

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

На правах рукописи

БОБРОВНИКОВ Виктор Сергеевич

**Тестовый пучок электронов
комплекса ВЭПП-4**

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико – математических наук

Научный руководитель:
доктор физико – математических наук

Блинов Владимир Евгеньевич

НОВОСИБИРСК – 2017

Оглавление

Введение	4
ГЛАВА 1. Тестовые пучки в мире	9
ГЛАВА 2. Описание установки	14
2.1. Метод получения тестового пучка	14
2.2. Расположение установки	15
2.3. Подвижный конвертор	17
2.4. Система триггерных счетчиков	18
2.5. Измерение положения пучка гамма-квантов	20
2.6. Поворотный магнит	21
2.6.1. Измерение зависимости поля в магните от тока	22
2.6.2. Измерение распределения магнитного поля	24
2.7. Координатная система	26
2.7.1. Дрейфовые камеры	27
2.7.2. Координатные детекторы на основе ГЭУ	30
2.7.3. Процедура выставки детекторов на основе ГЭУ	32
2.8. Калориметр полного поглощения	34
2.8.1. Калибровка энергетической шкалы и измерения разрешения по энергии	35
2.9. Режимы работы установки	43
2.10. Расположение и выставка оборудования в экспериментальном зале	45
2.11. Система сбора данных	49
2.11.1. Используемая электроника	49
2.11.2. Программное обеспечение	54
ГЛАВА 3. Оптимизация параметров установки	58
3.1. Программный пакет для моделирования	58
3.2. Подвижной конвертор	60
3.3. Конверсионная мишень	66

ГЛАВА 4. Параметры тестового пучка электронов	69
4.1. Энергетический разброс	69
4.1.1. Выставка координатных детекторов	70
4.1.2. Процедура отбора событий	72
4.1.3. Результаты измерений	74
4.2. Энергетическое разрешение	77
4.2.1. Процедура измерения импульса тестовых электронов	77
4.2.2. Исследование точности измерения импульса	79
4.2.3. Экспериментальная проверка процедуры измерения импульса	83
4.3. Скорость счета полезных событий	89
ГЛАВА 5. Измерения с пучком тестовых электронов	92
5.1. Тестирование прототипов детектора ФАРИЧ	93
5.2. Исследование детекторов на основе микроканальных пластин	99
5.3. Калибровка координатных детекторов на основе ГЭУ	101
Заключение	103
Список литературы	106

Введение

С момента проведения первых экспериментов в области физики элементарных частиц сменилось несколько поколений детекторов. Детекторы непрерывно усложняются и совершенствуются, при этом их масштаб и стоимость постоянно возрастают. В качестве примеров можно привести детектор ATLAS, работающий на большом адронном коллайдере в CERN (Швейцария), и недавно созданный детектор Belle II на электрон–позитронном коллайдере SuperKEKB в КЕК (Япония).

При создании установок такого уровня цена ошибки становится значительной и требуется более тщательная проработка систем детектора перед их изготовлением. Процесс создания системы детектора обычно состоит из нескольких этапов:

- оптимизация параметров системы исходя из требований физической программы;
- изготовление одного или нескольких прототипов детекторов и проведение их испытаний;
- создание конструкции системы и изготовление детектора.

Обязательным этапом создания любой системы является тестирование прототипа детектора с реальными частицами. Это позволяет экспериментально проверить заложенные при его конструировании принципиальные решения, и, при необходимости, внести поправки в конструкцию системы на стадии проектирования.

В области энергий 0.1 – 10 МэВ для калибровки детекторов используют радиоактивные бета и гамма источники (Co^{60} , Cs^{137} , Sr^{90} и другие). Если для калибровки прототипов детекторов требуются частицы с большими энергиями, то используются космические лучи или специализированные тестовые пучки частиц. Космические лучи имеют низкую интенсивность $\simeq 1$ Гц/дм² и большой разброс энергий, что ограничивает область их применения. Поэтому все чаще для работы с прототипами детекторов применяют тестовые пучки частиц с контролируемыми параметрами, такими как импульс и интенсивность. Установки для получения тестовых пучков есть во многих крупных международных центрах, таких как CERN (Швейцария), Fermilab (США), DESY (Германия) и многих других.

В Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН) последние несколько лет активно ведутся методические работы по разработке детекторов для физики высоких энергий и ядерных исследований. К ним относятся:

- разработка детектора для регистрации черенковских колец – ФАРИЧ (от англ. FARICH – Focusing Aerogel Ring Image CHerenkov) [1], который является перспективной системой идентификации частиц для следующих проектов:
 - Супер Чарм–Тау фабрики (г. Новосибирск): идентификация μ/π с импульсами до 1700 МэВ/с, площадь детектора около 21 м², число каналов порядка 10⁶ [2];
 - модернизации детектора HMPID (High Momentum Particle IDentification) для ALICE (Швейцария): разделение π/K с импульсами до 10000 МэВ/с и K/p с импульсами до 15000 МэВ/с, площадь детектора равна 3 м² [3];
 - системы РИЧ (от англ. RICH – Ring Image CHerenkov) переднего спектрометра детектора PANDA (Германия): разделение $\pi/K/p$ с импульсами до 10000 МэВ/с, площадь детектора 3 м² [4].
- разработка перспективных приборов на основе микроканальных пластин для время пролетных систем с временным разрешением на уровне 20 пс, что позволит: разделять частицы на уровне лучше 3σ , например, π/K с импульсами до 2500 МэВ/с и K/p с импульсами до 4000 МэВ/с, и использовать эти приборы для подавления наложения событий в калориметрах в условиях большой светимости, например, на большом адронном коллайдере [5].
- разработка координатных детекторов на базе ГЭУ (Газовые Электронные Умножители) [6]. Эти детекторы активно применяются в экспериментах, проводимых в ИЯФ СО РАН с универсальным магнитным детектором КЕДР [7], установке ДЕЙТРОН, предназначенной для изучения рассеяния электронов на поляризованных ядрах дейтерия [8], а также в измерениях с использованием синхротронного излучения [9].

