$\sigma_p/p, \%$	$\sigma_p^*/p, \%$
1.0	$2.38 \pm 0.04$	$2.38 \pm 0.04$	2.05	4.3
2.0	$1.14 \pm 0.04$	$1.14 \pm 0.04$	1.03	5.5
5.0	$0.52 \pm 0.01$	$0.53 \pm 0.01$	0.43	5.6
10.0	$0.25 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.01$	0.24	3.8
26.7	$0.096 \pm 0.002$	$0.149 \pm 0.002$	0.15	1.2
45.0	$0.067 \pm 0.006$	$0.126 \pm 0.006$	0.13	1.0

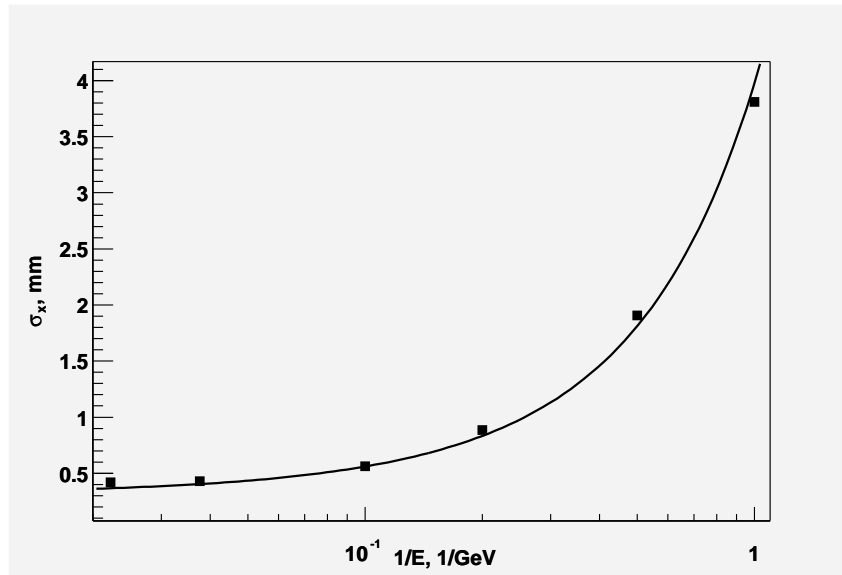


Рис. 2.7: Зависимость RMS для распределения поперечного расстояния при разных энергиях. Сплошная линия соответствует моделированию методом Монте Карло

Таблица 2.2: Содержание электронов в пучке при разных энергиях

1 GeV	2 GeV	5 GeV	10 GeV	27 GeV	45 GeV
82%	77%	50%	34%	77%	91%

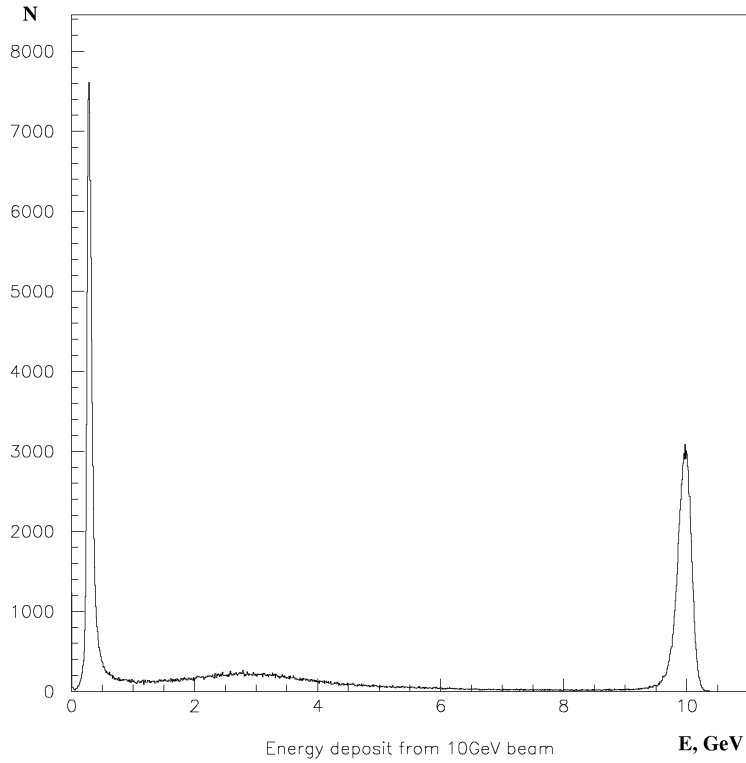


Рис. 2.8: Энергетический спектр электронного пучка 10 ГэВ.

### 2.1.3 Состав электронного пучка

С использованием описанной трековой системы и прототипа калориметра был оценен состав электронного пучка при нескольких энергиях. Прототип калориметра был помещен в конце канала, после DC4 (см. Рис. 2.2). Используя информацию трековой системы, были отобраны электроны, попадающие в область  $3 \times 3$  калориметра (весь прототип состоял из матрицы кристаллов  $5 \times 5$ ). События с энерговыделением больше 0.9 от среднего значения пика, соответствующего энергии электронного пучка, считались электронами. Остальные события соответствовали фоновым частицам: мюонам и адронам. Данные измерений для разных энергий электронного пучка представлены в Таблице 2.2. Оценка абсолютной точности измерений состава пучка составляет 1%.

На Рис. 2.8 показано распределение по энергии, выделившейся в калориметре для электронного пучка с энергией 10 ГэВ. С точки зрения чистоты электронного пучка

HV ch 4 5 ADC ch 4	HV ch 9 10 ADC ch 10	● HV ch 14 TS21 15 ADC ch 16	HV ch 19 20 ADC ch 22	HV ch 24 25 ADC ch 28
HV ch 3 4 ADC ch 3	● HV ch 8 TS14 9 ADC ch 9	HV ch 13 14 ADC ch 15	HV ch 18 19 ADC ch 21	● HV ch 23 TS15 24 TS22 ADC ch 27
HV ch 2 3 ADC ch 2	HV ch 7 8 ADC ch 8	● HV ch 12 TS13 13 ADC ch 14	HV ch 17 18 ADC ch 20	HV ch 22 23 ADC ch 26
● HV ch 1 TS20 2 ADC ch 1	HV ch 6 7 ADC ch 7	HV ch 11 12 ADC ch 13	HV ch 16 17 ADC ch 19	● HV ch 21 TS23 22 ADC ch 25
HV ch 0 1 ADC ch 0	● HV ch 5 TS17 6 ADC ch 6	HV ch 10 11 ADC ch 12	HV ch 15 16 ADC ch 18	● HV ch 20 TS16 21 ADC ch 24

Рис. 2.9: Таблица подсоединений матрицы кристаллов. Вид со стороны ФЭУ. Точками отмечены положения термодатчиков: с TS1 по TS11 на передней части матрицы, с TS13 по TS23 – со стороны ФЭУ.

это соответствует наихудшей ситуации. На распределении хорошо видны мюонный и электронный пики при энергиях  $\approx 0.3$  ГэВ и  $\approx 10$  ГэВ соответственно. А также энерговыделение от адронных ливней между этими пиками.

## 2.2 Прототип электромагнитного калориметра

Прототип электромагнитного калориметра представляет собой матрицу  $5 \times 5$  кристаллов  $\text{PbWO}_4$  с 10-ти диодными ФЭУ Hamamatsu R5800 с входным окном диаметром 1 дюйм в качестве фотоприемников, помещенную в светоизолированный корпус. Кристаллы с размерами  $27 \times 27$  мм<sup>2</sup> в сечении и 220 мм в длину обернуты в тайвек толщиной 170 мкм. При измерении разрешения между кристаллами и ФЭУ была нанесена оптическая замазка. Во время измерения радиационной стойкости кристаллов замазка удалялась.

Световыход  $\text{PbWO}_4$  сильно зависит от температуры ([11, 9]). Для устранения влияния температуры на измерения свойств калориметра корпус прототипа был выполнен как термостат, а сборка кристаллов с четырех сторон контактировала с медными радиаторами, через которые протекала вода. Температура воды стабилизировалась криотермостатом LAUDA с точностью  $\pm 0.1$  °C. Кроме того, температура измерялась в 24 точках системой термодатчиков, расположенных на передней и задней стороне сборки кристаллов, как показано на Рис. 2.9.



Прототип калориметра был установлен на перемещаемую подставку для целей калибровки и облучения любого кристалла в матрице при исследовании радиационной стойкости. Подставка позволяла позиционировать прототип калориметра как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении и имела программное управление. Кроме того, платформа с прототипом калориметра имела возможность вращения вокруг вертикальной оси. Вращение использовалось для исследования угловых зависимостей разрешения, а также однородности светосбора с кристаллов с помощью поперечного мюонного пучка.

Телескоп из сцинтилляционных пучковых счетчиков S1, S2, S3 и S4, положения которых указаны на Рис. 2.2, формировал основной триггер. S1, S2 и S3 (10 см в диаметре) выделяли пучок на входе в спектрометр, а S4, квадратной формы  $15 \times 15 \text{ см}^2$ , выделял частицы, прошедшие спектрометр и попавшие на калориметр. Пальчиковые счетчики  $F_x$  и  $F_y$  с размерами 5 мм использовались только при процедуре калибровки узким пучком.

## 2.3 Система сбора данных

### 2.3.1 Архитектура и электроника системы сбора данных

Система сбора данных (DAQ) на основе электроники стандарта КАМАК и VME интерфейсом к шине PCI (см. Рис. 2.10) состоит из

- Крейт КАМАК с системой АЦП для регистрации заряда с ФЭУ;
- модули ВЦП для измерения времени прихода сигналов с дрейфовых камер;
- триггерной логики.

Управление и считывание электроники КАМАК происходит через драйвер ветви CES CBD8210, который также обеспечивает и прерывания для синхронизации с циклом U70. Программное обеспечение системы сбора данных работает под управлением операционной системы Linux, что позволяет эффективно организовать распределенную систему на основе сетевого протокола TCP/IP.

Сформированный пучковым телескопом триггерный сигнал запускает модуль синхронизации/блокировки (LeCroy 4222), который обеспечивает для электроники DAQ все необходимые задержки. Им же задаются и ворота интегрирования для АЦП с точностью 1 нс, что стабилизируется кварцевым резонатором.

При длительных прецизионных измерениях большое значение имеет мониторинг различных параметров измерительной системы. Это осуществляет система медленного контроля, которая включает в себя

- мониторинг и управление системой высоковольтного питания (LeCroy 1440),
- управление температурой внутри прототипа криотермостатом LAUDA,
- измерение температуры кристаллов термодатчиками,

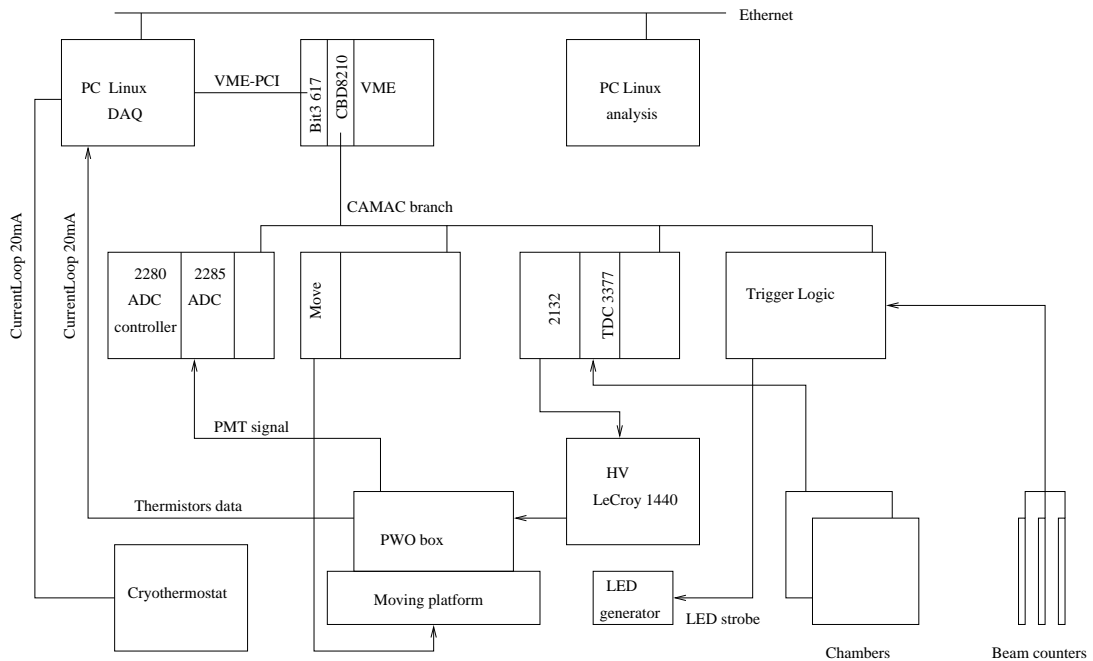


Рис. 2.10: Блок-схема системы сбора данных

- мониторинг коэффициентов усиления ФЭУ с помощью светодиодных импульсов,
- управление перемещаемой подставкой.

Мониторная система на светодиодах занимает существенное место в представляемой работе как по объему затраченного времени, так и по значению полученных данных. Последний вариант мониторингной системы состоит из

- 4-х светодиодов с длинами волн 660 нм, 580 нм, 530 нм, 470 нм;
- 50 оптических волокон;
- 2-х PIN-диодов Hamamtsu S6468-05;
- отдельного ФЭУ с  $\alpha$ -источником (YAP:Ce кристалл [19]).

### 2.3.2 Формат данных и характеристики электроники

Основной структурной единицей потока данных с электроники DAQ является блок с фиксированным заголовком и переменной длиной тела блока. Все длины и смещения относятся к 16-ти битным словам, где первым идет младший байт. Поток данных представляет собой последовательность таких блоков.

Смещение	Значение	
+0	Длина	Заголовок блока
+1	идентификатор блока	
+2	зарезервировано	
+3	зарезервировано	
+4	Тело блока	Тело блока
...	...	
+длина-1	Последнее слово данных	

Блок может содержать вложенный блок или неструктурированные данные. Типы событий (блоков первого уровня):

**ES (0x5345)** событие “конец сброса”

**PD (0x4450)** пьедестальное событие АЦП

**LD (0x444C)** событие мониторинга светодиодной системы

**TR (0x5254)** событие от пучковой частицы

**TR (0x5254)** мониторинг события от  $\alpha$ -источника

Как правило, блоки первого уровня, содержат другие блоки данных, информационные, соответствующие различной электронике DAQ.

Типы информационных блоков

**AD (0x4441)** данные с контроллера АЦП LRS 2280

**DC (0x4344)** данные с модулей ВЦП LRS 3377

**SC (0x4353)** данные с пересчетов LRS 2255

**TM (0x4D54)** метка времени

**HV (0x5648)** мониторинг высоковольтного напряжения

**TS (0x5354)** данные с температурных датчиков

**TC (0x4354)** данные о температуре воды в криотермостате

## Блок данных АЦП

Данные представляют собой информацию о заряде сигнала с ФЭУ, измеренном интегрирующим 15-битным АЦП LeCroy 2285 в течение 150 нс. Чувствительность АЦП может программироваться. В описываемых измерениях применялись два значения для чувствительности – 30 fC и 25 fC на отсчет. После окончания измерения данные с каждого модуля АЦП преобразовывались и считывались контроллером АЦП. Время преобразования составляло  $\approx 2$  мс, что было основным ограничением на скорость приема данных.

Информация в данном блоке состоит из служебных слов контроллера АЦП и данных измерений заряда. Признаком служебного слова является наличие 1 в старшем бите слова.

**MSB = 1** 15-ти битный стартовый номер канала. Каждое следующее слово данных соответствует номеру канала, увеличенному на 1.

1	стартовый номер канала														
15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0

**MSB = 0** 15-ти битные результат измерений

0	отсчеты АЦП														
15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0

## Блок данных ВЦП

Аналоговые сигналы с сигнальных проволок дрейфовых камер, попадая в накамерную электронику, преобразуются усилителем-дискриминатором с порогом 2.5 мкА в цифровые сигналы стандарта ECL, которые имеют заданную длительность 80 нс. В качестве накамерной электроники были использованы усилители-дискриминаторы УПД-16[18], разработанные и произведенные в ИФВЭ. Парафазные сигналы ECL, приходя на входы ВЦП (LeCroy 3377), запускали отсчет времени дрейфа. Измерение останавливалось общим сигналом СТОП, сформированным задержанным триггером. Задержка выбиралась так, чтобы время дрейфа было в пределах 1 мкс, что при 10-ти битной шкале ВЦП обеспечивало точность измерения 1 нс.

Блок данных ВЦП состоял из заголовка, за которым следовало несколько слов с временем дрейфа. При отсутствии срабатываний плоскости событие состояло только из заголовка. Атрибут заголовка – старший бит слова. Такая структура повторялась для каждого модуля ВЦП. Первые 16 каналов соответствовали плоскости X, вторые 16 – плоскости Y.

**MSB = 1** Важная информация – номер модуля ВЦП. Один ВЦП соответствует одной DC станции, состоящей из пар плоскостей X и Y.

0	...								номер модуля ВЦП						
15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0

**MSB = 0** слово данных, включающее номер канала ВЦП и измеренное время дрейфа.

0	номер канала						время дрейфа								
15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0

## Блок данных пересчетов

Количество сигналов с пучковых счетчиков и различных комбинаций их совпадений считалось в течение сброса ускорителя для оценки качества пучкового триггера, интенсивности пучка и работы системы сбора данных. Одиночный счет S4 использовался для оценки мощности дозы облучения кристаллов при исследованиях радиационной стойкости. Данный информационный блок содержал 32-битные значения нижеперечисленных счетов.

+0	NTrigs	триггера, принятые DAQ
+2	NonVTrigs	невитируемые триггера
+4	S1S2	невитируемые S1*S2
+6	S1S2S3	невитируемые S1*S2*S3
+8	S4	невитируемые S4

## Временная метка

Для учета поправок мониторинг системы и отслеживания стабильности самой системы мониторинга в каждом событии мониторинг системы генерировалась метка времени. В качестве такой метки использовалось системное время Linux – 32-битная величина в секундах от начала отсчета (0:0 1-Jan-1970).

## Мониторирование высоковольтного питания

Используемая система высоковольтного питания LeCroy 1440 позволяла измерять установленное напряжение. Эта возможность оказалась очень полезной при мониторинге коэффициента усиления ФЭУ. Мониторные данные передавались из LeCroy 1440 по последовательному протоколу RS232 в интерфейсный модуль на низкой скорости, поэтому мониторинг информация считывалась для каждого следующих двух каналов за сброс ускорителя, чтобы осталось время для других типов мониторинга. Таким образом, полный цикл мониторинга высоковольтного напряжения занимал 13 ускорительных сбросов. Информация в блоке HV состояла из двух пар слов, где первое слово кодировало номер канала системы, а второе представляло 10-ти битные данные о напряжении.

## Температурные датчики

Распределение температуры по матрице кристаллов отслеживалось системой термодатчиков. В качестве термодатчиков применялись термисторы DC95G104W производства компании NTC с допуском  $\pm 0.2^\circ\text{C}$ . Напряжение на термисторах преобразовывалось 10-ти битным АЦП, встроенным в микроконтроллер PIC16F87X. Программа микроконтроллера обеспечивала периодическое считывание данных АЦП и передачу их на компьютер сбора данных по последовательному протоколу. Каждые два слова в информационном блоке TS представляли 10-ти битное значение напряжения на одном термисторе. Все 24 датчика считывались один раз за цикл ускорителя.

Для преобразования сопротивления термисторов в температуру в градусах Цельсия использовалась формула, рекомендуемая производителем для диапазона температур 0–50°C:

$$T = \frac{1}{a + b \log(R_t/R_{25}) + c \log^2(R_t/R_{25}) + d \log^3(R_t/R_{25})} - 273.15$$

где  $a, b, c, d$  – табличные константы для данного материала термистора:  
 $a = 3.3540142 \cdot 10^{-3}$ ,  
 $b = 2.4060636 \cdot 10^{-4}$ ,  
 $c = 2.4402986 \cdot 10^{-6}$ ,  
 $d = 8.0075806 \cdot 10^{-8}$ ,

$R_{25} = 100000\Omega$  – сопротивление термистора при 25° C,

$$R_t = \frac{1}{5.9043 \cdot 10^{-4} / (18.543 - V_{out}) - 3.0509 \cdot 10^{-5}},$$

$V_{out} = ADCcounts \cdot 4.88 \cdot 10^{-3}$  – напряжение, измеренное АЦП.

## Система управления температурой

Температура кристаллов стабилизировалась криотермостатом LAUDA. Управление криотермостатом и чтение его статуса происходило по последовательному протоколу. Стабилизация температуры обеспечивалась внутренней программой криотермостата и не требовала внешнего управления. Потребность в управлении, однако, возникла при исследованиях зависимости световыхода  $PbWO_4$  от температуры. Кроме того, для информации о состоянии системы в мониторные данные записывалась текущая температура воды с внутреннего датчика термостата.

## 2.4 Мониторная система

Одной из серьезных проблем при проведении прецизионных измерений является долговременная стабильность измерительной системы. Поместив матрицу кристаллов вместе с ФЭУ в теплоизолированный корпус мы убрали, точнее сильно подавили, влияние температуры – одного из самых существенных факторов нестабильности. Но некоторая электроника все же осталась за пределами температурно-стабилизированного пространства. Кроме того, есть и другие эффекты, как например зависимость коэффициента умножения ФЭУ от среднего тока, вызывающие медленные изменения сигнала. Для отслеживания и учета возможного дрейфа сигнала ФЭУ использовалась мониторная система на светодиодах. До начала исследований радиационной стойкости в описываемой установке применялась система на одном сверх-ярком светодиоде NSPB 500S производства японской компании NICHIA с пиком спектра излучения в 479 нм. Яркости этого светодиода (3.5 кд) хватало на засветку 50-ти оптических волокон. Каждое волокно, приходя на один кристалл, мониторировало весь тракт амплитудного измерения (кристалл+ФЭУ+АЦП). Для учета стабильности самого светодиода использовались 2 PIN-диода HAMAMATSU S6468-05 со встроенным предусилителем, на каждый из которых приходило по одному оптоволокну. Кроме того, еще одно оптоволокну приходило на отдельный ФЭУ с

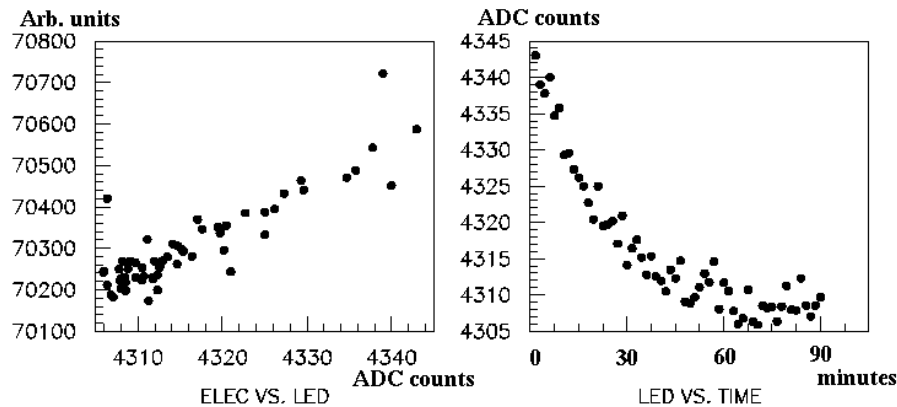


Рис. 2.11: Корреляция изменения светодиодного сигнала (по оси  $X$ ) и сигнала с прототипа ESCAL от электрона (слева). Зависимость светодиодного сигнала (отсчеты АЦП) от времени. Каждая точка усредняется за 90 секунд. Данные для электрона с энергией 27 ГэВ.

калиброванным источником света (кристалл  $\text{YAP:Ce}$  [19]). Светодиод запускался 10 раз между сбросами ускорителя, что обеспечило достаточно статистики для мониторинга стабильности системы каждые несколько минут. Стабильность светодиода относительно  $\alpha$ -источника составила менее 0.1% за 15 часов.

Рис. 2.11 представляет изменение коэффициента усиления ФЭУ при работе с интенсивным пучком электронов. Результаты коррекции сигнала с использованием мониторинговой системы представлены на Рис.2.12.

Однако, при переходе на измерения свойств радиационной стойкости, одного синего светодиода оказалось недостаточно для мониторинга, так как прозрачность самих кристаллов существенно меняется для синего света. Для разделения эффектов падения прозрачности кристалла и изменения коэффициента умножения ФЭУ поведение каждого ФЭУ было определено на специализированном стенде. Кроме того, светодиодная мониторинговая система была расширена и состояла теперь уже из четырех светодиодов с разными длинами волн. К существующему синему светодиоду (470 нм) были добавлены зеленый (530 нм), желтый (580 нм) и красный (660 нм) сверх-яркие светодиоды производства компании King Bright. Ухудшение прозрачности  $\text{PbWO}_4$  от поглощенной дозы в красной области спектра в несколько раз меньше, чем в синей [20], что позволяет мониторить коэффициент усиления ФЭУ, пропускающий красный свет через кристалл. При этом генератор и волоконная оптика остались те же, все сигналы со светодиодов приходят на кристалл по одному волокну. Для управления выбором нужного светодиода в схему мониторинговой системы был добавлен коммутатор. Между сбросами ускорителя работал светодиод одной длины волны, весь цикл мониторинга продолжался 4 сброса. Справедливость такого метода мониторинга подтверждают результаты сравнения поведения ФЭУ на стенде и при мониторинге красным светодиодом на пучке (см. Рис. 2.13 и Рис. 2.14).

Таким образом, для получения результата изменения прозрачности кристалла в

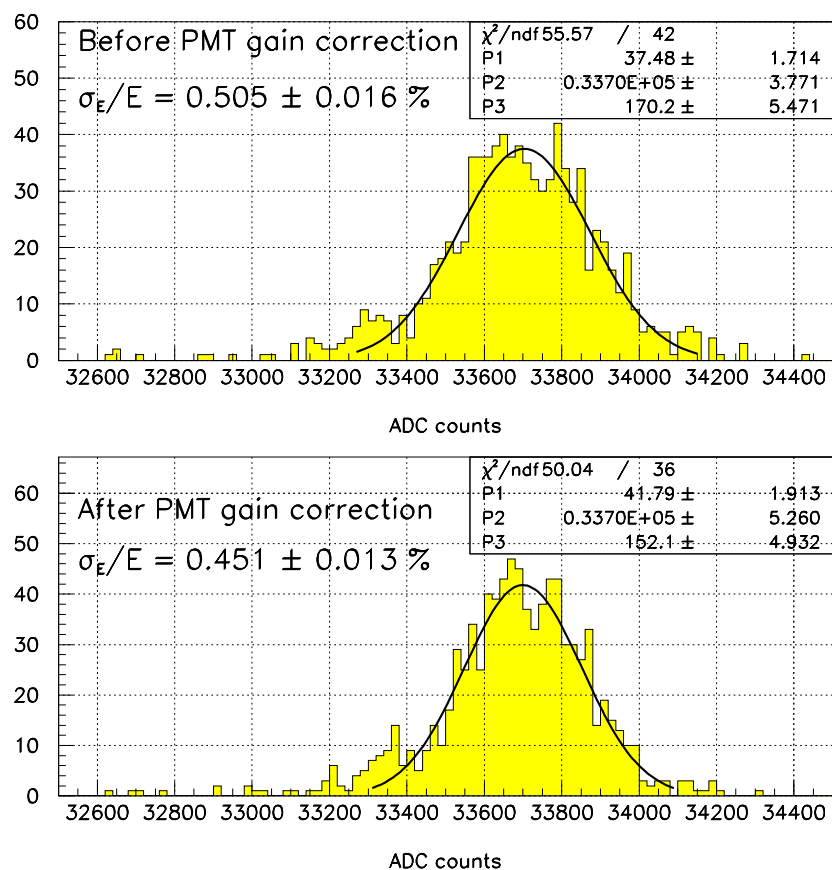


Рис. 2.12: Энергетическое разрешение до и после коррекции коэффициента умножения ФЭУ с использованием информации светодиодной системы.



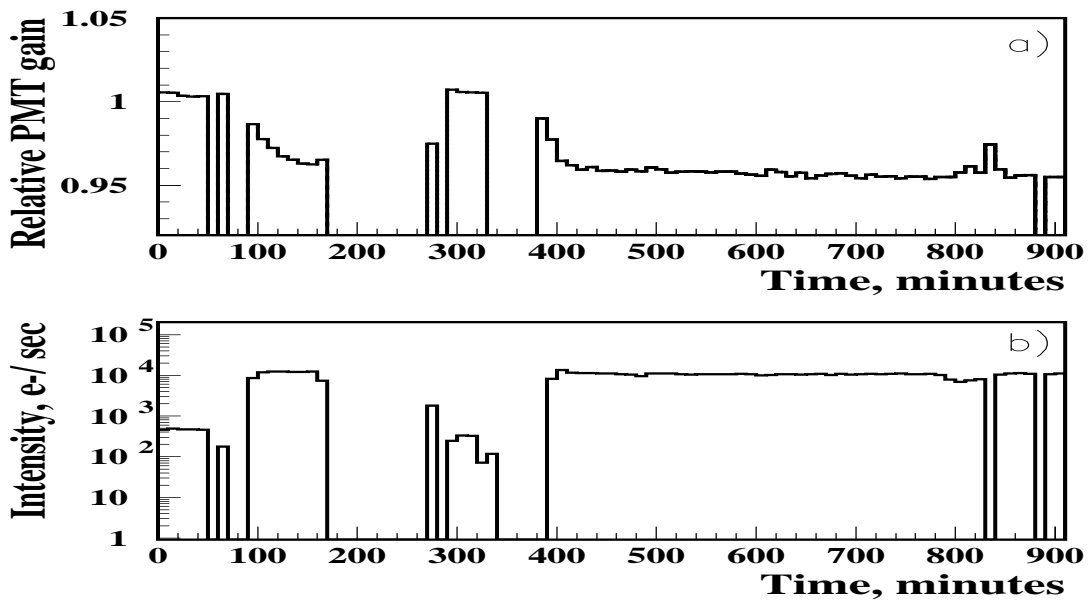


Рис. 2.13: (а) Сигнал от красного светодиода для ФЭУ N743 как функция времени. (б) Интенсивность пучка в этом счетчике от времени.

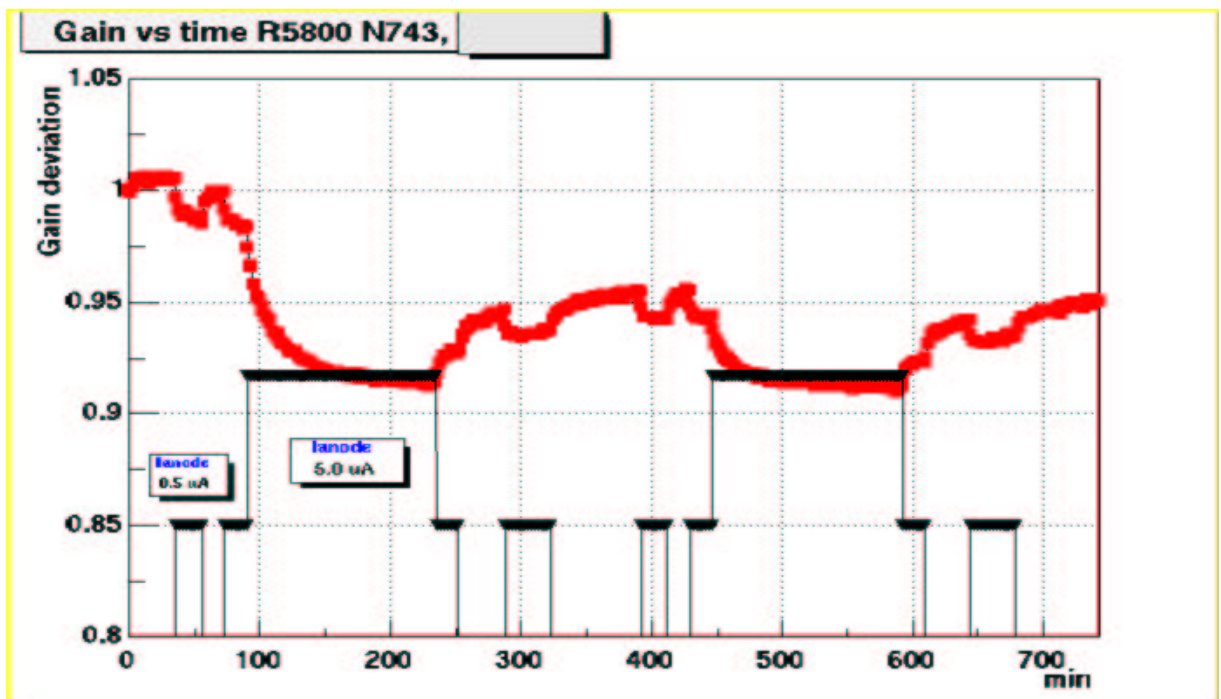


Рис. 2.14: Поведение ФЭУ N743 на стенде для изучения нестабильности коэффициента усиления.

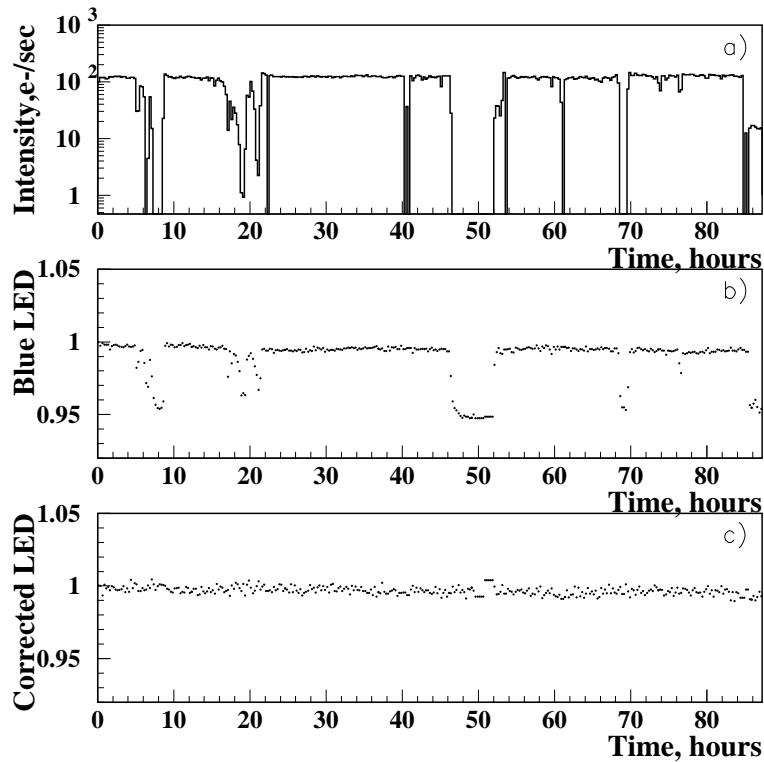


Рис. 2.15: (а) Интенсивность электронного пучка от времени для шанхайского кристалла S22. Поведение сигнала от синего светодиода для этого кристалла до (b) и после (c) коррекции на красный.

синем спектре от поглощенной дозы, сигнал от синего светодиода сначала корректировался с учетом изменения красного светодиода для того же канала. На Рис. 2.15 представлены измерения сигнала от синего светодиода в шанхайском кристалле S22 за 85 часов. Рис. 2.15(a) показывает изменение интенсивности электронного пучка через этот кристалл. На Рис. 2.15(b) видно, что сигнал от синего светодиода падает на 5–6%, когда пучка нет. На Рис. 2.15(c) представлены результаты коррекции сигнала синего светодиода на красный. Необходимо отметить, что данный ФЭУ ведет себя нетипично, так как в большинстве ФЭУ коэффициент усиления падает при увеличении среднего тока.

Стабильность красного светодиода отслеживалась по ФЭУ с  $\alpha$ -источником. Амплитудный спектр от кристалла YAP:Ce и его поведение во времени за 85 часов представлены на Рис. 2.16. Оценка стабильности составляет 0.2%, куда наибольший вклад вносит небольшие (менее 0.4°C) вариации температуры, так как температурный коэффициент световыхода кристалла YAP:Ce относительно большой: 0.4%/1°C. Для дополнительной проверки мониторинговой системы учитывались сигналы с фотодиодов, которые имеют очень хорошую чувствительность в красной области спектра и слабую температурную зависимость.

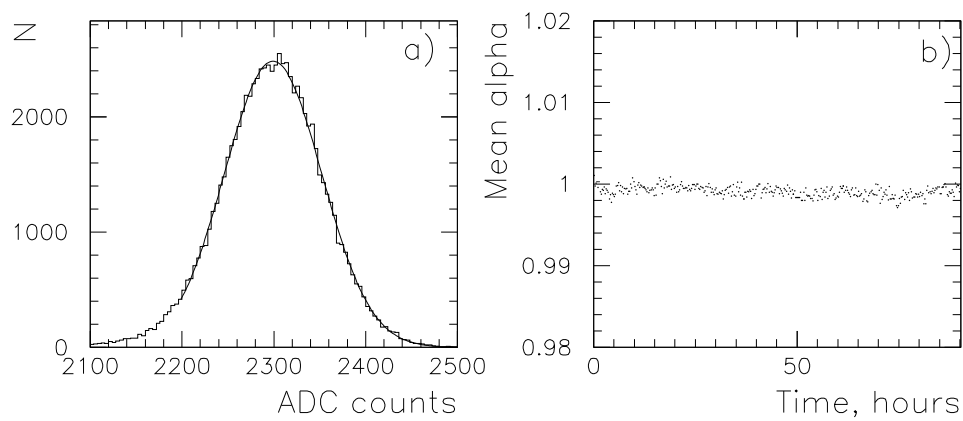


Рис. 2.16: (а) Спектр  $\alpha$ -источника, набранный за 1.5 часа.  $\text{Sigma}/\text{mean} = 2.3\%$  при фитировании гауссом. (б) Нормированный сигнал от  $\alpha$  в зависимости от времени. Каждая точка соответствует 15 минутам измерения.