При работе с прототипами, особенно на начальных этапах, наиболее эффективной является работа на тестовом пучке с перерывами для анализа полученных данных и по-

следующим внесением необходимых изменений в конструкцию прототипа. Для исследовательских групп из ИЯФ СО РАН работа на тестовых пучках в международных центрах в таком режиме затруднена по следующим причинам:

- смены на тестовых пучках расписаны на годы вперед;
- стоимость смен и необходимые накладные расходы на перевозку оборудования велики.

Все вышеперечисленное делает актуальным создание специализированной установки для проведения измерений с тестовым пучком электронов в ИЯФ СО РАН.

Цель диссертационной работы – создание тестового пучка электронов с энергий в диапазоне от 100 МэВ до 3500 МэВ на базе e^+e^- коллайдера ВЭПП–4М [10].

Впервые в ИЯФ СО РАН создана физическая установка для получения тестового пучка электронов, которая оборудована всем необходимым для организации триггерного сигнала, измерения координат треков и энергии тестового пучка. Система сбора данных установки, кроме данных с оборудования установки, позволяет регистрировать данные с тестируемого оборудования. Создана математическая модель установки, с помощью которой проведена оптимизация ее рабочих параметров. Проведены измерения основных параметров тестового пучка: интенсивность, энергетический разброс и разрешение по энергии. Параметры тестового пучка на комплексе ВЭПП–4 сравнимы с параметрами тестовых пучков в таких международных центрах как Frascati (Италия), IHEP Beijing (Китай) и Tohoku (Япония). Реализована процедура управления конвертором позволяющая получать стабильную скорость счета тестовых электронов в течении нескольких часов.

Научная и практическая ценность представленной работы:

- Установка используется для проведения измерений с перспективными прототипами детекторов для экспериментов по физике элементарных частиц создаваемых как в ИЯФ СО РАН, так и за рубежом.
- Реализованный метод измерения импульса тестовых электронов с помощью координатных измерений может быть использован в других научных центрах, где используются пучки электронов: DESY (Германия), IHEP Beijing (Китай), Tohoku (Япония) и т.п.

- Созданная математическая модель установки может быть использована для проведения расчетов как существующих, так и перспективных тестовых пучков в разных центрах.

Работы, положенные в основу диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИЯФ СО РАН, а также на следующих международных конференциях: International Workshop on New Photon-detectors (LAL Orsay (Франция), 2012), сессии–конференции секции ядерной физики ОФН РАН (г. Москва, 2013), Instrumentation on Colliding Beam Physics (г. Новосибирск, 2014, 2017).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Создана математическая модель установки для генерации пучка тестовых электронов. Полученные результаты были использованы при создании установки. В настоящее время модель применяется для оптимизации условий проведения измерений.
2. Установка спроектирована, изготовлена и запущена в эксплуатацию. Полученная для тестовых электронов энергия находится в диапазоне от 100 МэВ до 3500 МэВ, при этом энергетический разброс в пучке равен 7.8% и 2.6% соответственно. Средняя скорость счета электронов равна 50 Гц.
3. Предложена и экспериментально проверена процедура измерения энергии тестовых электронов с помощью координатных измерений. Получена точность определения энергии лучше 1.8% для энергии электронов 1000 МэВ. Для энергии электронов 100 МэВ из моделирования получена точность измерения энергии около 2.0%.
4. С 2011 года на установке успешно проводятся различные измерения с прототипами детектора черенковских колец ФАРИЧ, детектора на основе микроканальных пластин с предельным временным разрешением и калибровки прототипов детекторов на основе ГЭУ.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

В главе 1 выполнен обзор тестовых пучков находящихся в международных центрах, приводятся параметры этих пучков и их сравнение с параметрами тестового пучка в ИЯФ СО РАН.

Глава 2 посвящена описанию метода получения пучка тестовых электронов. В ней приводится расположение установки, рассмотрены два режима работы установки, которые предназначены для получения тестовых электронов с высокой и низкой энергиями. Приведены параметры экспериментального оборудования используемого на установке: подвижного конвертора, поворотного магнита, триггерной системы, координатной системы и калориметра. Описаны процедуры измерения и калибровки поворотного магнита и калориметра, определения положения пучка и выставки координатных детекторов в экспериментальном зале установки. Дано описание аппаратной части и программного обеспечения системы сбора данных установки.

В главе 3 описана математическая модель созданная на основе пакета моделирования Geant-4, приведены результаты моделирования и выбраны оптимальные параметры установки.

В главе 4 изложена процедура измерения энергии и энергетического разброса в пучке тестовых электронов. Энергия электронов определялась по измерению радиуса поворота в известном магнитном поле. Представлено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами моделирования. Проведенные исследования и моделирование позволили сформулировать необходимые, для получения проектных параметров тестового пучка, требования к конструкции координатных детекторов. Также приведена полученная средняя интенсивность пучка тестовых электронов.

В главе 5 дан обзор проведенных измерений с прототипами детекторов на тестовом пучке электронов. Приведено краткое описание этих измерений и полученные результаты, описана хронология работ по созданию установки и распределение времени между различными измерениями.

Основные результаты диссертации приведены в публикациях [11, 12], результаты измерений с прототипами детекторов представлены в совместных публикациях [13, 14, 15, 16], а также в оригинальных публикациях [17, 18, 19].