## Глава 3

# Исследования энергетического и координатного разрешения прототипа электромагнитного калориметра

### 3.1 Измерения однородности светосбора в кристаллах $\text{PbWO}_4$

Продольная неоднородность светосбора  $\text{PbWO}_4$  измерялась с помощью мюонного пучка поперек кристалла отдельно для каждого сантиметра его длины. Определенные таким образом коэффициенты продольной неоднородности использовались при моделировании программой GEANT энергетического и координатного разрешения прототипа калориметра.

Однородность светосбора вдоль кристалла оказывает существенное влияние на энергетическое разрешение калориметра, как будет показано в следующем разделе. Основной вклад при этом происходит в константный член зависимости разрешения от энергии.

Для измерения продольной неоднородности светосбора  $\text{PbWO}_4$  матрица кристаллов поворачивалась на  $90^\circ$  вокруг вертикальной оси. При этом пучок становился поперечным. Перемещением калориметра поперек пучка кристаллы просвечивались мюонами через каждый сантиметр их длины. Точные координаты трека восстанавливались с помощью информации с дрейфовых камер. Амплитудный спектр для каждого положения пучка, представляющий собой распределение Ландау, фитировался для получения пика. На Рис. 3.1 и Рис. 3.2 представлены полученные спектры во всех точках по длине для одного из измеренных кристаллов. Построив распределение положения пика для всех точек, можно получить зависимость световыхода  $\text{PbWO}_4$  от расстояния до ФЭУ вдоль кристалла (см. Рис. 3.3. Фитируя эту зависимость в области максимума ливня ( $3-10 X_0$ ) прямой линией, получим коэффициент неоднородности световыхода вдоль кристалла. На Рис. 3.4 представлены коэффициенты неоднородности для 25 кристаллов: заполненная гистограмма для 20-ти шанхайских и открытая для 5-ти богородицких кристаллов. Данные по неоднородности световыхода, полученные на поперечном мюонном пучке, были использованы

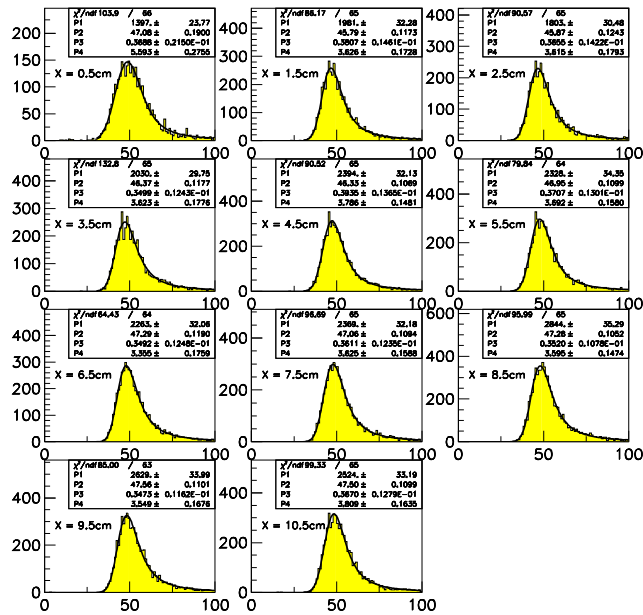


Рис. 3.1: Потери энергии для минимально-ионизирующих частиц. Каждая гистограмма соответствует 1 см вдоль кристалла. Точки 1–11.

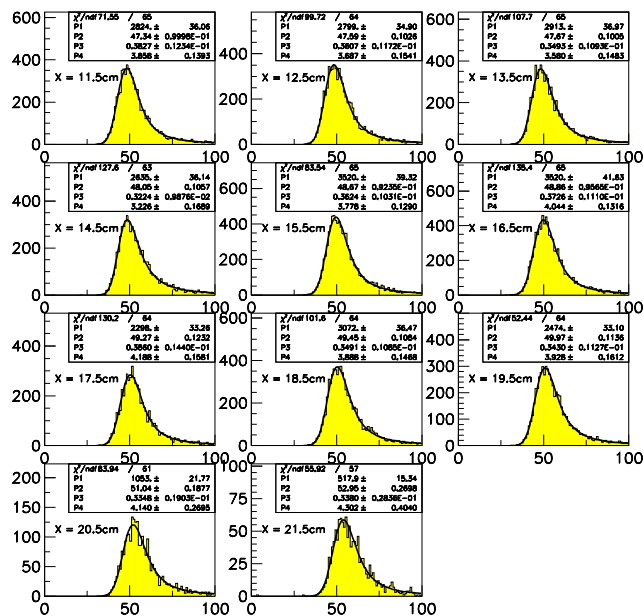


Рис. 3.2: Потери энергии для минимально-ионизирующих частиц. Каждая гистограмма соответствует 1 см вдоль кристалла. Точки 12–22.

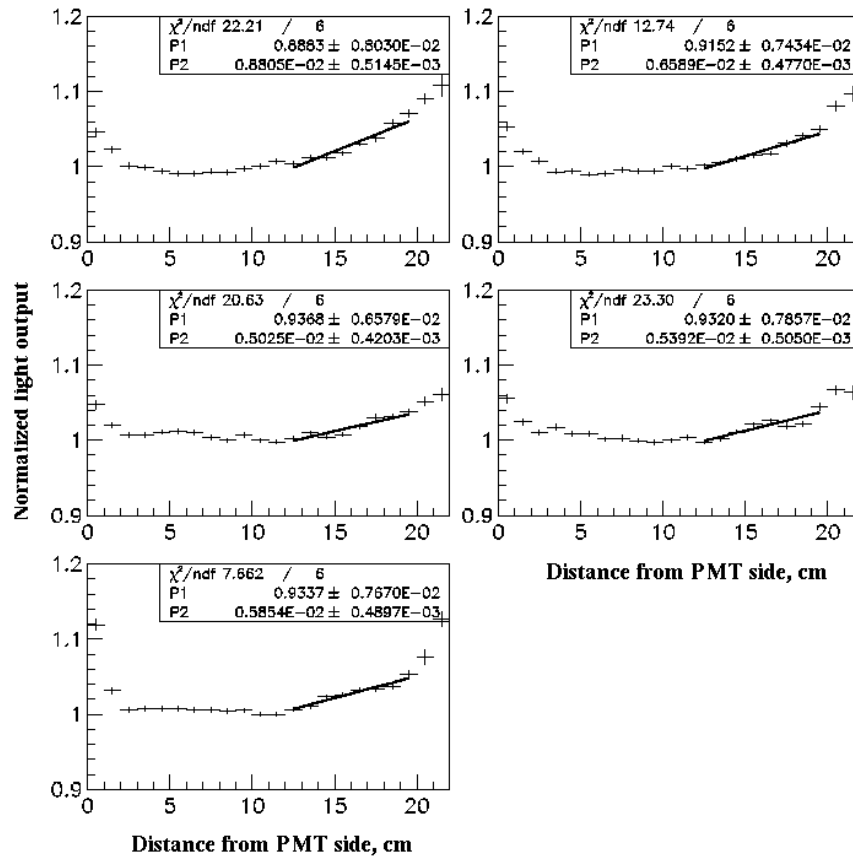


Рис. 3.3: Результаты фитирования гистограмм энергетических потерь для 5-ти кристаллов в зависимости от положения мюонного пучка вдоль кристалла. Положение ФЭУ соответствует  $X=0$  см. Световыход по оси  $Y$  нормирован на световыход при  $X=11$  см.

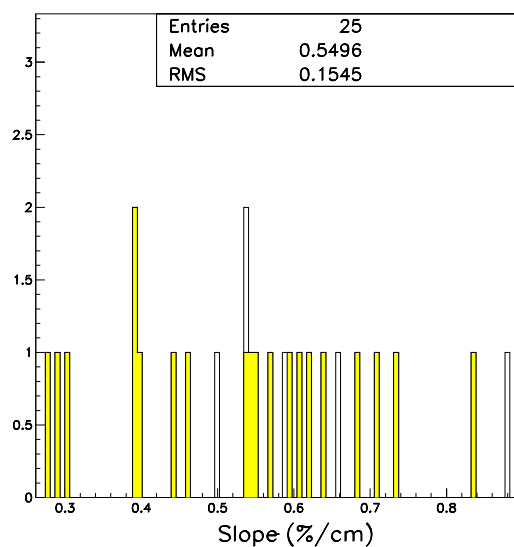


Рис. 3.4: Распределение по коэффициентам неоднородности световыхода. Заполненная гистограмма соответствует 20-ти шанхайских, а открытая соответствует 5-ти богородицким кристаллам.

в Монте-Карло моделировании энергетического и координатного разрешения прототипа калориметра.

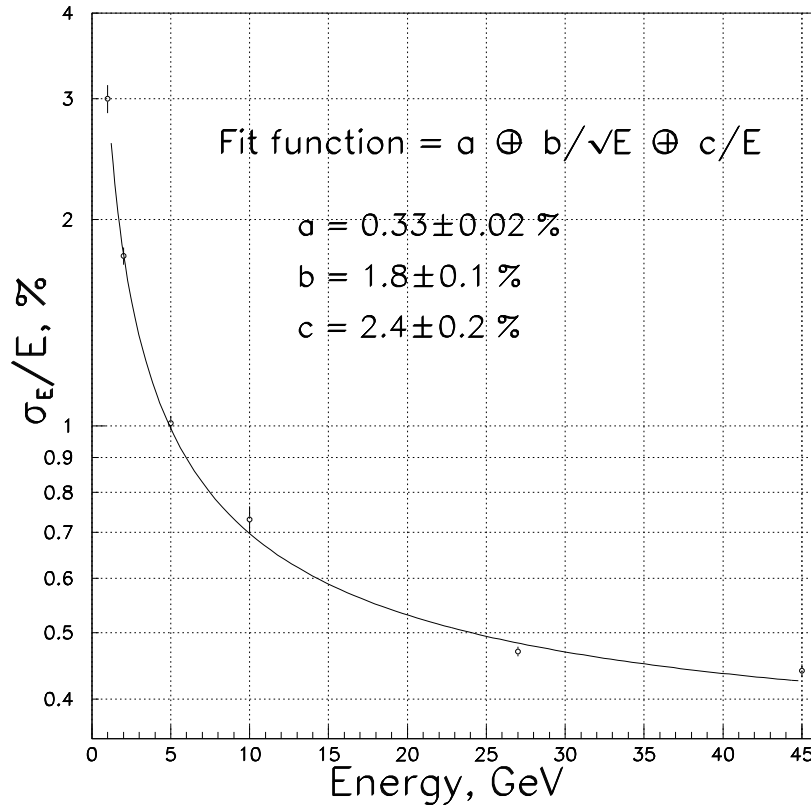


Рис. 3.5: Измеренное энергетическое разрешение в зависимости от энергии. Данные и фит.

## 3.2 Энергетическое разрешение

При измерениях энергетического разрешения прототип калориметра позиционировался так, что электронный пучок попадал в центр сборки кристаллов  $5 \times 5$ . Энергетическое разрешение измерялось при энергиях электронного пучка 1, 2, 5, 10, 27 и 45 ГэВ. Для получения наилучшего энергетического разрешения конфигурация прототипа была оптимизирована на максимальное отношение сигнал-шум:

- Оптический контакт между ФЭУ и кристаллом обеспечивала оптическая замазка, что увеличило сигнал вдвое.
- Для каждого из диапазонов энергий пучка 1–5, 10–27 и 45 ГэВ было выбрано оптимальное высоковольтное напряжение ФЭУ.

Измерения проводились в течение нескольких часов, и для компенсации нестабильности измерительного тракта использовалась мониторинговая система, описанная выше.



Полученная зависимость относительного разрешения от энергии, представленная на Рис 3.5, фитируется по формуле

$$\sigma_E/E = a \oplus b/\sqrt{E} \oplus c/E \quad [\%], \quad (3.1)$$

где  $E$  в ГэВ.

$a = (0.33 \pm 0.02)\%$  представляет константный член, обусловленный ошибками калибровки, утечками ливня и продольной неоднородностью светосбора.

Монте-Карло расчеты показывают, что флуктуации ливня и продольная неоднородность светосбора дают вклад в константный член 0.23% и 0.27% соответственно. Для оценки вклада неоднородности светосбора при описании детектора использовались данные, полученные на поперечном мюонном пучке, как описано выше. Таким образом, расчетное значение константного члена равно 0.35%, что с хорошей точностью совпадает с измеренным  $(0.33 \pm 0.02)\%$ .

Стохастический член,  $b = (1.8 \pm 0.1)\%$ , возникает за счет фотостатистики и поперечных утечек ливня из сборки кристаллов  $5 \times 5$ .

Вклад флуктуаций ливня в стохастический член, как показывают Монте-Карло расчеты, составляет 0.72%. Для учета в Монте-Карло расчетах вклада фотостатистики необходимо знать световыход кристаллов  $\text{PbWO}_4$ . Световыход кристаллов  $\text{PbWO}_4$ , произведенных в Богородицке и Шанхайском институте керамики, является паспортной характеристикой. Он составляет около 10 фотоэлектронов на МэВ и измеряется с использованием радиоактивных источников  $^{137}\text{Cs}$  или  $^{60}\text{Co}$  и ФЭУ с диаметром фотокатода два дюйма, покрывающим весь торец кристалла. Поскольку диаметр чувствительной области фотокатода ФЭУ в прототипе калориметра всего  $(22 \pm 1)$  мм, а торец кристалла представляет собой квадрат со стороной 27 мм, свет собирается только с  $(52 \pm 5)\%$  площади. Оценив с учетом этого световыход для прототипа калориметра в 5 фотоэлектронов на МэВ, получим вклад фотостатистики в стохастический член  $(1.45 \pm 0.07)\%$ . Таким образом, учитывая флуктуации ливня, фотостатистику и влияние продольной неоднородности светосбора, из расчетов Монте-Карло можно получить значение  $b = (1.68 \pm 0.07)\%$ . Это хорошо объясняет  $b = (1.8 \pm 0.1)\%$ , полученное экспериментально.

Линейный член  $c = (2.4 \pm 0.2)\%$  возникает из-за шумов электроники фотодетектора.

В проведенных измерениях вклад шумов электроники был пренебрежимо мал за счет оптимизации высоковольтного напряжения ФЭУ. Поэтому линейный член определялся неопределенностью в измерении импульса за счет многократного рассеяния электрона в канале, оценка которого составляет 2.2%.

Результаты моделирования программой GEANT версии 3.21 сравниваются с измерениями на Рис. 3.6. Кривая I построена с учетом флуктуаций ливня для кристалла используемого размера. При включении в описание конфигурации детектора измеренных продольных неоднородностей светосбора Монте-Карло расчеты дают Кривую II. Кривая III получается при учете фотостатистики. Точки представляют экспериментальные результаты за вычетом разрешения системы измерения импульса. Возможность вращать калориметр вокруг вертикальной оси оказалась удобной и для определения угловых зависимостей его характеристик. Измерения показали, что

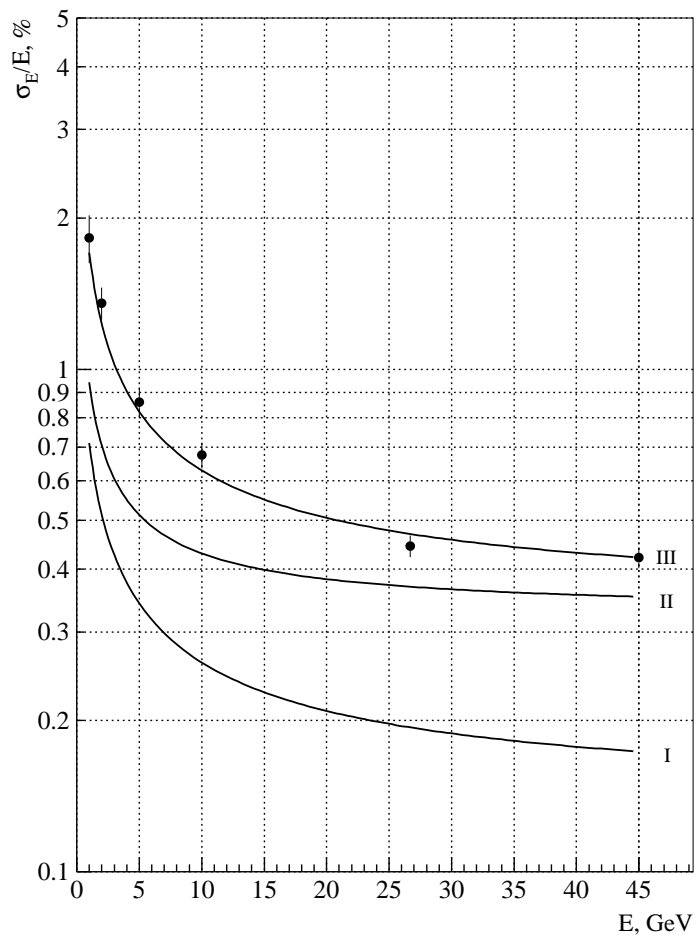


Рис. 3.6: Сравнение измеренного энергетического разрешения с моделированием программой GEANT. Кривая I показывает результат моделирования с учетом только флуктуаций ливня. Кривая II получена с учетом неоднородности световыхода вдоль кристалла. На кривой III включена фотостатистика. Точки представляют данные измерений.

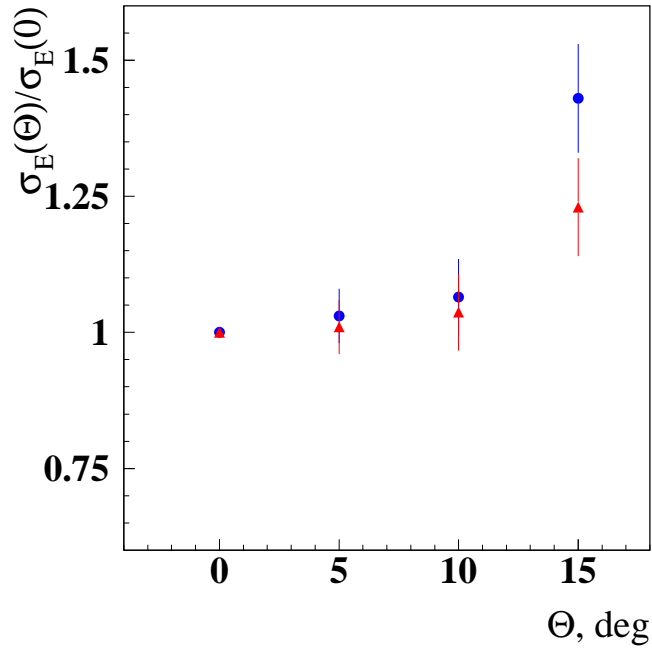


Рис. 3.7: Зависимость энергетического разрешения от угла падения электрона. Разрешение нормировано на разрешение при  $0^\circ$ . Точками отмечены данные для энергии 27 ГэВ, треугольниками – 10 ГэВ.

энергетическое разрешение слабо зависит от угла падения пучка к нормали поверхности калориметра (см. Рис. 3.7) до нескольких градусов. Однако, при углах больше  $5^\circ$  заметно существенное ухудшение разрешения. Это обусловлено, по большей части, ограниченными размерами прототипа калориметра, что при больших углах вызывает утечки ливня за пределы сборки кристаллов.

Необходимо отметить, что хотя исследуемый калориметр и является достаточно однородным, эффект зазоров между кристаллами в сборке все же заметен. Представленное выше энергетическое разрешение измерялось только для событий, попадающих в небольшую площадку в центре сборки, и не учитывает влияния поперечной неоднородности калориметра. Это делалось для выяснения максимально достижимого для калориметра на основе кристаллов  $\text{PbWO}_4$  энергетического разрешения. Однако, данные записывались при широком пучке (около  $30 \text{ см}^2$ ) и лишь при обработке отбирались события для узкой области в центре матрицы с помощью трековой системы. Если же выбрать события с электроном, попадающим в любую точку центрального кристалла, энергетическое разрешение  $\sigma_E$  увеличивается на 20% при всех энергиях. При таком отборе часть электронов попадает в зазор между кристаллами, что и вызывает ухудшение разрешения.

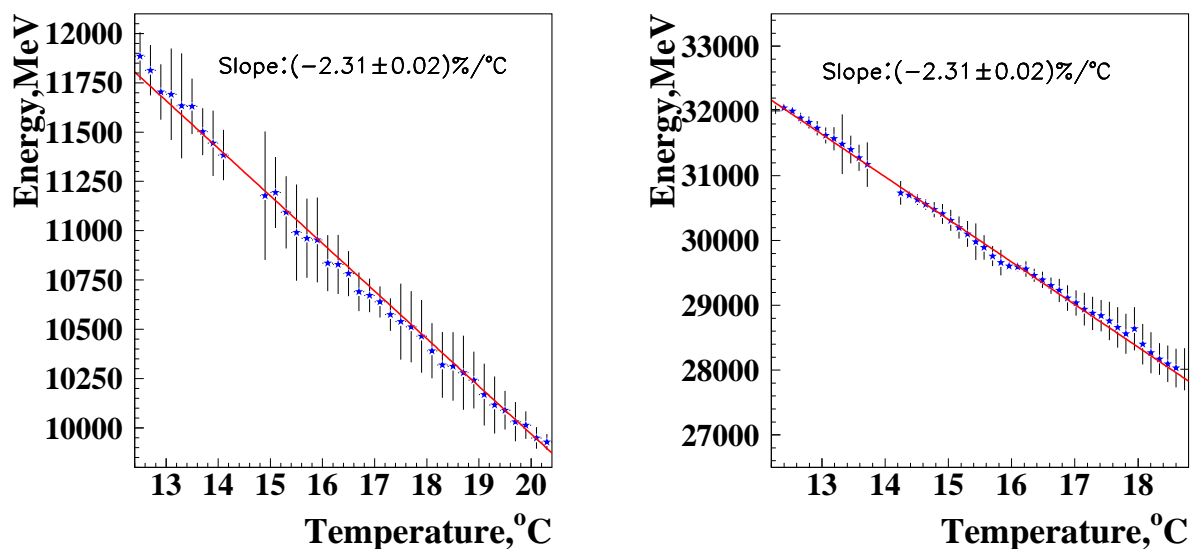


Рис. 3.8: Зависимость световыхода от температуры. По оси  $Y$  отложена энергия в ГэВ с прототипа калориметра. Измерения проводились для электронного пучка с энергией 10 ГэВ (слева) и 27 ГэВ (на правом рисунке).

### 3.3 Зависимость световыхода кристалла от температуры

Зависимость световыхода  $\text{PbWO}_4$  от температуры была измерена с хорошей точностью благодаря определению температуры в 24-х точках матрицы кристаллов системой термодатчиков. Измерения проводились с электронным пучком двух энергий 10 и 27 ГэВ. Изменение температуры  $1^\circ\text{C}/\text{час}$  при охлаждении и нагревании кристаллов обеспечивал криотермостат LAUDA. Измерение температурного поля на матрице каждый цикл ускорителя позволяло избежать опасных для целостности кристаллов градиентов температуры. На Рис. 3.8 представлены результаты измерений. Световыход линейно зависит от температуры с коэффициентом пропорциональности  $-2.3\%$  на  $^\circ\text{C}$  при  $18^\circ\text{C}$  для обеих энергий. Это согласуется с измерениями температурной зависимости, проведенными ранее[21] для кристаллов  $\text{PbWO}_4$ .

### 3.4 Поперечный профиль ливня и координатное разрешение

Не менее важной для реконструкции нейтральных мезонов характеристикой является координатное разрешение калориметра. Кристаллы  $\text{PbWO}_4$  за счет своей высокой плотности, а значит небольшого радиуса Мольера, показывают уникальные координатные свойства и привлекают внимание как материал для калориметра.

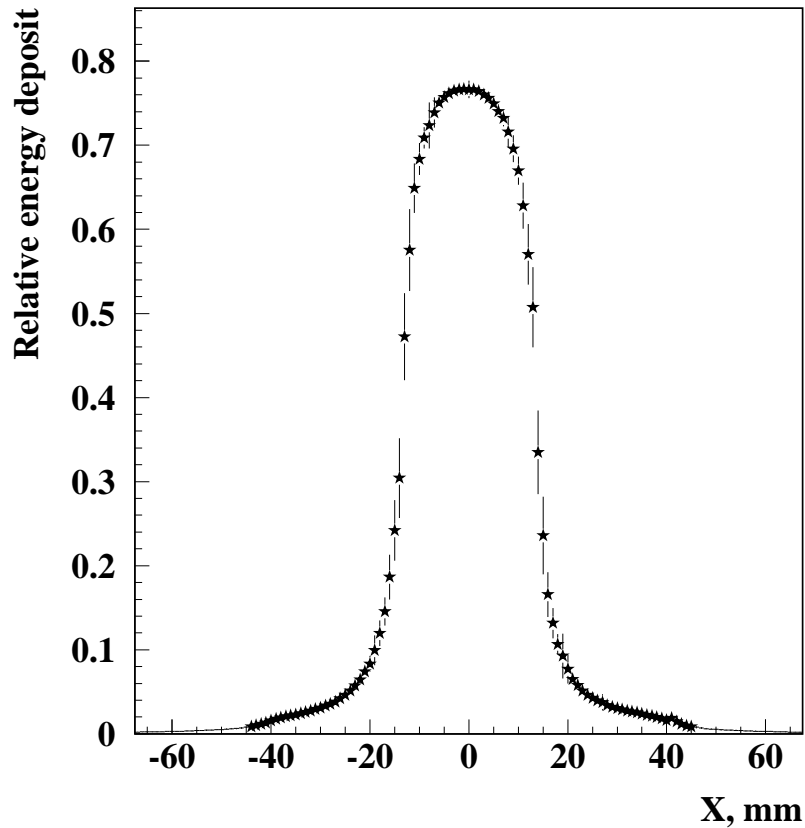


Рис. 3.9: Профиль электромагнитного ливня для электронов 45 ГэВ.

### 3.4.1 Поперечный профиль электромагнитного ливня

Для реконструкции вершины ливня в калориметре необходимо знать поперечный профиль электромагнитного ливня. Такой профиль, а также его зависимость от энергии электрона, был измерен для исследуемого прототипа калориметра. При этом использовалась следующая процедура анализа данных. В привязанной к калориметру системе координат дрейфовых камер каждый кристалл был разделен на квадраты со стороной 1 мм. Таким образом, вся матрица кристаллов соответствовала двумерному массиву  $135 \times 135$ , по одному индексу на  $x$  и  $y$  координаты в плоскости, перпендикулярной пучку. В процедуре анализа использовались три массива: для количества событий, средней энергии и среднеквадратичного отклонения энергии. Для каждого события измерялись 25 пар координат  $x$  и  $y$  по расстояниям от координаты трека электрона до центров кристаллов в матрице. Эти координаты использовались как индексы для заполнения соответствующей ячейки вышеперечисленных массивов. После нормировки на количество событий из массива с энергией получается поперечный профиль электромагнитного ливня с шагом в 1 мм.

Профиль ливня, полученный на пучке электронов с энергией 45 ГэВ, представлен

Таблица 3.1: Энерговыведение в %, когда электрон попадает в центр матрицы. Верхние линии для среднего при энергиях 1 и 2 ГэВ, нижние – 45 ГэВ. “центр. кр.” обозначает центральный кристалл сборки, “+1” и “+2” – соседние с ним по вертикали и горизонтали кристаллы.

	центр. кр.	+1	+2
центр. кр., 1-2 GeV	75.7		
45 GeV	76.6		
+1, 1-2 GeV	3.92	1.180	
45 GeV	3.83	1.137	
+2, 1-2 GeV	0.402	0.250	0.076
45 GeV	0.375	0.226	0.069

на Рис. 3.9. Энерговыведение в ячейке массива нормировано на полную энергию со сборки кристаллов  $5 \times 5$ . По оси  $X$  отложено расстояние от центра кристалла в мм, определенное трековой системой.  $Y$ -координата электрона при этом лежит в пределах 1 мм в центре кристалла.

Измерения поперечного профиля ливня проводились при энергиях электронов 1,2,5,10,27 и 45 ГэВ и показывают, что профиль ливня слабо зависит от энергии в этом диапазоне. При условии попадания электрона в площадку  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> центрального кристалла матрицы, в этом кристалле выделяется около 76% полной энергии ливня. Зависимость энерговыведения в центральном кристалле от энергии представлена на Рис. 3.10. Здесь же показаны результаты Монте-Карло моделирования поперечного профиля электромагнитного ливня. Моделирование проводилось программой GEANT 3.21 с порогами трассировки 500 кэВ для электронов/позитронов и 60 кэВ для фотонов. Для подтверждения результатов моделирование также было проведено программой GEANT 4 с теми же порогами трассировки и меньшими порогами рождения и трассировки – 1 кэВ. Во всех случаях моделирование также указывает на то, что поперечный профиль ливня не зависит от энергии, но для энерговыведения в центральном кристалле дает величину 82%, т.е. более узкий ливень, чем получено в эксперименте. Одно из возможных объяснений этого эффекта – вклад Черенковского света, что, однако, требует дополнительных исследований.

В Таблице 3.1 представлены результаты относительного энерговыведения в кристаллах матрицы, когда электрон попадает в зону  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> центрального кристалла для разных энергий. Так как электромагнитный ливень в исследуемом прототипе калориметра развивается симметрично по  $x$  и  $y$ , для картины распределения энерговыведения по кристаллам из всей сборки можно оставить шесть ячеек калориметра. Каждый кристалл соответствует одной ячейке в Таблице 3.1. Цифры в верхней части ячеек определены как среднее для энергий 1 и 2 ГэВ, нижние соответствуют измерениям при энергии 45 ГэВ. Исходя из значений в Таблице 3.1, можно сделать вывод, что при изменении энергии в 30 раз, поперечный профиль ливня изменяется только на 1% в центре и не более 10% по краям.

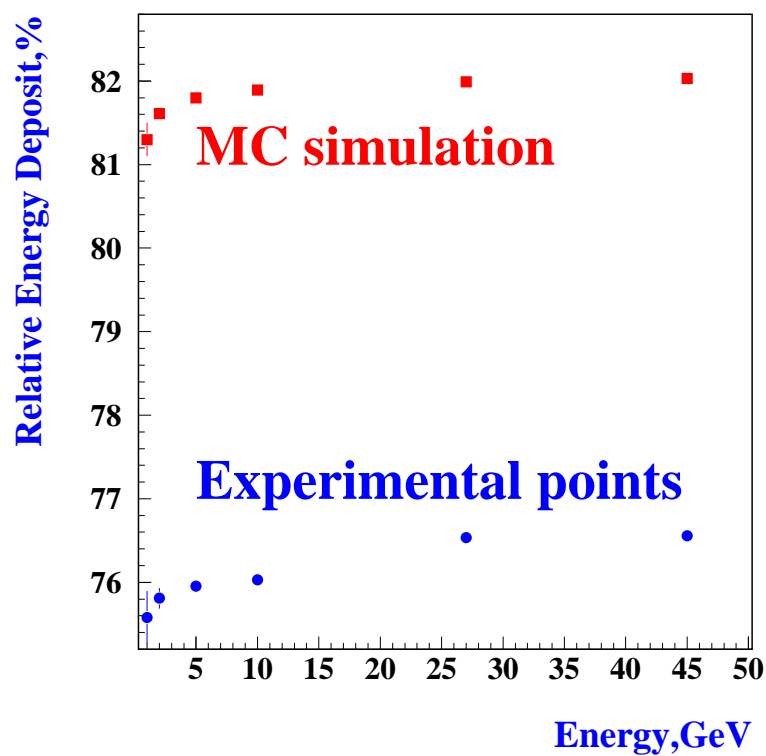


Рис. 3.10: Зависимость энерговыделения в центральном кристалле матрицы от энергии. Выбираются события, когда электрон попадает в  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  в центре.

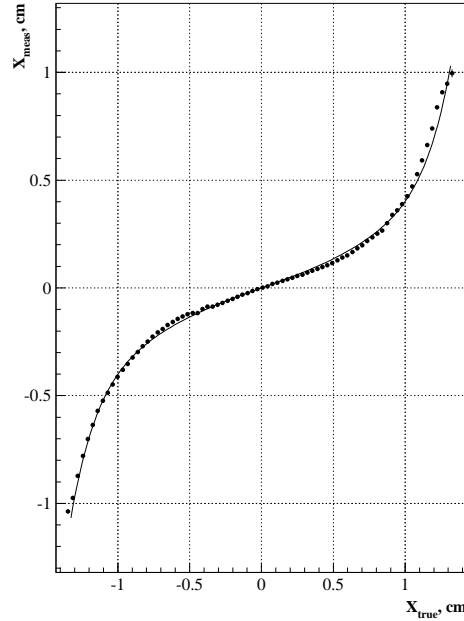


Рис. 3.11: Измеренная методом взвешивания координата в зависимости от координаты по трековой системе (S-кривая).

### 3.4.2 Координатное разрешение

При определении координатного разрешения необходимо знать реальную координату пучковой частицы, которая в описываемых исследованиях измерялась с высокой точностью дрейфовыми камерами, и восстановленную по калориметру координату вершины ливня.

Для определения координаты вершины ливня использовался метод вычисления центра тяжести по энерговыделению в кристаллах сборки.

$$x_{meas} = \sum_{i=1}^n E_i \cdot x_i / \sum_{i=1}^n E_i, \quad (3.2)$$

где  $E_i$  – энергия с  $i$ -того кристалла,  $x_i$  – координата его центра, а  $n$  – количество кристаллов по которым проводится взвешивание. Если для лучшего энергетического разрешения необходимо учитывать все кристаллы сборки ( $n = 25$ ), то лучшее координатное разрешение получается при  $n = 9$ , что объясняется большими флуктуациями остатков ливня вне матрицы  $3 \times 3$ . Измеренная таким образом координата  $x_{meas}$  дает смещенный к центру кристалла результат. Для коррекции этого смещения используется, так называемая, S-кривая – функция реального положения вершины ливня от центра тяжести по энерговыделению, имеющая форму литеры S (см. Рис. 3.11). S-кривая слабо зависит от энергии, что следует из независимости от энергии радиуса Мольера.

На Рис. 3.12 представлена зависимость реконструированной по калориметру координаты от реального положения электрона для энергии 27 ГэВ. Реконструиро-



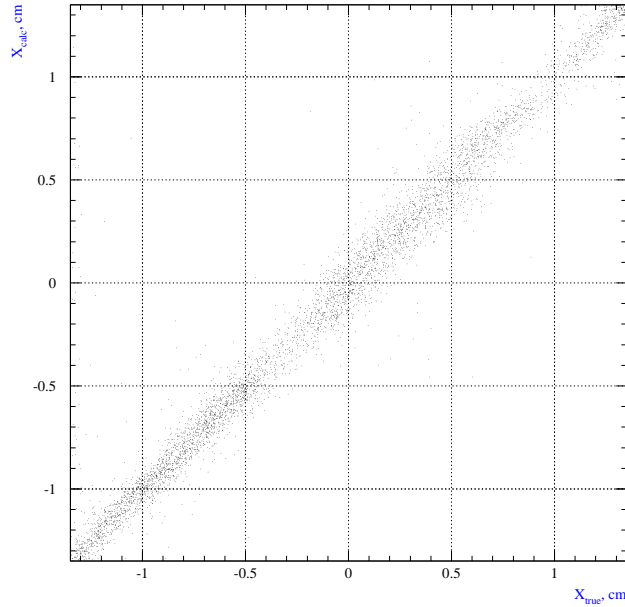


Рис. 3.12: Зависимость координаты восстановленной по матрице PbWO<sub>4</sub> (по оси Y) от координаты, измеренной трековой системой.

ванная координата получается коррекцией  $x_{meas}$ , измеренной, как описано выше, на фит S-кривой. По ширине линии на Рис. 3.12 определяется координатное разрешение прототипа калориметра.

Координатное разрешение, усредненное по всему центральному кристаллу сборки, измерялось при нескольких энергиях электронного пучка. Результаты представлены на Рис. 3.13. Фитирование дает

$$\sigma_x = (0.16 \pm 0.06) \oplus \frac{2.80 \pm 0.08}{\sqrt{E}}, \quad (3.3)$$

( $E$  в ГэВ и  $\sigma_x$  в мм), что хорошо совпадает с результатами Монте-Карло расчетов для координатного разрешения

$$\sigma_x = (0.17 \pm 0.01) \oplus \frac{2.77 \pm 0.01}{\sqrt{E}}. \quad (3.4)$$

Широкий электронный пучок и область чувствительности камер позволяют определить координатное разрешение при попадании электрона в разные точки торца кристалла. При удалении от центра кристалла энерговыделение в соседних кристаллах возрастает, что позволяет определить координату вершины ливня с большей точностью. Зависимость координатного разрешения от точки попадания электрона представлена на Рис. 3.14, где ноль по координате соответствует центру кристалла. Видно, что координатное разрешение на краю кристалла улучшается в три раза по сравнению с разрешением в центре. Для сравнения здесь же приведены результаты

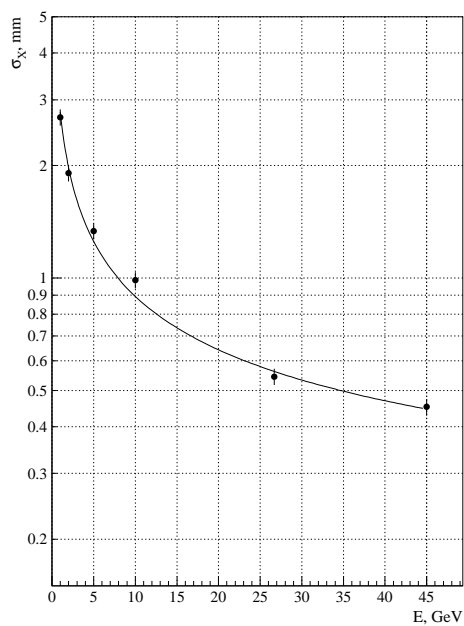


Рис. 3.13: Измеренная зависимость координатного разрешения от энергии (использовались данные со сборки кристаллов  $3 \times 3$ ). Кривая соответствует фиту экспериментальных данных.