ГЛАВА 1

Тестовые пучки в мире

Как отмечалось ранее, установки для получения тестовых пучков работают во многих международных центрах по физике высоких энергий и ядерной физике. Ниже перечислены наиболее крупные центры и параметры тестовых пучков в них.

1. DESY (Германия). Тестовый пучок электронов формируют с помощью конверсии тормозных гамма-квантов на мишени в электрон-позитронную пару, с последующим отбором частицы нужного знака заряда. Тормозные гамма-кванты получают вводом конвертора в гало пучка синхротрона DESY II. Пучок тестовых электронов является импульсным. Его параметры: длительность импульса 30 псек, частота повторения 12.5 Гц. Скорость счета равна 160 – 1000 Гц, а импульс пучка лежит в диапазоне 1000 – 6000 МэВ/с. Отбор электронов по импульсам выполняется с помощью магнита и установленного за ним коллиматора. Точность измерения импульса в этой схеме составляет около 1%. Траектория электронов в экспериментальном зале измеряется с помощью набора полупроводниковых пиксельных детекторов. Каждый пользователь сам организует систему сбора данных для своего измерения. Число линий тестовых пучков равно трем [20].
2. ИНЕР Beijing (Китай). Имеются три линии тестовых пучков. Две из них (E1 и E2) являются первичными пучками электронов, для их получения используется линейный ускоритель. Параметры этих пучков следующие: интенсивность 10^{10} электронов на сгусток, частота повторения 25 Гц, длительность пучка 1.2 псек, диапазон импульсов 1100 – 1500 МэВ/с, разброс энергии меньше 1%. Третья линия (E3) – это вторичные пучки e^\pm , π^\pm и p получаемые на конверсионной мишени установленной на линии первичного пучка E2. Вторичный пучок имеет параметры: частота повторения 1.5 – 2 Гц (одна частица) и 7 – 8 Гц (несколько частиц), диапазон импульсов 400 – 1200 МэВ/с, разброс энергии на уровне 1%. Для диагностики пучка используются времяпролетные камеры, черенковские детекторы и многопроволочные пропорциональные камеры [21].
3. SLAC (США). Первичный пучок электронов получают на линейном ускорителе.

Этот пучок имеет параметры: энергия 13600 МэВ, частота повторения 5 Гц, число частиц в импульсе $0.15 - 6.0 \times 10^9$. Вторичные пучки электронов и адронов (π , K , p) получают при помощи мишени. Для отбора по энергии используется поворотный магнит и коллиматоры. Параметры вторичного пучка электронов: диапазон энергий 100 – 13600 МэВ, разброс энергии в пучке 0.1%, число частиц в импульсе $0.1 - 6.0 \times 10^9$. Диапазон энергий пучка адронов составляет 100 – 12000 МэВ. Распределение числа частиц в импульсе, в зависимости от их типа, следующее: 0.1 – 10.0 для π , $\simeq 0.05$ для K и p . Разброс энергии в пучке π равен 1.3%. Для идентификации частиц используются времяпролетные и пороговые черенковские счетчики [22].

4. КЕК (Япония). В настоящее время тестового пучка в КЕК нет, но активно ведутся работы по созданию тестового пучка FTBL (Fuji Test Beam Line) на e^+e^- коллайдере КЕКВ. Пучок тестовых электронов формируется в результате конверсии тормозных гамма-квантов на вольфрамовой мишени толщиной $1 X_0$. Тормозные фотоны образуются на остаточном газе с интенсивностью 1.6×10^6 фотонов/сек. Расчетная скорость счета электронов составит 200 Гц в диапазоне импульсов 500 – 3400 МэВ/с. Планируется получить точность измерения импульса лучше 0.4%. Диаметр пучка электронов в экспериментальном зале равен 20 мм [23].
5. Tohoku (Япония). Тестовые пучки электронов и позитронов получают с помощью конверсии тормозных гамма-квантов на мишени. В свою очередь, пучок гамма-квантов получают вводя углеродный конвертор в гало пучка первичных электронов, которые получают в накопительном кольце. Максимальная энергия первичных электронов равна 1300 МэВ. Для отбора тестовых электронов и позитронов по энергии используется магнитный спектрометр с максимальной величиной поля 1.2 Тл, полярность магнита может изменяться. Получаемые таким образом тестовые пучки имеют параметры: максимальная энергия 850 МэВ, интенсивность $\simeq 3$ кГц, разброс энергии в пучке $\simeq 1\%$ [24].
6. ИФВЭ (Протвино). Параметры первичного пучка: время накопления 1.8 сек, продолжительность цикла 10 сек (одно накопление за цикл), интенсивность составляет около 10^{13} частиц/цикл (до 30 сгустков в пучке). Имеется четыре пучковые линии (N2B, N4V, SoftHadron, N22) для генерации e , μ и адронов (π , K , p) с интенсивно-

стью около 10^7 частиц/цикл и следующими диапазонами энергий:

- N2B: $E_e = (1 - 45) \times 10^3$ МэВ, $E_\mu = (33 - 55) \times 10^3$ МэВ, $E_h = (33 - 55) \times 10^3$ МэВ;
- N4V: $E_e = (3 - 15) \times 10^3$ МэВ, $E_\mu = (20 - 40) \times 10^3$ МэВ, $E_h = (20 - 40) \times 10^3$ МэВ;
- SoftHadron: $E_{\text{адрона}} < 4 \times 10^3$ МэВ;
- N22: $E_e = (7 - 40) \times 10^3$ МэВ, $E_{\text{адрона}} = (1 - 70) \times 10^3$ МэВ.

Для разделения частиц в пучках используются времяпролетные счетчики, черенковские детекторы и многопроволочные пропорциональные камеры [25].

7. CERN (Швейцария). Существует две специализированные площадки, так называемые северная площадка на базе протонного суперсинхротрона (анг. Super Proton Synchrotron, SPS) и восточная площадка на протонном синхротроне (анг. Proton Synchrotron, PS). Каждая площадка имеет 4 тестовых линии для генерации e , адронов и μ . Параметры пучков следующие [26]:

- Восточная площадка. Продолжительность накопления 400 мсек, интенсивность $\simeq 1.5 \times 10^6$ частиц/цикл, полный цикл занимает 16.8 сек (два накопления). Диапазон энергий тестовых линий:
 - T7 – $(1 - 10) \times 10^3$ МэВ,
 - T9 – $(1 - 15) \times 10^3$ МэВ,
 - T10 – $(1 - 7) \times 10^3$ МэВ,
 - T11 – $(1 - 3.6) \times 10^3$ МэВ.
- Северная площадка. Продолжительность накопления 5 сек, интенсивность 10^8 частиц/цикл, полный цикл занимает 14 – 40 сек (одно накопление). Диапазон энергий тестовых линий:
 - H2, H4 и H8 – $(10 - 400) \times 10^3$ МэВ,
 - H6 – $(10 - 205) \times 10^3$ МэВ.

На каждой тестовой линии может одновременно находиться до трех пользователей. На тестовой линии H8 можно получать чистый пучок электронов до энергии 300×10^3 МэВ. На тестовых линиях H2 и H8 есть возможность получения третичных пучков низкой энергии $(2 - 10) \times 10^3$ МэВ.

8. Fermilab (США). Первичным пучком являются протоны с энергией 120×10^3 МэВ и интенсивностью до 100 кГц [27]. Для получения тестовых пучков используются конверсионные мишени различной толщины. С их помощью получают:
- π^- высоких энергий $(8 - 66) \times 10^3$ МэВ;
 - π^- , μ и e^- низких энергий $(1 - 32) \times 10^3$ МэВ и интенсивностью 3×10^5 частиц/цикл.
9. Frascati (Италия). Первичный пучок электронов или позитронов (энергией 510 МэВ) из линейного ускорителя поступает в накопительное кольцо, магниты которого переполюсуются в зависимости от типа пучка. Для создания немонохроматичного по энергии пучка используется медный конвертор. Финальный отбор требуемой для измерений энергии выполняется с помощью дипольных магнитов и коллиматоров. Пучок имеет параметры: частота повторения 1 – 49 Гц, длительность импульса 1.5 – 40 нсек, число частиц в импульсе $10^3 - 10^{10}$, диапазон энергий 25 – 750 МэВ, разброс энергии около 1% [28].

Для удобства сравнения параметры тестовых пучков приведены в Таблице 1.1.

Наиболее близкие, к представленной в диссертации установке, по параметрам тестовых пучков являются установки, расположенные во Frascati, ИИЭР Beijing и Tohoku. Установка, созданная в ИЯФ СО РАН, имеет более широкий диапазон энергий тестовых электронов и сравнимую с другими точность измерения импульса.

Таблица 1.1: Параметры тестовых пучков

Центр	Тип частиц	Диапазон энергий, [МэВ]	$\Delta p/p$, [%]	Количество линий
Frascati	e^\pm	25 – 750	1	1
Tohoku	e^\pm	< 850	1	1
ИHEP Beijing	e^- (первичные) e^\pm, π^\pm, p (вторичные)	1100 – 1500 400 – 1200	1	3
КЕК	e^-	500 – 3400	0.4	1
DESY	e^-	1000 – 6000	1	3
CERN PS	e , адроны, μ	$(1 - 15) \times 10^3$		4
ИФВЭ Протвино	e^- , адроны, μ	$(1 - 45) \times 10^3$		4
Fermilab	e^-, π^-, μ	$(1 - 66) \times 10^3$		1
SLAC	e^- (первичные) e^- , адроны (вторичные)	13.6×10^3 $(0.1 - 13.6) \times 10^3$	0.1 – 1.3	1
CERN SPS	e , адроны, μ	$(10 - 400) \times 10^3$		4
ИЯФ СО РАН	e^-	100 – 3500	1.8 – 2.0	1

ГЛАВА 2

Описание установки

2.1. Метод получения тестового пучка

Для получения тестового пучка электронов используется следующая методика. В гало пучка электронов ВЭПП-4М (3, рисунок 2.1) вводится подвижной конвертор (4, Рисунок 2.1), в котором происходит образование тормозных гамма-квантов (5, Рисунок 2.1). Обратная конверсия тормозных гамма-квантов в электрон – позитронные пары производится в экспериментальном зале установки на конверсионной мишени (8, Рисунок 2.1), которая расположена на расстоянии около 28 м от конвертора. Для отбора электронов с определенным импульсом используется дипольный поворотный магнит (9, Рисунок 2.1).