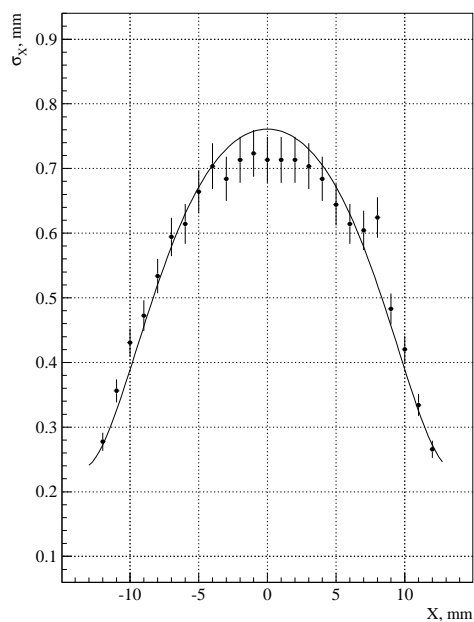


Рис. 3.14: Измеренная зависимость координатного разрешения от точки попадания электрона в кристалл. Ноль по оси  $X$  соответствует центру кристалла. Кривая представляет данные моделирования.

моделирования координатного разрешения в разных точках кристалла. Поскольку смоделированный программой GEANT электромагнитный ливень уже наблюдаемого, координатное разрешение в центре кристалла получается хуже измеренного экспериментально.

Электромагнитный калориметр в установке ВТeV будет размещен на расстоянии 7 м от области взаимодействия. При радиусе калориметра в 1.6 м для крайних кристаллов это дает угол в  $\approx 12^\circ$  к нормали, если калориметр делать плоским (планарная геометрия). Как это повлияет на характеристики установки? Для ответа на этот вопрос изучалась зависимость координатного разрешения от угла падения электрона на прототип калориметра. Измерения проводились при поворотах калориметра на 5, 10 и 15 градусов нормали к пучку. При каждом угле поворота использовался электронный пучок с энергиями 10 и 27 ГэВ, причем для каждого угла при реконструкции координаты применялась своя S-кривая. Полученная зависимость координатного разрешения от угла, нормированная на разрешение при нормальном падении, представлена на Рис. 3.15. Значительное ухудшение координатного разрешения при  $15^\circ$  (до 2.5 раз на электроны с энергией 27 ГэВ) можно объяснить вкладом продольных флуктуаций положения максимума электромагнитного ливня. При повороте прототипа относительно направления пучка продольные флуктуации увеличивают неопределенность энерговыделения в ячейках калориметра, окружающих кристалл с вершиной ливня. Таким образом, вклад таких флуктуаций в координатное разрешение будет пропорционален  $\sin \theta$ , где  $\theta$  – угол между нормалью к поверхности калориметра и направлением пучка. Как иллюстрация к такому объяснению на Рис. 3.15 приведены графики функций, достаточно хорошо описывающие экспериментальные данные:

$$\sigma_\theta/\sigma_0 = 1 \oplus A \cdot \sin \theta, \quad (3.5)$$

где  $\sigma_\theta$  – координатное разрешение для угла  $\theta$ ,  $\sigma_0$  – координатное разрешение при нормальном падении,  $A$  – параметр, выбранные по наилучшему фиту. Приведенные данные угловой зависимости координатного разрешения являются серьезным аргументом в пользу выбора проекционной геометрии калориметра для детектора ВТeV, при которой каждый кристалл развернут так, что вторичные частицы летят из области взаимодействия под углом к нормали близким к нулю.

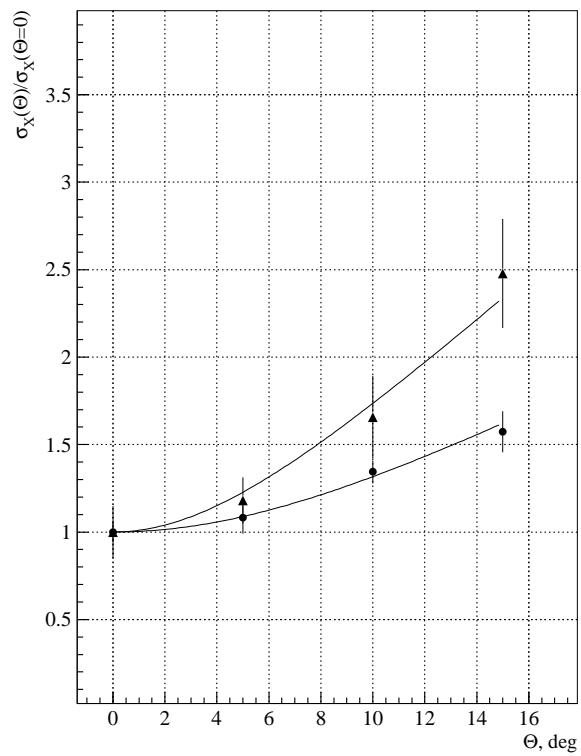


Рис. 3.15: Зависимость координатного разрешения от угла попадания электрона в кристалл, нормированного на координатное разрешение при попадании под  $90^\circ$ . Точки представляют данные для 10 ГэВ электронов, треугольники – для 27 ГэВ электронов.

## Глава 4

# Исследования радиационной стойкости кристаллов $\text{PbWO}_4$

В экспериментах на встречных пучках с высокой светимостью детекторы облучаются высокоэнергичными частицами и могут накопить существенную поглощенную дозу, до нескольких Мрад. Поэтому важное значение при построении электромагнитных калориметров имеют исследования радиационной стойкости материала калориметра и электроники [11, 23].

Кристаллы  $\text{PbWO}_4$  исследовались очень активно при подготовке эксперимента CMS на LHC [23]. В результате этих исследований был сделан вывод о высокой радиационной стойкости этих кристаллов [24]. Однако, исследования радиационных повреждений проводились с использованием низкоэнергичных  $\gamma$ -квантов от радиоактивного источника. Поглощенная доза при этом распределяется, в основном, у поверхности кристалла. При облучении высокоэнергичных электронами и адронами, как будет показано ниже, поглощенная доза распределяется по всему объему кристалла. Поэтому важно было исследовать поведение кристаллов при облучении в условиях аналогичным реальному эксперименту.

В представляемой работе описываются результаты исследования радиационной стойкости кристаллов  $\text{PbWO}_4$  при облучении интенсивными пучками электронов с энергией 27 ГэВ, пионов с энергией 40 ГэВ, а также в смешанном поле адронов и  $\gamma$ -квантов. Облучение электронами и пионами проводилось на канале 2Б ускорителя У70 в Протвино при нескольких интенсивностях пучка. При этом прозрачность кристаллов отслеживалась мониторинговой системой на светодиодах, уровень сигнала контролировался периодически калибровкой на низкоинтенсивном пучке электронов и на мюонах.

Во избежание искажений результатов исследования радиационной стойкости кристаллов  $\text{PbWO}_4$  оптическая замазка между кристаллом и ФЭУ не использовалась при проведении данных измерений. Кроме того, коллегами по сотрудничеству ВТeV в Университете Миннесоты были проведены измерения радиационных повреждений для тайвека (радиационно-стойк по крайней мере до нескольких Мрад), а в Государственном Белорусском Университете – для материала входного стекла фотоумножителей R5800(боросиликат) и R5800Q(кварц), которые оказались радиационно стойкими до 10 крад и 1 Мрад соответственно. В описываемых измерениях использовались

Таблица 4.1: Распределение поглощенных доз и мощностей доз в максимуме профиля дозы по кристаллу для калориметра ВТеV. (100 рад = 1 Gy)

Доля кристаллов (%)	Поглощенная за год доза крад	Мощность дозы рад/час
11	0.3 - 1	0.11 - 0.36
22	1 - 2	0.36 - 0.72
27	2 - 5	0.72 - 1.8
12	5 - 10	1.8 - 3.6
16	10 - 50	3.6 - 18
6	50 - 100	18 - 36
3	100 - 200	36 - 72
2	200 - 500	72 - 180
0.4	500 - 1000	180 - 360
0.2	1000 - 2000	360 - 720

оба типа ФЭУ.

## 4.1 Радиационные повреждения в кристаллах $PbWO_4$

Любые типы сцинтиллирующих кристаллов в той или иной степени подвержены радиационным повреждениям. Обычно повреждения вызваны образованием так называемых центров окрашивания, то есть ловушек для электронов, за счет дефектов в кристаллической решетке и примесей [28, 22]. Центры окрашивания приводят к ухудшению прозрачности кристаллов. Электроны в центрах окрашивания находятся в метастабильных состояниях в широком диапазоне времен жизни. Таким образом, прозрачность кристаллов может восстанавливаться, когда электрон вырывается из ловушки, что происходит даже при комнатной температуре. В момент, когда скорости образования и разрушения центров окрашивания становятся одинаковыми, прозрачность кристалла перестает уменьшаться. То есть, при постоянной мощности поглощенной дозы должен существовать уровень потери сигнала с кристалла, после которого прозрачность кристалла не изменяется.

Кроме того, эффекты облучения адронами могут приводить к более серьезным последствиям по сравнению с электронами и фотонами [25, 26]. Высокоэнергичные адроны могут участвовать в неупругих ядерных взаимодействиях, способных привести к локальным дефектам кристаллической решетки. Такие повреждения являются не восстанавливаемыми. Вот почему в представляемой работе большое внимание уделено исследованиям свойств кристаллов  $PbWO_4$  в адронных пучках высокой энергии.

Для ориентации в выборе условий облучения прототипа калориметра, необходимо знать реальные условия, в которых будет работать электромагнитный калориметр в эксперименте ВТеV. Поскольку он расположен вокруг вакуумной камеры ускорите-

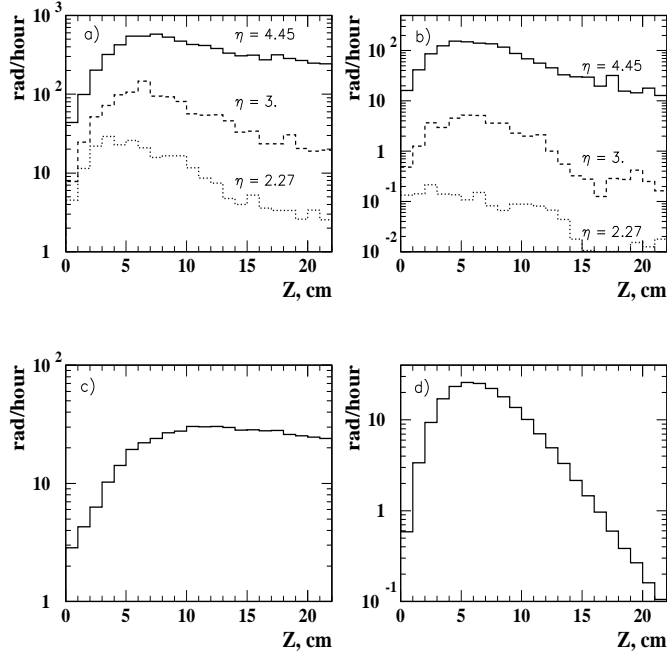


Рис. 4.1: Продольные профили поглощенной дозы в вертикальной (а) и горизонтальной (b) плоскостях калориметра ВTeV при разных значениях быстрот и на канале 2Б для пионного пучка 40 ГэВ (с) и электронного 27 GeV (d). Длина кристаллов 22 см. Профиль дозы для электронного пучка нормирован на  $10^4 e^-/\text{sec}$ , для пионного – на  $10^5 \pi/\text{sec}$ .

ля, кристаллы рядом с камерой получают максимальную дозу облучения, тогда как основная часть детектора будет работать при гораздо более низком уровне радиации. В Таблице 4.1 представлены мощности поглощенных доз, при которых будут работать в эксперименте ВTeV различные части электромагнитного калориметра. Для расчетов использовалась программа MARS[27].

Результаты вычислений программой MARS для мощности поглощенных доз, доступных на канале 2Б и ожидаемых для детектора ВTeV, представлены на Рис. 4.1. Область по псевдобыстроте  $\eta$ , показанная на этом рисунке, соответствует всей площади калориметра ВTeV, а именно  $\eta = 4.45$  для ближайших к пучку кристаллов и  $\eta = 2.27$  для самых дальних от пучка. Различия по дозам в вертикальной и горизонтальной плоскостях (Рис. 4.1(a) и (b)) для калориметра ВTeV вызваны отклонением заряженных частиц в вертикальной плоскости дипольным магнитом установки (см. Рис. 1.1). Профили поглощенных доз в кристаллах для электронного и пионного пучков отличаются, как видно на Рис. 4.1(c) и (d). При облучении высокоэнергичными пионами поглощенная доза распределяется почти равномерно вдоль кристалла, начиная с расстояния в 5–6 см от фронтальной грани. Электронный пучок, образуя электромагнитный ливень, приводит к неравномерному профилю, – в максимуме ливня поглощенная доза на два порядка выше, чем в конечной части кристалла.

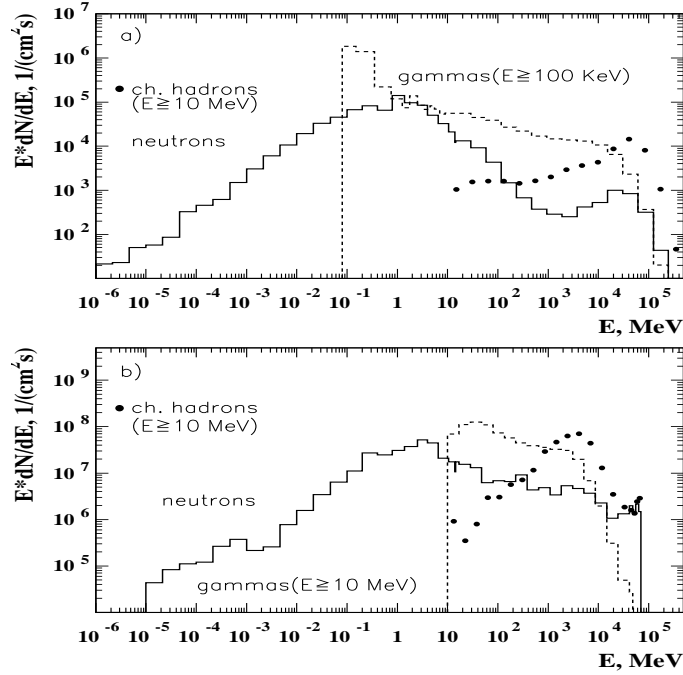


Рис. 4.2: (а) Спектр облучения для VTeV EMCAL. (б) Спектр облучения на специализированной установке в кольце У-70 для облучения сверхвысокими мощностями дозами.

Кроме облучения на канале 2Б, для нескольких кристаллов было проведено облучение в кольце ускорителя У70 смешанным спектром вторичных частиц, рождающихся на внутренней мишени. Спектры нейтронов,  $\gamma$ -квантов и заряженных адронов, при которых были выполнены эти исследования приведены на Рис. 4.2(б). Для сравнения на верхней части этого рисунка приведен спектр частиц, ожидаемый в калориметре VTeV.

Продольные профили мощностей поглощенных доз для исследований внутри кольца У70 представлены на Рис.4.3.

## 4.2 Облучение электронами

Облучение электронным пучком с энергией 27 ГэВ проводилось в течение недели для шести кристаллов сборки. Интенсивность пучка, попадающего на матрицу кристаллов была около  $6 \times 10^5$  частиц за сброс. Так как 80% интенсивности пучка приходилось на один из шести кристаллов, для более равномерного облучения прототип калориметра сдвигался после первой половины облучения. В течение всего процесса облучения мониторировалась амплитуда сигнала с каждого кристалла, для чего выбирались события, когда электрон попадал в центральные части кристаллов матрицы.



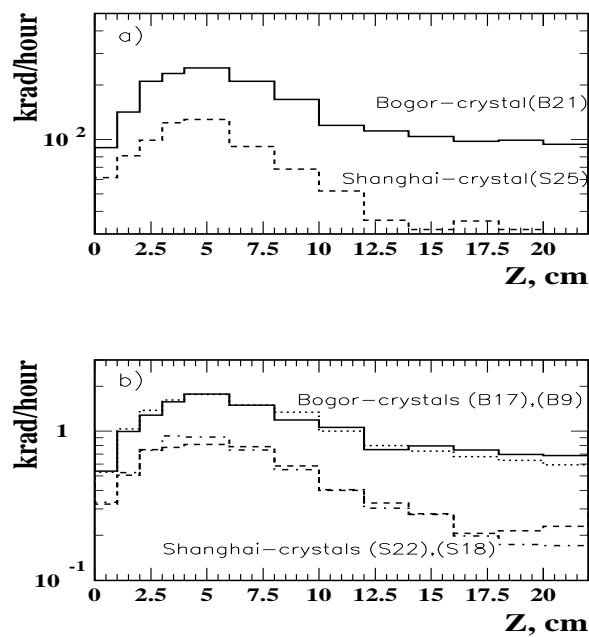


Рис. 4.3: Мощности поглощенных доз вдоль кристалла, получаемые на установке для облучения сверхвысокими мощностями доз для двух экспозиций (а) и (b), где интенсивность протонов в кольце У-70 при первой экспозиции на три порядка выше, чем при второй.

Настройка электроники калориметра была оптимизирована для радиационных исследований. Коэффициенты усиления ФЭУ до начала облучения выбирались так, чтобы 10000-ый канал АЦП соответствовал электронному пику (27 ГэВ) при попадании электрона в центр кристалла. Это соответствует 76% полной выделившейся энергии. Таким образом шкала АЦП настраивалась на 2 МэВ/отсчет. С помощью последнего блока дрейфовых камер определялась координата электрона при попадании в калориметр.

Для анализа записанных данных все время облучения в одной из позиций прототипа калориметра (85 часов пучкового времени) было разбито на 2-х часовые периоды. За каждый период в кристалле накапливалось достаточно статистики для определения среднего энергосодержания с точностью 0.3%. Энергетические спектры затем фитировались по Гауссу. Для компенсации нестабильности коэффициента усиления ФЭУ все сигналы корректировались с использованием информации мониторинговой системы, описанной выше. Для уравнивания статистики при анализе информации с кристаллов с интенсивным пучком и кристаллов на периферии пучка, размер площадки для отбора событий с электроном в центре кристалла варьировался от  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> в интенсивной части пучка до  $6 \times 6$  мм<sup>2</sup> на периферии.