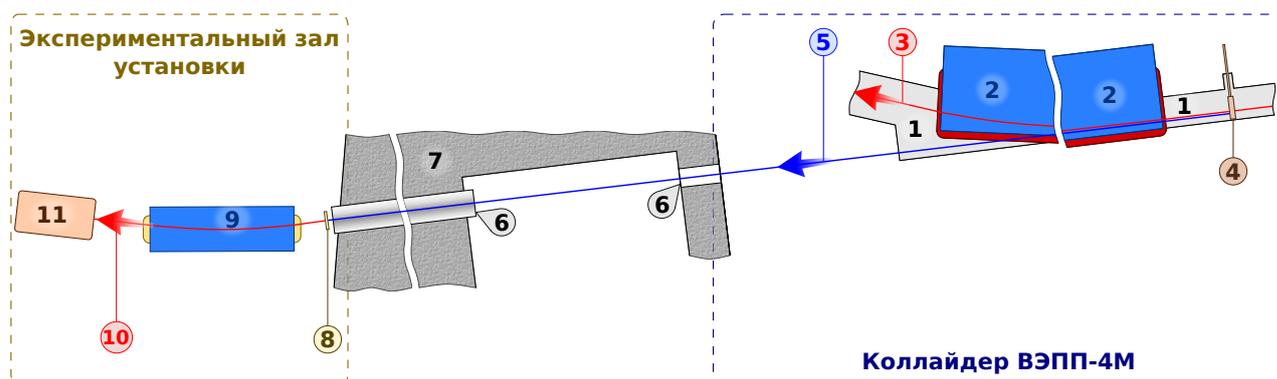


Рис. 2.1: Схема получения тестового пучка электронов: 1 – вакуумная камера, 2 – дипольные магниты коллайдера ВЭПП-4М, 3 – первичные электроны, 4 – подвижной конвертор, 5 – тормозные гамма-кванты, 6 – каналы, 7 – бетонная стена (радиационная защита), 8 – конверсионная мишень, 9 – поворотный магнит, 10 – тестовые электроны, 11 – прототип детектора.

Полученные таким образом электроны являются вторичными по отношению к электронам коллайдера ВЭПП-4М. Прототип детектора и все необходимое научное оборудование располагается на предварительно рассчитанной траектории движения тестовых электронов, которую в дальнейшем будем называть центральной траекторией.

2.2. Расположение установки

На экспериментальном промежутке коллайдера ВЭПП-4М находится только подвижной конвертор. Конвертор, вместе с необходимым для его работы оборудованием, установлен в конце прямолинейного участка северного полукольца коллайдера ВЭПП-4М. Основная часть оборудования установки расположена в двух помещениях, непосредственно примыкающих к экспериментальному промежутку коллайдера ВЭПП-4М, как показано на Рисунке 2.2.

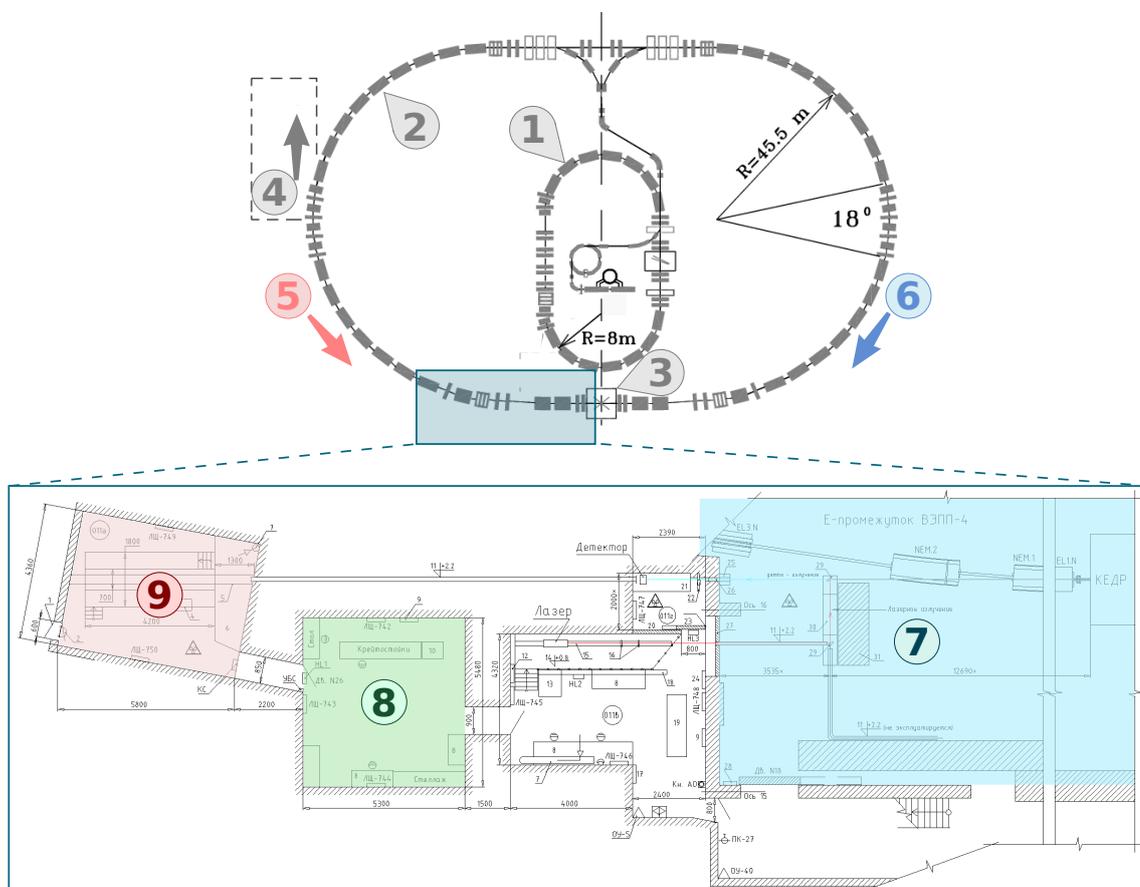


Рис. 2.2: Расположение помещений установки для получения тестового пучка электронов относительно ускорительного комплекса ВЭПП-4: 1 – накопитель ВЭПП-3, 2 – коллайдер ВЭПП-4М, 3 – установка детектор КЕДР, 4 – бункер СИ ВЭПП-4М, 5 – направление движения позитронов, 6 – направление движения электронов, 7 – экспериментальный промежуток коллайдера ВЭПП-4М, 8 – пультовая установки (рабочее место оператора), 9 – экспериментальный зал установки (радиационно опасная зона).

Одно из помещений (8, Рисунок 2.2) занимает пультовая установки. В ней находятся

рабочее место оператора и стойки с электроникой. Помещение (9, Рисунок 2.2) является экспериментальным залом, в котором располагаются конверсионная мишень, поворотный магнит, прототип детектора и другое экспериментальное оборудование. Прежде чем попасть на конверсионную мишень (9, Рисунок 2.2) тормозные гамма-кванты, образовавшиеся на конверторе, проходят:

- 8.7 м в вакуумной камере коллайдера ВЭПП-4М, выходное окно которой сделано из нержавеющей фольги толщиной 0.5 мм;
- 3.5 м в экспериментальном промежутке ВЭПП-4М;
- 2.4 м в небольшом служебном помещении, в смежной с экспериментальным промежутком стене (толщиной 0.4 м), которого выполнено отверстие диаметром 100 мм. С помощью управляемой защитной заслонки, расположенной в этом помещении, можно открывать или блокировать попадание гамма-квантов в экспериментальный зал установки;
- далее, по каналу длиной 12.9 м гамма-кванты попадают непосредственно в экспериментальный зал установки (9, Рисунок 2.2). Канал выполнен из металлической трубы с внутренним диаметром 310 мм, которая проложена в земле.

Таким образом, полный путь, проходимый тормозными гамма-квантами от конвертора до конверсионной мишени, составляет около 27.9 м, из них 8.7 м – в вакууме, остальное – в воздухе. Характерное расстояние, которое проходят полученные в конверсионной мишени электроны до прототипа детектора, равно 3.0–3.5 м, из них 1.6 м в поворотном магните.

Во время работы с пучком экспериментальный зал является радиационно опасной зоной. Входная дверь в зал оборудована датчиком включенным в систему блокировок комплекса ВЭПП-4. При несанкционированном проникновении людей в экспериментальный зал установки сигнал с датчика приводит к сбросу пучка первичных электронов, циркулирующих в коллайдере ВЭПП-4М. Экспериментальный зал оборудован запасным выходом, позволяющим персоналу безопасно покинуть помещение в случае пожара.

Необходимо отметить, что вся используемая строительная инфраструктура (помещения, канал и т.д.) была создана ранее для установки РОКК-1 (Рассеянные Обратные Комптоновские Кванты) [29].

2.3. Подвижный конвертор

Общий вид расположения конвертора и сопутствующего оборудования (источник питания, контроллер шагового двигателя, двигатель и т.д.) в экспериментальном промежутке коллайдера ВЭПП-4М между линзой *EL2.N* и дипольным поворотным магнитом *NEM.1*, показан на Рисунке 2.3.

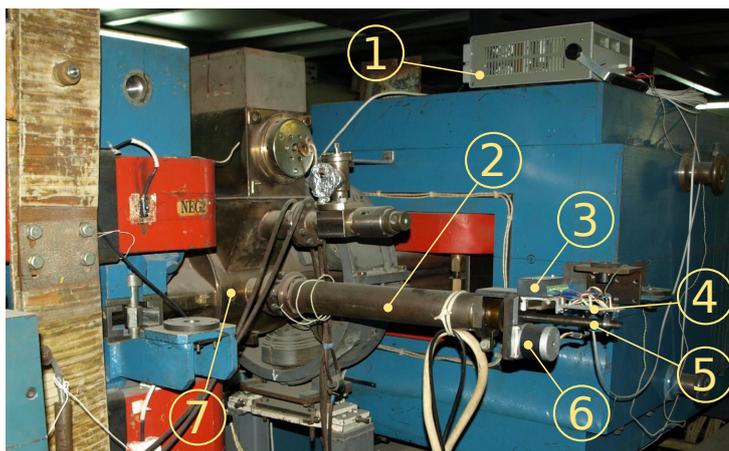


Рис. 2.3: Общий вид конвертора в экспериментальном промежутке ВЭПП-4М: 1 – источник питания шагового двигателя, 2 – корпус, 3 – контроллер шагового двигателя, 4 – площадка для установки оптопар, 5 – направляющая, 6 – шаговый двигатель, 7 – вакуумная камера ВЭПП-4М.

В качестве конвертора используется рамка от люминофорного датчика положения пучка в коллайдере ВЭПП-4М. Максимальный ход конвертора равен 60 мм, что позволяет достичь геометрического центра вакуумной камеры. Более подробно описание конвертора дано в Разделе 3.2. Процесс ввода и вывода конвертора полностью автоматизирован. Для этого в его конструкцию были внесены необходимые изменения для установки шагового двигателя, изготовлена и смонтирована направляющая для концевиков (выполненных на основе оптопар) ограничивающих ввод конвертора. Написано программное обеспечение для управления шаговым двигателем, которое имеет два режима работы: ручное управление по команде оператора и управление по заданному алгоритму для поддержания нужной скорости счета тестовых электронов (Раздел 2.11).

Средняя скорость счета тестовых электронов составила 50 Гц (Раздел 4.3). В принципе, для получения тестовых электронов можно использовать тормозные гамма-кванты полученные на остаточном газе в вакуумной камере ВЭПП-4М. Измеренное значение

скорости счета тестовых электронов, полученное таким способом, равно $\simeq 0.05$ Гц/мА. При токе первичных электронов порядка 10 мА это даст скорость счета тестовых электронов на уровне 0.5 Гц, что на два порядка меньше скорости счета получаемой при использовании конвертора при том же значении тока пучка в ВЭПП-4М.

2.4. Система триггерных счетчиков

Система триггерных счетчиков установки состоит из сцинтилляционных счетчиков двух типов, которые отличаются способом сбора света с сцинтиллятора. В первом типе счетчиков сбор света осуществляется с помощью пластиковых световодов, а во втором – свет от сцинтиллятора до ФЭУ идет через воздушный зазор.