Для каждого кристалла мощность поглощенной дозы вычислялась как количество упавших на него электронов в секунду  $N$ , умноженное на  $25.9 \cdot 10^{-4}$  (согласно коэффициента пересчета в мощность дозы в максимуме профиля на Рис. 4.1(d)). Число электронов  $N$  вычислялось как энергосодержание в кристалле в секунду (ГэВ/сек), деленное на 20.5 ГэВ, что соответствует 76% от полной энергии ливня. Полученный результат нормировался на интенсивность пучка через весь прототип калориметра, определенную по одиночному счету S4.

Результаты анализа поведения одного из кристаллов во времени при облучении представлены на Рис. 4.4. На Рис. 4.4(b) показана интенсивность электронного пучка, пересчитанная в единицы мощности дозы, как описано выше. Набираемая поглощенная доза дана на Рис. 4.4(c). Сигнал от электрона с данного кристалла, нормированный на значение до начала облучения, представлен на Рис. 4.4(a). По этому рисунку можно сделать вывод, что сигнал от электрона упал в данном кристалле на 12% при мощности дозы 15 рад/час после интегральной дозы в 1.2 крад. После набора такой интегральной дозы при данной мощности дозы потери сигнала входят в насыщение. Результаты анализа данных для остальных исследуемых кристаллов следующие: для диапазона мощностей доз 10–25 рад/час, что, согласно расчетам по программе MARS соответствует средней мощности дозы для большей части детектора ВТeV, восемь кристаллов потеряли в среднем 8% света от электрона с энергией 27 ГэВ после набора интегральной дозы 1–2 крад. Зависимости электронного сигнала от поглощенной дозы при облучении с постоянной мощностью дозы для этих кристаллов представлены на Рис. 4.5.

Для отслеживания деградации прозрачности кристаллов с помощью мониторинговой системы на светодиодах необходимо знать соответствие изменения сигнала от светодиода и электрона. Используемый в мониторинговой системе синий светодиод имеет максимум в спектре излучения на 470 нм, спектр люминесценции в PbWO<sub>4</sub> гораздо шире с максимумом в 440 нм[22]. Кроме того, угол излучения оптоволокна, обычно в несколько градусов, гораздо меньше углового распределения люминесцентного

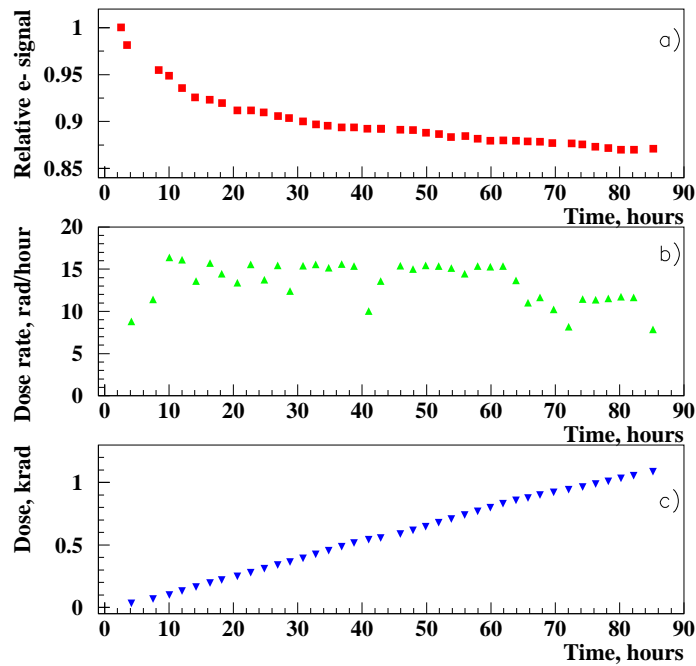


Рис. 4.4: (а) Нормированный сигнал от 27 ГэВ электрона для кристалла В14 при 85-часовом облучении. (б) Интенсивность пучка в единицах мощности дозы. (с) Поглощенная доза.

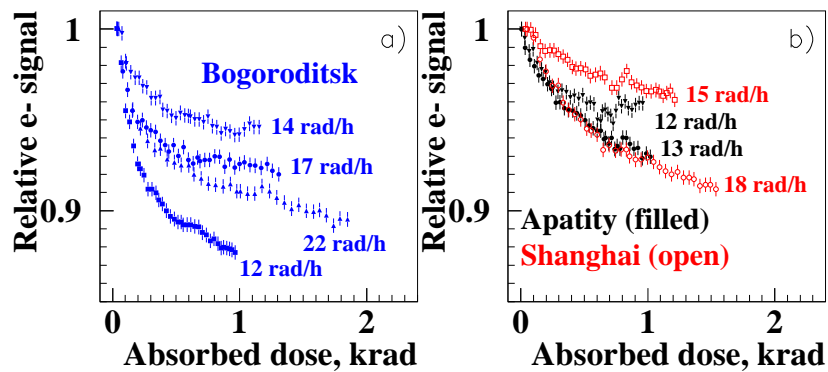


Рис. 4.5: Сигнал от электрона в зависимости от поглощенной дозы для кристаллов (а) В14, В22, В12, В16, (б) для шанхайских S22, S14 (пустые круги) и апатитских 1447, 1434 (заполненные круги). Кристаллы облучались электронами 27 ГэВ, каждый кристалл при своей фиксированной мощности дозы в течение 85 часов.

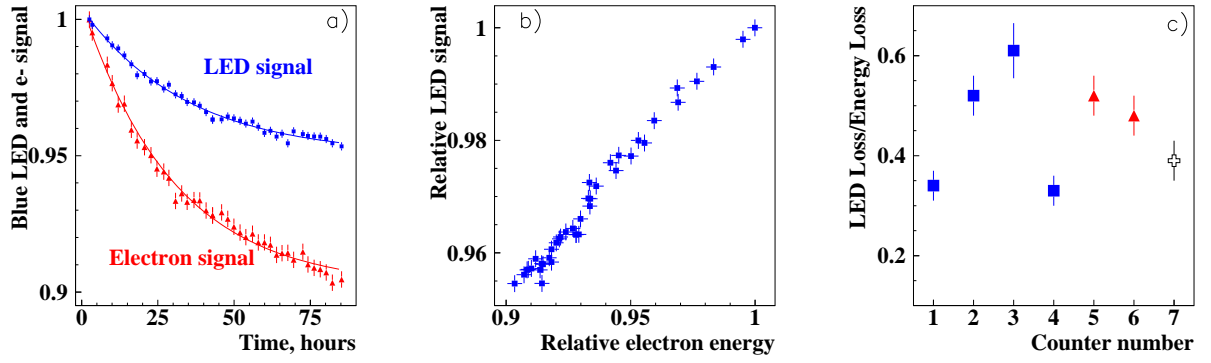


Рис. 4.6: (а) Сигналы от синего светодиода и электрона для кристалла S22 при облучении электронами 27 ГэВ при мощности дозы 16 рад/час. (б) Корреляция светодиод–электрон для этого кристалла. (с) Коэффициенты пропорциональности светодиод–электрон для семи кристаллов. Квадратами обозначены данные для кристаллов B12, B13, B14 и B17, треугольниками – для S14 и S22 и крестами – для апатитского кристалла 1447.

света. Таким образом, свет от светодиода и сцинтилляций проходит разный путь по кристаллу и имеет отличающиеся спектры, и соотношение между потерей сигнала от электрона и мониторинговой системы не будет единицей (Рис 4.6(а)). Однако, наблюдается строгая корреляция между изменениями этих сигналов (см Рис. 4.6(б)). Коэффициенты пропорциональности при фитировании этих зависимостей линейной функцией для нескольких кристаллов представлены на Рис 4.6(с). Распределение констант пропорциональности довольно широкое, от 0.3 до 0.6, и не зависит от производителя кристаллов.

Если ограничить рассмотрение механизмов потери сигнала в кристаллах  $\text{PbWO}_4$  только потерями прозрачности за счет образования центров окрашивания, то можно применить следующую простую модель для количественного описания поведения кристаллов при облучении. Потери сигнала  $dy$  пропорциональны величине сигнала  $y$  и количеству центров окрашивания, которое пропорционально поглощенной дозе  $dR$ . Восстановление сигнала пропорционально времени восстановления  $dt$  и разнице между асимптотической величиной  $y_0$ , к которой приближается сигнал в процессе восстановления, и величиной сигнала.

$$dy = -P1 \cdot y dR + P2(y_0 - y)dt = -(P1 \frac{dR}{dt} + P2)y + P2 \cdot y_0 dt, \quad (4.1)$$

где  $P1$  и  $P2$ , - некоторые константы. Считая мощность дозы  $\frac{dR}{dt}$  постоянной, что справедливо для большей части проведенных измерений, интегрируем выражение для  $dy$ :

$$y = P0 \cdot \exp^{-(P1 \frac{dR}{dt} + P2) \cdot t} + \frac{P2 \cdot y_0}{P1 \frac{dR}{dt} + P2} \quad (4.2)$$

Таким образом, функцию потерь сигнала можно представить как

Таблица 4.2: Результаты фита  $f(t) = a \cdot \exp^{-t/\tau} + (1 - a)$ 

	$a$	$\tau, hour$
Электрон	$0.104 \pm 0.002$	$30 \pm 2$
Синий светодиод	$0.054 \pm 0.002$	$34 \pm 5$

$$f(t) = a \cdot \exp^{-t/\tau} + (1 - a), \quad (4.3)$$

где параметр  $a$  задает потери света в насыщении при данной мощности дозы, когда время  $t$  стремится к бесконечности; параметр  $\tau$  задает постоянную времени насыщения потерь сигнала. В среднем для электрона  $a$  около 10%, для светодиода – около 5% при мощности дозы 15 рад/час. Постоянные времена  $\tau$  для исследуемых кристаллов близки к 30 часам и хорошо совпадают для сигнала от электрона и синего светодиода.

Результаты фита для кристаллов на Рис. 4.6(a) представлены в Таблице 4.2.

Как уже не раз отмечалось, результаты всех проведенных измерений корректировались с учетом данных мониторинговой системы. При этом коэффициент усиления ФЭУ отслеживался красным светодиодом, свет от которого также проходил через кристалл. Хотя падение прозрачности кристалла для красного света при облучении в 3–5 раз меньше, чем для синего [20], в некоторых образцах оно может быть значительно. Этот эффект приводит к тому, что потери от сигнала от электрона могут быть в 1.1 раз больше, чем представлено на графиках.

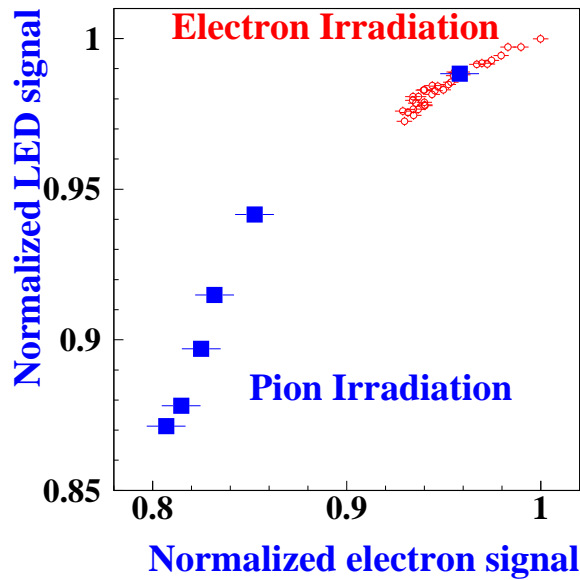


Рис. 4.7: Нормированный сигнал от синего светодиода в зависимости от нормированного сигнала от электрона для апатитского кристалла 1447 при облучении электронами и пионами.

### 4.3 Облучение высокоэнергичными пионами

Для сравнения поведения кристаллов  $\text{PbWO}_4$  при облучении электронами и адронами с частью прототипа калориметра, облученной электронами, были проведены исследования на пионном пучке с энергией 40 ГэВ. Размеры пионного пучка были выбраны 8 см  $\times$  6 см, где было сфокусировано 90% интенсивности. Облучались шесть кристаллов при мощностях доз от 10 до 30 рад/час. Было проведено пять циклов облучения по 15–20 часов каждый, между которыми матрица кристаллов калибровалась на электронном пучке низкой интенсивности.

Область радиационных повреждений в кристаллах при облучении пионами гораздо больше по сравнению с электронным облучением (см Рис. 4.1(c) и (d)). Поэтому после достижения насыщения потерь сигнала при электронном облучении, кристалл должен потерять свет дополнительно при облучении пионами даже с той же мощностью дозы. На Рис. 4.7 показаны такие потери для одного из кристаллов. Для этого кристалла мощность дозы при электронном облучении составляла 12 рад/час. Затем, когда в течение 85 часов облучение продолжалось в другой точке матрицы, он успел восстановиться. В результате первая точка пионного облучения выше точек с максимальными потерями сигнала при облучении электронами. Однако, в пионном пучке кристалл потерял 14% света, тогда как в электронном только 8%, хотя мощность дозы была одинакова.

Остальные исследуемые кристаллы также потеряли около 14% сигнала при облучении в пионном пучке.

На пионном пучке с энергией 40 ГэВ также были проведены исследования ради-

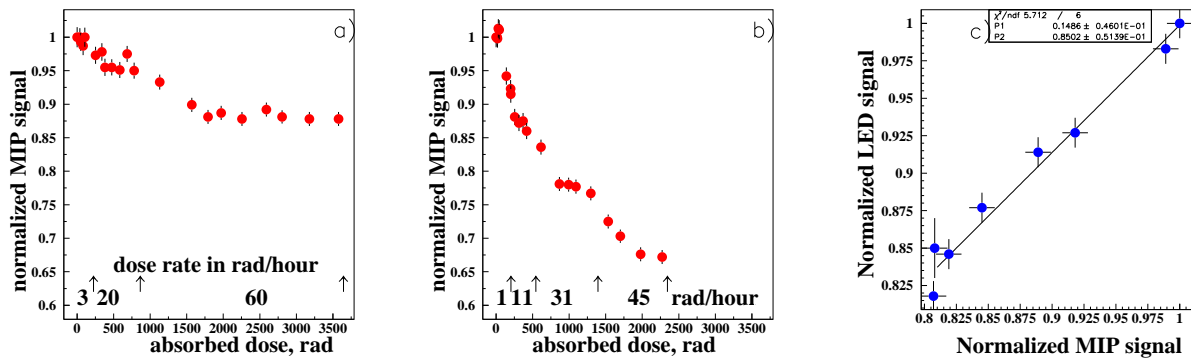


Рис. 4.8: Нормированный сигнал от минимально-ионизирующей частицы в зависимости от поглощенной дозы для кристаллов (a) S16 и (b) S20. (c) Корреляция между сигналами от светодиода и МIP при облучении пионами.

ационной стойкости при разных мощностях доз, что достигалось изменением интенсивности пучка от  $2 \times 10^5$  частиц за сброс до  $8 \times 10^6$  частиц за сброс. Длительность сброса составляла 1 сек из 10-ти секундного цикла ускорителя. Облучение при каждой мощности дозы длилось шесть часов, после чего интенсивность понижалась до нескольких тысяч за сброс и в течение двух часов измерялся сигнал минимально-ионизирующей частицы (МIP) от пиона, пролетевшего через кристалл без ядерного взаимодействия. Кроме того, несколько раз канал перестраивался на электроны с энергией 27 ГэВ, и прототип калориметра калибровался на электронах.

Зависимость сигнала МIP, нормированного на сигнал до облучения, от поглощенной дозы для двух кристаллов представлена на Рис. 4.8(a) и (b). Наблюдается насыщение потерь сигнала при постоянной мощности дозы, аналогично облучению в электронном пучке. При увеличении мощности дозы насыщение происходит при больших потерях сигнала.

Возможность мониторировать поведение кристаллов синим светодиодом имеет большое значение для разработки мониторинговой системы для электромагнитного калориметра эксперимента ВТeV. Поэтому и при облучении в пионном пучке большое внимание было уделено измерению корреляции между потерями сигнала от синего светодиода и сигнала от МIP (см Рис. 4.8(c)). Фитируя эти зависимости прямой, можно получить распределение коэффициентов пропорциональности со средним 0.7. Так же, как и в случае с сигналом от электрона, сигнал от МIP падает быстрее, чем сигнал мониторинговой системы.

Итоги исследований при облучении пионным пучком с несколькими мощностями доз представлены на Рис. 4.9(a). Здесь белыми кружками обозначены кристаллы из Богородицка, черными – из Шанхая. Исследуемые шесть кристаллов набрали более 1 крад интегральной дозы. Остальные 15 кристаллов облучались только периферией пучка, набрав не более 500 рад.

При облучении кристаллов уменьшается их прозрачность, что может привести к увеличению продольной неоднородности светосбора. Неоднородность светосбора влияет на энергетическое разрешение. Однако, если абсолютная величина потери света небольшая, ухудшение энергетического разрешения будет незаметным. Для

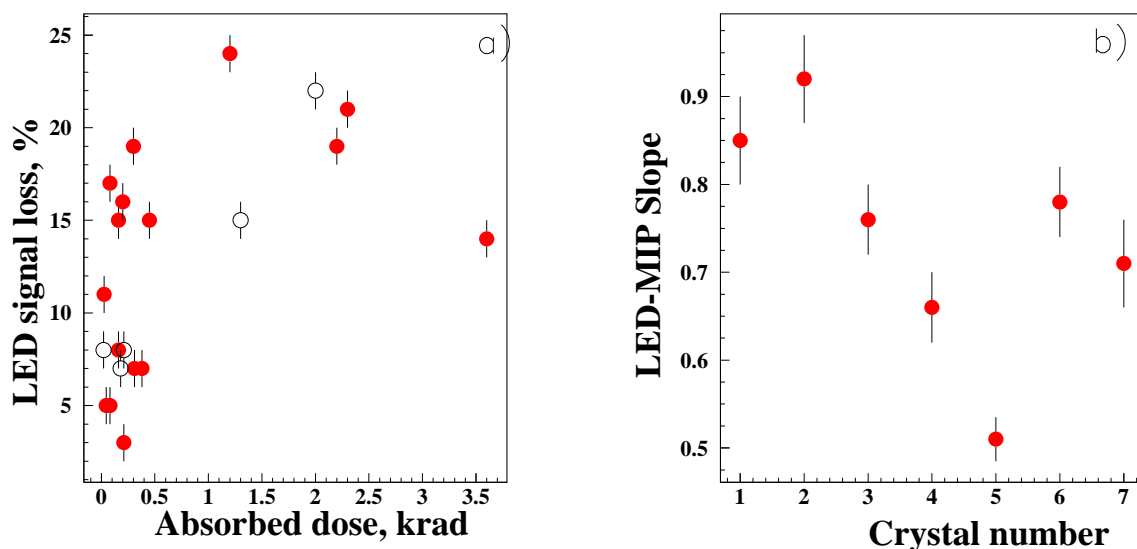


Рис. 4.9: (а) Зависимость потерь светодиодного сигнала от поглощенной дозы при облучении пионами 40 ГэВ в течение 10 дней для кристаллов матрицы. (б) Коэффициенты пропорциональности между изменением сигнала от светодиода и МIP для семи кристаллов при облучении пионами 40 ГэВ.