Параметры счетчиков первого типа, используемых на установке, приведены в Таблице 2.1. Сравнительно большая толщина этих счетчиков приводит к дополнительному отклонению тестовых электронов из-за эффекта многократного рассеяния. Особенно велик вклад этого процесса для области энергий порядка 100 МэВ. По этой причине данный тип счетчиков используется для:

- Организации триггерного вето-сигнала и мониторинга загрузки от заряженной фракции после конверсионной мишени. Для этого используются счетчики с размерами чувствительной области 100×100 мм². В общей сложности для установки было изготовлено 7 счетчиков, внешний вид которых показан на Рисунке 2.4.
- Мониторинга входной загрузки тормозных гамма-квантов. Для этих целей применяется счетчик с размером сцинтиллятора 200×200 мм². Счетчик располагается в служебном помещении и полностью перекрывает входной канал, который проходит в стене смежной с экспериментальным залом ВЭПП-4М.

Таблица 2.1: Параметры сцинтилляционных счетчиков первого типа.

Площадь активной области [мм ²]	100 × 100	200 × 200
Толщина сцинтиллятора [мм]	5	10
Толщина счетчика с учетом материала корпуса [%X ₀]	12.6	13.8
Тип ФЭУ	ФЭУ-87	ФЭУ-100



Рис. 2.4: Внешний вид сцинтиляционных счетчиков со сбором света с помощью световодов, размер сцинтиллятора $100 \times 100 \text{ мм}^2$.

Конструкция сцинтиляционного счетчика второго типа, состоит из насадки, в которой находится пластина сцинтиллятора, и корпуса для размещения ФЭУ–87 (используются корпуса аналогичные применяющимся в счетчиках первого типа). Сама насадка имеет конусообразную форму и изготовлена из плотной светонепроницаемой бумаги, внутренняя поверхность которой покрыта слоем лавсана для увеличения коэффициента отражения света. В этих счетчиках используются пластины сцинтиллятора толщиной 5 мм следующих размеров: $10 \times 10 \text{ мм}^2$, $15 \times 30 \text{ мм}^2$ или $20 \times 40 \text{ мм}^2$. Внешний вид счетчика с размерами сцинтиллятора $15 \times 30 \text{ мм}^2$ показан на Рисунке 2.5.

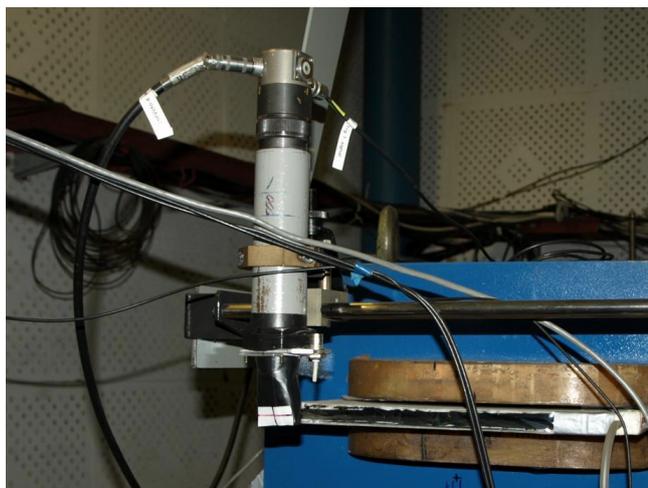


Рис. 2.5: Внешний вид сцинтиляционного счетчика второго типа, установленного на торце поворотного магнита.

Использование бумаги в качестве материала для насадки, в итоге позволяет достичь заметного снижения толщины активной области для счетчиков второго типа, которая у таких счетчиков составляет $1.2\% X_0$. Данный тип счетчика устанавливается непосредственно по ходу пучка тестовых электронов и используется для организации триггерного сигнала.

2.5. Измерение положения пучка гамма-квантов

Измерение положения пучка тормозных гамма-квантов необходимо для выставки поворотного магнита и прочего оборудования установки с целью получения максимальной скорости счета тестовых электронов. Необходимость в периодическом проведении подобного рода измерений обусловлена следующими причинами:

- нестабильностью положения орбиты электронов в коллайдере ВЭПП-4М в течении рабочего сезона;
- зависимостью положения орбиты электронов в месте расположения подвижного конвертора от энергии. На энергии 4000 МэВ орбита смещается по направлению к центру кольца, а на энергии 1800 МэВ – наружу.

В течение рабочего сезона, продолжительность которого составляет 6 – 8 месяцев, требуется 2 – 3 раза проводить измерения положения пучка гамма-квантов.

Измерение положения пучка гамма-квантов на входе в экспериментальный зал установки выполняется с помощью сцинтилляционного счетчика с воздушным светосбором, сцинтиллятор которого имеет размеры 10×10 мм². Для получения заряженной фракции на сцинтиллятор крепится конвертор толщиной $40\% X_0$. Шаг сканирования равен 10 мм и одинаков для вертикальной (ось z) и горизонтальной (ось x) координат. Полученное двумерное распределение скорости счета пучка тормозных гамма-квантов используется для определения его положения. Процесс измерения вдоль оси x полностью автоматизирован, по оси z перемещение счетчика осуществляется вручную. Для устранения зависимости измеренной скорости счета от тока пучка ВЭПП-4М, который за время измерения существенно изменяется, скорость счета для каждого положения счетчика нормируется на полную скорость счета, измеряемую специальным счетчиком (Раздел 2.4). Типичное рас-

пределение тормозных гамма-квантов на входе в экспериментальный зал приведено на Рисунке 2.6.