количественной оценки этого эффекта после облучения пионами в кристаллах была измерена неоднородность светосбора. Исследования проводились на поперечном мюонном пучке, как описано в предшествующей главе. При сравнении неоднородности светосбора до и после облучения в пределах ошибок измерения не было обнаружено разницы. Таким образом, облучение до 2–4 крад с мощностью дозы 60 рад/час не влияет на продольную неоднородность светосбора в исследуемых кристаллах  $\text{PbWO}_4$  и не дает соответствующий вклад в энергетическое разрешение.

Важная характеристика поведения кристаллов при радиационных нагрузках – это скорость восстановления их прозрачности. Восстановление измерялось в течение 15 дней после окончания облучения на сигнале от светодиода. Результат для одного из кристаллов представлен на Рис. 4.10. При фитировании зависимостей восстановления сигнала от времени экспоненциальной функцией, получается среднее значение постоянной времени восстановления ( $200 \pm 40$ ) часов. При этом сигнал от светодиода для шести кристаллов восстановился на  $(87 \pm 5)\%$  за 400 часов.



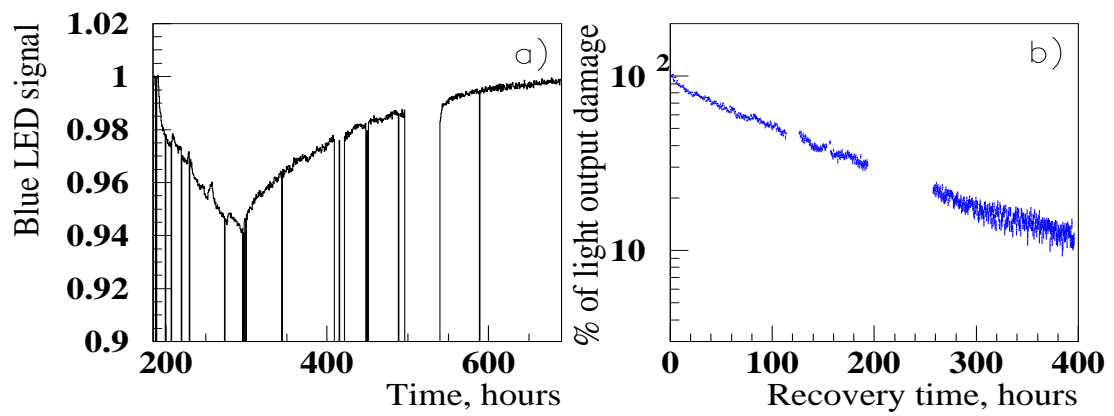


Рис. 4.10: (а) Сигнал от синего светодиода для апатитского кристалла 1434, который был облучен пионами 40 ГэВ в течение 100 часов, после чего в течение 400 часов измерялось восстановление прозрачности кристалла. (б) Уменьшение потерь сигнала синего светодиода про восстановлении прозрачности этого кристалла.

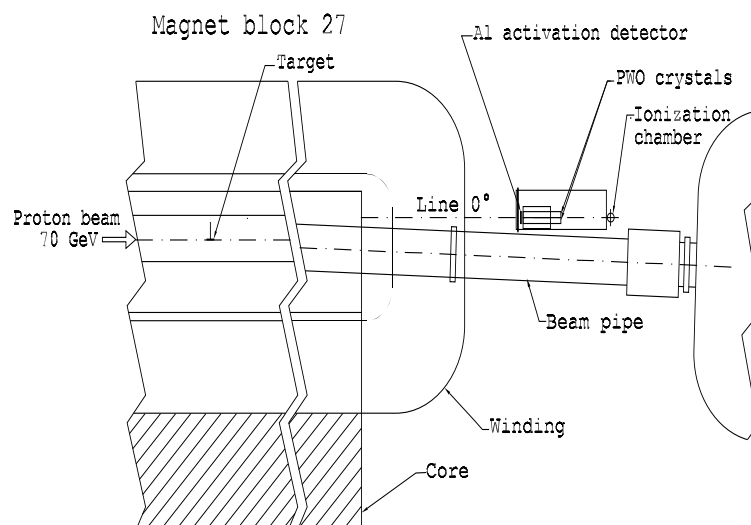


Рис. 4.11: Установка для облучения со сверхвысокими дозами.

#### 4.4 Поведение кристаллов при сверхвысоких мощностях доз.

Другой тип радиационных исследований проводился на установке внутри кольца У70 (см. Рис. 4.11) на вторичных частицах с внутренней мишени магнитного блока 27, где можно было получить очень высокие мощности доз и облучение в смешанном поле заряженных и нейтральных адронов и  $\gamma$ -квантов. До и после облучения кристаллы устанавливались в сборку для измерения сигналов от электрона и светодиода. В измерениях такого типа участвовали шесть кристаллов. Причем два из них облучались при очень высоких мощностях доз (100 крад/час), остальные при более низких мощностях доз в 1 крад/час. Для измерения поглощенной дозы использовались термо-люминесцентные дозиметры (TLD), прикрепленные на фронтальную грань кристаллов. В дополнение, уровень радиации в области облучения определялся ксеноновой ионизационной камерой. TLD и ионизационная камера были откалиброваны на радиоактивном источнике  $^{137}\text{Cs}$ . Такие комбинированные измерения поглощенной дозы, оценка точности которых составляет 30%, в пределах точности подтверждают расчеты программы MARS. Продольные профили мощности поглощенных доз при этом показаны на Рис. 4.3(a).

Два кристалла из Богородицка и Шанхая, B21 и S25, были облучены с мощностью дозы около 100 крад/час. Значения поглощенных доз при пяти облучениях подсчитаны в Таблице 4.3.

Результаты серии облучений с мощностью дозы 100 крад/час показаны на Рис. 4.12. Как уже отмечалось, до и после облучения кристаллы устанавливались в прототип калориметра для измерения их характеристик на электронном пучке с энергией 27 ГэВ. Между облучениями по техническим причинам необходимо было выждать время, достаточное для заметного восстановления свойств кристалла. Так, богородицкий кристалл (см. Рис. 4.12(a)) потерял 33% от первоначальной величины сигнала

Таблица 4.3: Максимальные значения поглощенных доз для кристаллов В21 и S25 при пяти экспозициях при мощности дозы 100 крэд/час.

Время облучения (минуты)	Доза для В21 (крэд)	Доза для S25 (крэд)
0.83	3.4	1.8
9.67	40	21
66	270	140
475	1970	1020
747	3100	1610

ла в процессе первого облучения до интегральной дозы 3.4 крэд. В процессе второго облучения интегральная доза выросла до 43 крэд, сигнал упал на 43%. Затем данный кристалл восстанавливался в течение 47 часов, и сигнал с него вырос до 70% от первоначального. Третье облучение (до 313 крэд) привело к уменьшению сигнала до 49%, который затем восстановился за 32 часа до 57%. При четвертом облучении была достигнута интегральная доза 2300 крэд и падение сигнала до уровня 37%.

На Рис. 4.12(b) представлена история шанхайского кристалла при облучении с такой же мощностью дозы. После первых 1.8 крэд он потерял 18% сигнала, последующее увеличение дозы до 23 крэд привело к падению сигнала на 33%. За 47 часов сигнал восстановился до уровня 69%. Третье и четвертое облучение до 163 крэд и 2800 крэд привели к потерям сигнала до уровня 66% и 33% соответственно.

Один из наиболее важных выводов из этих исследований в том, что даже после интегральной дозы в 2.5 Мрад при облучении с мощностью дозы 100 крэд/час оба кристалла остались работоспособными, хотя и потеряли 2/3 света. В электромагнитном калориметре ВTeV только около 0.1% всех кристаллов наберут за год аналогичную интегральную дозу. Коэффициенты зависимости потерь светодиодного сигнала от потерь электронного сигнала для обоих кристаллов представлены на Рис. 4.13. Кроме того, для этих кристаллов было измерено энергетическое разрешение (без учета энергоснабжения во всей сборке) для электронов с энергией 27 ГэВ. После дозы в 2.5 Мрад энергетическое разрешение для богородицкого кристалла упало на 20%, шанхайского – на 50%.

Другие четыре кристалла, богородицкие В17, В9 и шанхайские S22, S18, облучались на той же установке, но при пониженной интенсивности протонного пучка в кольце У70. При этом мощность дозы упала до 1 крэд/час. Поглощенные дозы при четырех облучениях для этих кристаллов собраны в Таблице 4.4. Анализ данных, полученных в результате этих облучений, подтверждает результаты облучения на пучке в канале 2Б. После первого облучения этой серии (мощность дозы 0.5–1 крэд/час) кристаллы набрали 350–700 рад, потеряв 10% (шанхайские) и 25% (богородицкие). Дальнейшие облучения с точностью до систематических ошибок в 3% не изменяли свойств кристаллов.

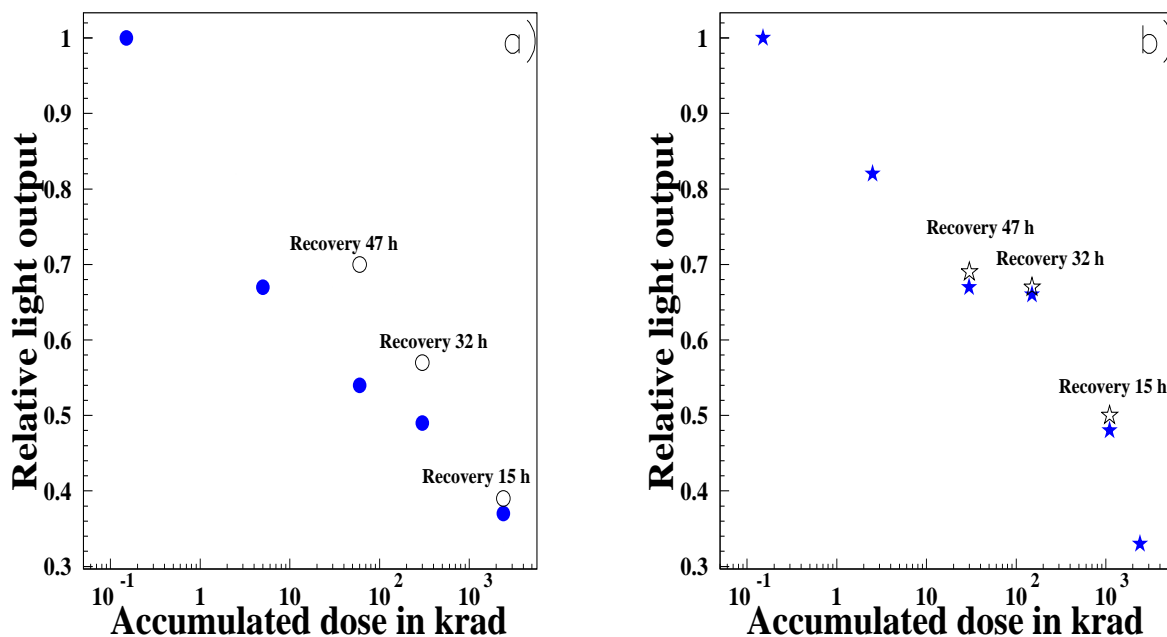


Рис. 4.12: Сигнал от электрона 27 ГэВ для (а) богородицкого кристалла В21 и (б) шанхайского S25 в зависимости от поглощенной дозы в крад при нескольких последовательных экспозициях на установке сверхвысоких мощностей доз. Нижние точки соответствуют измерениям сразу после облучения, верхние – после некоторого времени восстановления.

Таблица 4.4: Максимальные значения поглощенных доз для кристаллов В17, В9 и S22, S18 при четырех экспозициях при мощности дозы 1 крад/час.

Время облучения (мин)	Доза для В17 (крад)	Доза для В9 (крад)	Доза для S22 (крад)	Доза для S18 (крад)
25	0.7	0.7	0.35	0.35
72	2	2	1	1
60	1.7	1.7	0.8	0.8
60	1.7	1.7	0.8	0.8

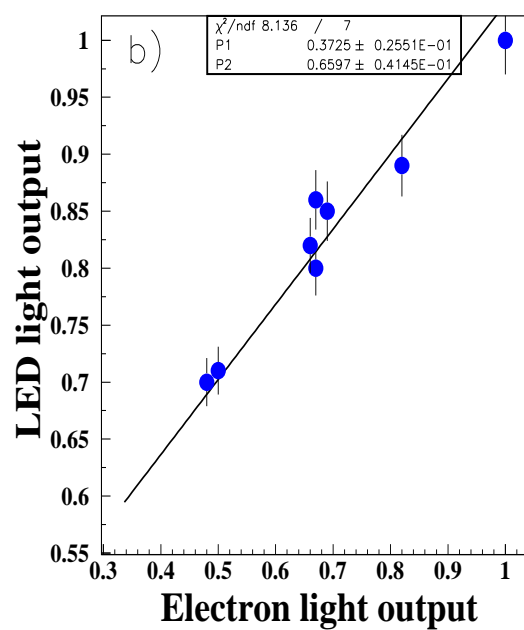
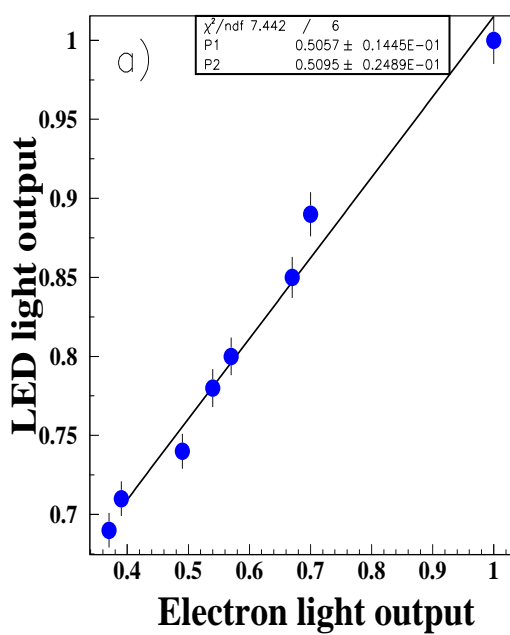


Рис. 4.13: Корреляция сигнала от синего светодиода и электрона для кристаллов (а) В21 и (b) S25.

# Заключение

В рамках подготовки нового эксперимента VTeV в Фермилабе при решающем вкладе диссертанта была проведена работа по изучению свойств прототипа электромагнитного калориметра на основе сцинтиллирующих кристаллов вольфрамата свинца. В диссертационной работе описана установка по изучению свойств прототипа электромагнитного калориметра, а также методика измерений и анализа полученных данных. Основные результаты и выводы следующие.

1. При активном участии диссертанта была проведена работа по оптимизации канала 2B на ускорителе У70 и созданию специализированной установки для исследования свойств прототипа электромагнитного калориметра эксперимента VTeV. В состав установки входит прототип электромагнитного калориметра с полномасштабной системой сбора данных и медленного контроля, включающей систему термостабилизации. Кроме того, для повышения точности измерений энергетического и координатного разрешения, как часть установки, была создана система прецизионного измерения импульса пучковой частицы ( $\sigma_p/p = 0.13\%$  при 45 ГэВ).
2. При участии соискателя на электронном пучке измерены энергетическое и координатное разрешение прототипа электромагнитного калориметра. Полученные результаты можно назвать рекордными для калориметров на основе кристаллов  $PbWO_4$  с ФЭУ в качестве фотоприемника.

Для энергетического разрешения:

- получен стохастический член  $(1.8 \pm 0.1)\%$ , что совпадает с расчетами по методу Монте-Карло и удовлетворяет требованиям на калориметр для эксперимента VTeV;
- зависимость энергетического разрешения от угла не ухудшается до  $5^\circ$ ;
- нет заметной разницы в разрешении для кристаллов российского и китайского производства;

Для координатного разрешения:

- Получен стохастический член 2.8 мм, что совпадает с результатами моделирования;
- координатное разрешение резко ухудшается при углах попадания электрона на кристалл более пяти градусов к нормали (в 2.5 раза при  $15^\circ$  для электрона с энергией 27 ГэВ);

Для отработки алгоритмов реконструкции было исследовано также развитие ливня в прототипе калориметра. В результате для поперечного профиля ливня было получено, что:

- 76% от полной энергии электромагнитного ливня выделяется в одном кристалле (при попадании электрона в центр кристалла);
  - относительное энерговыделение в одном кристалле, характеризующее поперечный профиль ливня, слабо зависит от энергии (изменение составляет 1% в диапазоне энергий электрона 1–45 ГэВ);
  - моделирование электромагнитного ливня по методу Монте-Карло дает более узкий профиль ливня в калориметре на кристаллах  $\text{PbWO}_4$ , по сравнению с измеренным экспериментально (82% энерговыделения в одном кристалле вместо 76%).
3. С использованием поперечного мюонного пучка измерена продольная неоднородность светосбора с кристаллов  $\text{PbWO}_4$ . Моделированием по методу Монте-Карло оценено влияние этой неоднородности на характеристики прототипа калориметра.
4. Известная температурная зависимость световыхода  $\text{PbWO}_4$  измерена с более высокой, чем в ранее проведенных исследованиях, точностью и составляет  $(-2.31 \pm 0.02)\%/^{\circ}\text{C}$  (при  $18^{\circ}\text{C}$ )
5. Впервые проведены измерения радиационной стойкости кристаллов  $\text{PbWO}_4$  при облучении высокоэнергичными электронным и адронными пучками, а также смешанным спектром частиц, с новой остротой поставившие проблему радиационной стойкости  $\text{PbWO}_4$ . Основным вывод проведенных исследований можно сформулировать так: уже при облучении с мощностью дозы в несколько крэд, при котором будет работать калориметр ВTeV, кристаллы  $\text{PbWO}_4$  заметно теряют сигнал, в основном за счет потери прозрачности. Потери сигнала с кристаллов при облучении интенсивными высокоэнергичными пучками составляют:
- при облучении электронами с энергией 27 ГэВ с мощностью дозы 10-25 рад/час восемь кристаллов в среднем потеряли 8 %, однако при облучении пионами с энергией 40 ГэВ со сравнимой мощностью дозы кристаллы потеряли 12 %;
  - при облучении пионами с энергией 40 ГэВ с мощностью дозы 30-60 рад/час пять кристаллов в среднем потеряли 20%;
  - при облучении в смешанных полях заряженных адронов,  $\gamma$ -квантов и нейтронов со средней энергией 10 ГэВ и мощностью дозы 500 рад/час два кристалла потеряли 10%, а при облучении с мощностью дозы 1 крэд/ч потери составили 25%;
  - при облучении со сверхвысокими мощностями доз 100 крэд/час (интегральная доза 2.5 Мрад) – сигнал упал в три раза.

6. Важно отметить, что наблюдается насыщение потерь сигнала при постоянной мощности дозы. Таким образом, калориметр на  $\text{PbWO}_4$  может работать в эксперименте  $\text{VTeV}$ , при условии постоянной калибровки во время набора данных.
7. Для учета потерь сигнала может быть использована мониторинговая система на светодиодах. Такая система на основе нескольких светодиодов с излучением разной длины волны для мониторинга потерь прозрачности кристаллов в зависимости от поглощенной дозы была предложена и опробована на прототипе калориметра.
8. Для применения системы мониторинга на светодиодах была изучена корреляция между изменением сигнала от светодиода и пучка ( $e^-$  или MIP). Зависимость потерь сигнала от светодиода от потерь сигнала от пучка может быть представлена линейной функцией в диапазоне измерения с коэффициентами пропорциональности 0.3–0.6 при облучении электронами и 0.5–0.9 при облучении адронами для разных кристаллов.
9. При облучении однородность светосбора вдоль кристалла с точностью измерений не изменяется при мощностях доз, ожидаемых в калориметре  $\text{VTeV}$ . Таким образом, при условиях указанных выше энергетическое разрешение калориметра не зависит от поглощенной дозы.
10. В отсутствие пучка, между сеансами работы ускорителя, на прототипе калориметра были проведены исследования восстановления прозрачности кристаллов с использованием мониторинга синим светодиодом. Были получены следующие результаты: среднее время восстановления составляет  $200 \pm 40$  часов; за 400 часов восстанавливается 87% от потери сигнала.

В заключении автор хотел бы выразить благодарность научному руководителю дфмн А.Н.Васильеву за постановку задачи, поддержку и внимательное руководство. Автор признателен членам сотрудничества  $\text{VTeV}$ : Фермилабу, Сиракузскому Университету и Университету Миннесоты за предоставленную электронику для системы сбора данных и исследуемые кристаллы  $\text{PbWO}_4$ , а также лично руководителям эксперимента  $\text{VTeV}$  Д. Батлеру, Ш. Стоуну и Ю. Куботе за плодотворное сотрудничество, интересные идеи и критические замечания. Кроме того, автор благодарен за неоценимую помощь в подготовке измерений, наборе статистики и анализе данных всей группе ИФВЭ в  $\text{VTeV}$ : В.А. Батарину, Ю.М. Гончаренко, В.Н. Гришину, В.С. Дацко, А.А. Деревщикову, В.А. Качанову, А.С. Константинову, В.И. Кравцову, В.М. Леонтьеву, В.С. Луканину, В.А. Маишееву, Ю.А. Матуленко, А.П. Мещанину, Ю.М. Мельнику, Н.Е. Михалину, Н.Г. Минаеву, В.В. Мочалову, Д.А. Морозову, Л.В. Ногач, В.А. Пикалову, А.В. Рязанцеву, Л.Ф. Соловьеву, М.Н. Уханову, А.В. Узуняну, Ю.В. Фомину, В.Ю. Ходыреву, К.Е. Шестерманову, А.Е. Якутину и безвременно ушедшему В.Л. Соловьянову, а также американским коллегам Р. Маунтэйну, К. Хрусталеву, В. Фролову, Ю. Ярбе и коллегам из эксперимента  $\text{LHCb}$  Р.И. Дзелядину и А.К. Коноплянникову.



# Литература

- [1] J.H. Christenson et al., *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138
- [2] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531 N. Kobayashi and K. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652
- [3] K. Abe et al., *Phys. Rev.* **D66** (2002) 071102(R)
- [4] B. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, (2002) 201802
- [5] A. Kulyavtsev et al., "Proposal for an Experiment to Measure Mixing, CP Violation and Rare Decays in Charm and Beauty Particle Decays at the Fermilab Collider - BTeV," May 2000; G. Y. Drobychev et al., "Update to Proposal for an Experiment to Measure Mixing, CP Violation and Rare Decays in Charm and Beauty Particle Decays at the Fermilab Collider - BTeV," March 2002. See <http://www-btev.fnal.gov/public/hep/general/proposal/index.shtml> .
- [6] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945 (1983).
- [7] R. Aleksan, B. Kayser and D. London, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 18 (1994) (hep-ph/9403341).
- [8] E. Blucher, B. Gittelman, B. K. Heltsley, J. Kandaswamy, R. Kowalewski, Y. Kubota, N. Mistry, A. Bean, and S. Stone, "Tests of Cesium Iodide Crystals for an Electromagnetic Calorimeter," *Nucl. Instr. and Meth.* **A249**, 201 (1986).
- [9] O.V. Buyanov et al., A first electromagnetic calorimeter prototype of PbWO<sub>4</sub> crystals. NIM, A349, 62–69, 1994.
- [10] O. Buyanov *et al.*, Beam studies of EM Calorimeter Prototype Built of PbWO<sub>4</sub> Crystals - Preprint IHEP 93-144, Protvino, 1993; Published in Proceedings of Calorimetry in High Energy Physics, 1993, La Biodola, Italy, pp.292-300.
- [11] CMS, The Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4 (1997).
- [12] ALICE, Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS), CERN/LHCC 99-4, ALICE TDR 2 (1999).
- [13] R. J. Yarema et al., A Fast Wide Range Charge Integrator and Encoder ASIC For Photomultiplier Tubes, FEMILAB-PUB-92-311 (1992).

- [14] A.I.Alikhanyan et al, Intern. Conf. Instr. for high energy physics, Dubna, 1970; Preprint IHEP 70-105, Serpukhov, 1970.
- [15] A.M.Frolov et al, NIM, 216 (1983) 93-97.
- [16] GARFIELD, Simulation of gaseous detectors, CERN Writeup W5050, 2001, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>
- [17] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, Computing and Networks Division, CERN
- [18] Бушнин Ю.Б., Коноплянников А.К., Препринт ИФВЭ 92–105, Протвино 1992.
- [19] V.A.Kachanov et al., Light source for energy stabilization of calorimeter detectors based on photodetectors. NIM, A314, 215–218, 1992.
- [20] E. Auffray, Results on different measurements on Endcap crystals(2368-2467) made in RC CERN/lab27, CERN, CMS, in: Minutes of the Detector Performance Group meeting on June 11, 2002.  
E.Auffray et al., Comparison of different irradiation procedures for recently optimized russian  $PbWO_4$  crystals, CERN, CMS NOTE 98/069 (1998).
- [21] J.P.Peigneux et al., Nucl.Instr. and Meth. A378 (1996) 410
- [22] A.A. Annenkov et al., Nucl. Instr. and Meth. A490(2002)30-50.
- [23] S.Baccaro et al., Further understanding of  $PbWO_4$  scintillator characteristics and their optimization, CERN, CMS NOTE 2000/002 (2000);  
G.Davies et al., A study of the monitoring of radiation damage to CMS ECAL crystals, performed at X5-GIF,CERN, CMS NOTE 2000/020 (2000);  
H.F.Chen et al., Measurements of  $PbWO_4$  crystals behavior under irradiation, CERN CMS CR 1999/027 (1999).
- [24] P.Lecoq, Lead Tungstate Production for CMS, in: Proc. 6th Annual RDMS CMS Collaboration Meeting.  
A.Annenkov et al., Radiation Damage Kinetics in PWO Crystal, CERN, CMS NOTE 1997/008 (1997).
- [25] A. Uzunian, A. Vasiliev, J. Yarba, First results on simulation of radiation environment at BTeV electromagnetic calorimeter, IHEP preprint 2001-24, Protvino 2001; BTeV NOTE BTeV-int-2001/17 (2001).
- [26] M.Huhtinen,Dose profiles in ECAL crystals for various irradiation conditions, CERN, CMS NOTE 1998/055 (1998).
- [27] I.Azhgirey, I.Kurochkin, V.Talanov, Development of MARS code package for radiation aspects of electronuclear installations design, in: Proc. 15th Conf. on Charged Particles Accelerators, Protvino, 22024 October, 1996, p.74.  
I.Azhgirey et al., Calculation of high-energy hadron spectra at the CERN-CEC

reference field facility by the MARS'95 and HADRON codes, Nucl. Instr. and Meth., A408(1998)535-542.

- [28] Ren-Yuan Zhu, Radiation damage in scintillating crystals, Nucl. Instr. and Meth., A413(1998)297-311.

# Список иллюстраций

1.1	Общий вид установки ВТeV . . . . .	9
2.1	Структура канала 2Б. Q – квадруполь, M - диполь, C - коллиматоры. Расстояния в мм. . . . .	15
2.2	Система мечения. DC – дрейфовые камеры трековой системы, M14 – анализирующий магнит, стрелками показаны местоположения пучковых сцинтилляционных счетчиков. (Расстояния в мм) . . . . .	16
2.3	Структура дублета каждой дрейфовой камеры для одной плоскости. . . . .	16
2.4	Зависимость времени дрейфа от координаты трека. . . . .	17
2.5	Эффективность по ячейке для x-плоскости камеры DC2. X=0 соответствует позиции сигнальной проволоки первой плоскости. Минимумы вызваны и соответствуют позициям полевых проволок в обеих плоскостях. . . . .	17
2.6	Типичное распределение для поперечного расстояния в центре магнита между треками проведенными по DC1-DC2 и DC3-DC4 . . . . .	19
2.7	Зависимость RMS для распределения поперечного расстояния при разных энергиях. Сплошная линия соответствует моделированию методом Монте Карло . . . . .	21
2.8	Энергетический спектр электронного пучка 10 ГэВ. . . . .	22
2.9	Таблица подсоединений матрицы кристаллов. Вид со стороны ФЭУ. Точками отмечены положения термодатчиков: с TS1 по TS11 на передней части матрицы, с TS13 по TS23 – со стороны ФЭУ. . . . .	23
2.10	Блок-схема системы сбора данных . . . . .	25
2.11	Корреляция изменения светодиодного сигнала (по оси X) и сигнала с прототипа ESCAL от электрона (слева). Зависимость светодиодного сигнала (отсчеты АЦП) от времени. Каждая точка усредняется за 90 секунд. Данные для электрона с энергией 27 ГэВ. . . . .	30
2.12	Энергетическое разрешение до и после коррекции коэффициента умножения ФЭУ с использованием информации светодиодной системы. . . . .	31
2.13	(а) Сигнал от красного светодиода для ФЭУ N743 как функция времени. (б) Интенсивность пучка в этом счетчике от времени. . . . .	32
2.14	Поведение ФЭУ N743 на стенде для изучения нестабильности коэффициента усиления. . . . .	32
2.15	(а) Интенсивность электронного пучка от времени для шанхайского кристалла S22. Поведение сигнала от синего светодиода для этого кристалла до (б) и после (с) коррекции на красный. . . . .	33

2.16	(а) Спектр $\alpha$ -источника, набранный за 1.5 часа. $\text{Sigma}/\text{mean} = 2.3\%$ при фитировании гауссом. (b) Нормированный сигнал от $\alpha$ в зависимости от времени. Каждая точка соответствует 15 минутам измерения. . . . .	34
3.1	Потери энергии для минимально-ионизирующих частиц. Каждая гистограмма соответствует 1 см вдоль кристалла. Точки 1–11. . . . .	36
3.2	Потери энергии для минимально-ионизирующих частиц. Каждая гистограмма соответствует 1 см вдоль кристалла. Точки 12–22. . . . .	36
3.3	Результаты фитирования гистограмм энергетических потерь для 5-ти кристаллов в зависимости от положения мюонного пучка вдоль кристалла. Положение ФЭУ соответствует $X=0$ см. Световыход по оси $Y$ нормирован на световыход при $X=11$ см. . . . .	37
3.4	Распределение по коэффициентам неоднородности световыхода. Заполненная гистограмма соответствует 20-ти шанхайских, а открытая соответствует 5-ти богородицким кристаллам. . . . .	38
3.5	Измеренное энергетическое разрешение в зависимости от энергии. Данные и фит. . . . .	39
3.6	Сравнение измеренного энергетического разрешения с моделированием программой GEANT. Кривая I показывает результат моделирования с учетом только флуктуаций ливня. Кривая II получена с учетом неоднородности световыхода вдоль кристалла. На кривой III включена фотостатистика. Точки представляют данные измерений. . . . .	41
3.7	Зависимость энергетического разрешения от угла падения электрона. Разрешение нормировано на разрешение при $0^\circ$ . Точками отмечены данные для энергии 27 ГэВ, треугольниками – 10 ГэВ. . . . .	42
3.8	Зависимость световыхода от температуры. По оси $Y$ отложена энергия в ГэВ с прототипа калориметра. Измерения проводились для электронного пучка с энергией 10 ГэВ (слева) и 27 ГэВ (на правом рисунке). . . . .	43
3.9	Профиль электромагнитного ливня для электронов 45 ГэВ. . . . .	44
3.10	Зависимость энерговыделения в центральном кристалле матрицы от энергии. Выбираются события, когда электрон попадает в $4 \times 4 \text{ mm}^2$ в центре. . . . .	46
3.11	Измеренная методом взвешивания координата в зависимости от координаты по трековой системе (S-кривая). . . . .	47
3.12	Зависимость координаты восстановленной по матрице $\text{PbWO}_4$ (по оси $Y$ ) от координаты, измеренной трековой системой. . . . .	48
3.13	Измеренная зависимость координатного разрешения от энергии (использовались данные со сборки кристаллов $3 \times 3$ ). Кривая соответствует фиту экспериментальных данных. . . . .	49
3.14	Измеренная зависимость координатного разрешения от точки попадания электрона в кристалл. Ноль по оси $X$ соответствует центру кристалла. Кривая представляет данные моделирования. . . . .	49

3.15	Зависимость координатного разрешения от угла попадания электрона в кристалл, нормированного на координатное разрешение при попадании под $90^\circ$ . Точки представляют данные для 10 ГэВ электронов, треугольники – для 27 ГэВ электронов. . . . .	51
4.1	Продольные профили поглощенной дозы в вертикальной (а) и горизонтальной (b) плоскостях калориметра ВТeV при разных значениях быстрот и на канале 2Б для пионного пучка 40 ГэВ (с) и электронного 27 GeV (d). Длина кристаллов 22 см. Профиль дозы для электронного пучка нормирован на $10^4 e^-/\text{sec}$ , для пионного – на $10^5 \pi/\text{sec}$ . . . . .	54
4.2	(а) Спектр облучения для ВТeV EMCAL. (b) Спектр облучения на специализированной установке в кольце У-70 для облучения сверхвысокими мощностями дозами. . . . .	55
4.3	Мощности поглощенных доз вдоль кристалла, получаемые на установке для облучения сверхвысокими мощностями доз для двух экспозиций (а) и (b), где интенсивность протонов в кольце У-70 при первой экспозиции на три порядка выше, чем при второй. . . . .	56
4.4	(а) Нормированный сигнал от 27 ГэВ электрона для кристалла В14 при 85-часовом облучении.(b) Интенсивность пучка в единицах мощности дозы. (с) Поглощенная доза. . . . .	58
4.5	Сигнал от электрона в зависимости от поглощенной дозы для кристаллов (а) В14, В22, В12, В16, (b) для шанхайских S22, S14 (пустые круги) и апатитских 1447, 1434 (заполненные круги). Кристаллы облучались электронами 27 ГэВ, каждый кристалл при своей фиксированной мощности дозы в течение 85 часов. . . . .	58
4.6	(а) Сигналы от синего светодиода и электрона для кристалла S22 при облучении электронами 27 ГэВ при мощности дозы 16 рад/час. (b) Корреляция светодиод–электрон для этого кристалла. (с) Коэффициенты пропорциональности светодиод–электрон для семи кристаллов. Квадратами обозначены данные для кристаллов В12, В13, В14 и В17, треугольниками – для S14 и S22 и крестами – для апатитского кристалла 1447. . . . .	59
4.7	Нормированный сигнал от синего светодиода в зависимости от нормированного сигнала от электрона для апатитского кристалла 1447 при облучении электронами и пионами. . . . .	61
4.8	Нормированный сигнал от минимально-ионизирующей частицы в зависимости от поглощенной дозы для кристаллов (а) S16 и (b) S20.(с) Корреляция между сигналами от светодиода и МIP при облучении пионами. . . . .	62
4.9	(а) Зависимость потерь светодиодного сигнала от поглощенной дозы при облучении пионами 40 ГэВ в течение 10 дней для кристаллов матрицы. (b) Коэффициенты пропорциональности между изменением сигнала от светодиода и МIP для семи кристаллов при облучении пионами 40 ГэВ. . . . .	63

4.10 (а) Сигнал от синего светодиода для апатитского кристалла 1434, который был облучен пионами 40 ГэВ в течение 100 часов, после чего в течение 400 часов измерялось восстановление прозрачности кристалла.	
(b) Уменьшение потерь сигнала синего светодиода про восстановлении прозрачности этого кристалла. . . . .	64
4.11 Установка для облучения со сверхвысокими дозами. . . . .	65
4.12 Сигнал от электрона 27 ГэВ для (а) богородицкого кристалла В21 и (b) шанхайского S25 в зависимости от поглощенной дозы в крад при нескольких последовательных экспозициях на установке сверхвысоких мощностей доз. Нижние точки соответствуют измерениям сразу после облучения, верхние – после некоторого времени восстановления. . . . .	67
4.13 Корреляция сигнала от синего светодиода и электрона для кристаллов (а) В21 и (b) S25. . . . .	68

# Список таблиц

1.1	Измерения параметров СКМ для $b$ -кварков . . . . .	8
1.2	Свойства кристаллов $PbWO_4$ . . . . .	12
1.3	Электромагнитный калориметр ВТeV . . . . .	12
2.1	Результаты моделирования и измерений импульсного разрешения. $\sigma_p^*$ означает FWHM/2.35. . . . .	21
2.2	Содержание электронов в пучке при разных энергиях . . . . .	22
3.1	Энерговыделение в %, когда электрон попадает в центр матрицы. Верхние линии для среднего при энергиях 1 и 2 ГэВ, нижние – 45 ГэВ. “центр. кр.” обозначает центральный кристалл сборки, “+1” и “+2” – соседние с ним по вертикали и горизонтали кристаллы. . . . .	45
4.1	Распределение поглощенных доз и мощностей доз в максимуме профиля дозы по кристаллу для калориметра ВТeV. (100 рад = 1 Gy) . . . . .	53
4.2	Результаты фита $f(t) = a \cdot \exp^{-t/\tau} + (1 - a)$ . . . . .	60
4.3	Максимальные значения поглощенных доз для кристаллов В21 и S25 при пяти экспозициях при мощности дозы 100 крад/час. . . . .	66
4.4	Максимальные значения поглощенных доз для кристаллов В17, В9 и S22, S18 при четырех экспозициях при мощности дозы 1 крад/час. . . . .	67