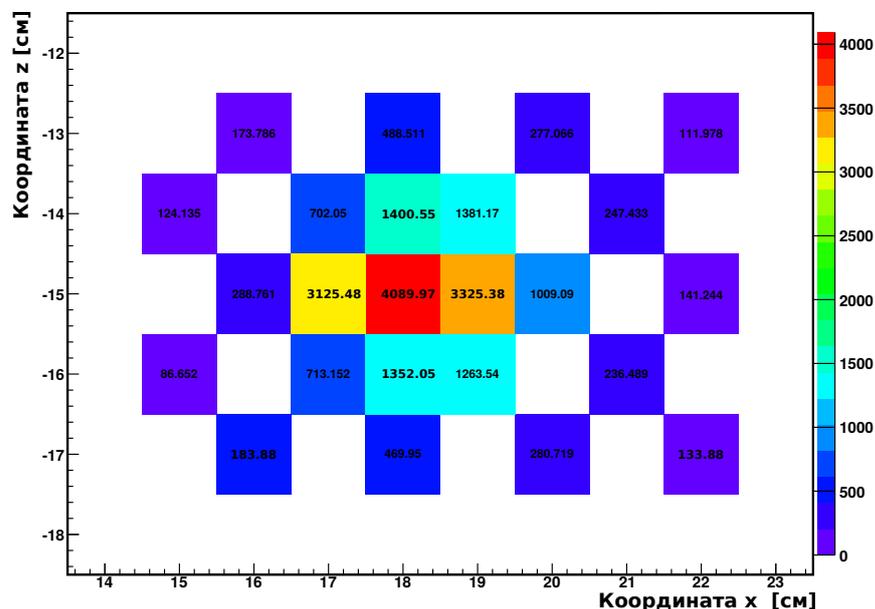


Рис. 2.6: Распределение тормозных гамма-квантов на входе в экспериментальный зал установки в перпендикулярной оси пучка плоскости xz .

2.6. Поворотный магнит

В качестве поворотного магнита для отбора тестовых электронов по импульсам был использован запасной дипольный магнит ВЭПП-4М. Ярмо поворотного магнита, выполненное из электротехнической стали АРМКО, имеет длину 1600 мм, ширину 500 мм и высоту 280 мм. Вес ярма составляет около 2 тонн. Размер вертикальной апертуры магнита равен 20 мм, горизонтальной 150 мм, при полной горизонтальной апертуре 310 мм (Рисунок 2.7). Сопротивление катушки магнита равно 3 мОм. Катушка магнита выполнена из медной шины сечением 15×16 мм², в шине имеется канал диаметром 10 мм для снятия тепловой нагрузки дистиллятом. Суммарная длина шины около 66000 мм, число витков 16.

Максимальная величина поля в рабочей области достигает 15.8 кГс при токе в катушке равном 1600 А. Питание магнита осуществляется от двух источников В1000 [30], работающих параллельно на нагрузку, которой являются медные катушки магнита. Подача тока в катушки магнита происходит последовательно, управление значением вво-

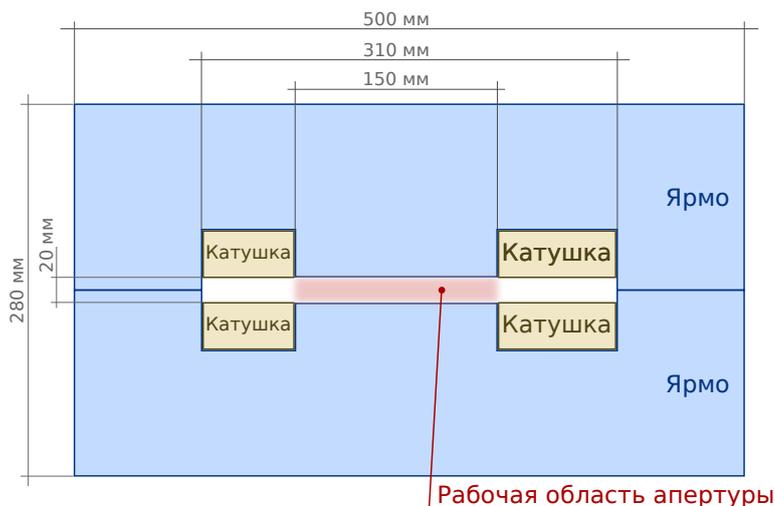


Рис. 2.7: Поперечное сечение поворотного магнита.

димого тока выполняется с помощью специальных блоков электроники разработанной в ИЯФ СО РАН. Для предотвращения перегрева катушки, в случае недостаточного давления в трассе дистиллята, на ее внешних клеммах установлено несколько температурных датчиков, сигналы с которых заведены в систему блокировок цепи питания магнита. Для питания и охлаждения магнита были сформулированы технические задания, согласно которым инженерными службами ИЯФ СО РАН были разработаны и реализованы проекты подключения источников В1000 и системы охлаждения магнита.

2.6.1. Измерение зависимости поля в магните от тока

Для получения требуемого значения магнитного поля была проведена калибровка зависимости величины магнитного поля от тока подаваемого в катушку. Значение магнитного поля измерялось с точностью ± 0.1 Гс при помощи ЯМР (Ядерно Магнитный Резонанс) магнитометра [31]. Датчик ЯМР был установлен в геометрическом центре рабочей апертуры магнита. Точность выставки тока составляла ± 1 А. Используемая методика получения тестового пучка электронов приводит к конечному разбросу энергий в пучке на уровне нескольких процентов (Раздел 4.1.3). Так как, точность задания импульса электрона определяется погрешностью выставки магнитного поля ($\sigma_p/p = \sigma_H/H$), то представляется достаточным иметь точность определения магнитного поля на уровне 1%.

Зависимость значения магнитного поля от величины тока, подаваемого в катушку, с

хорошей точностью линейна, но для описания эффекта гистерезиса, в качестве функции фитирования полученной зависимости, использовался полином третьей степени (Рисунок 2.8).

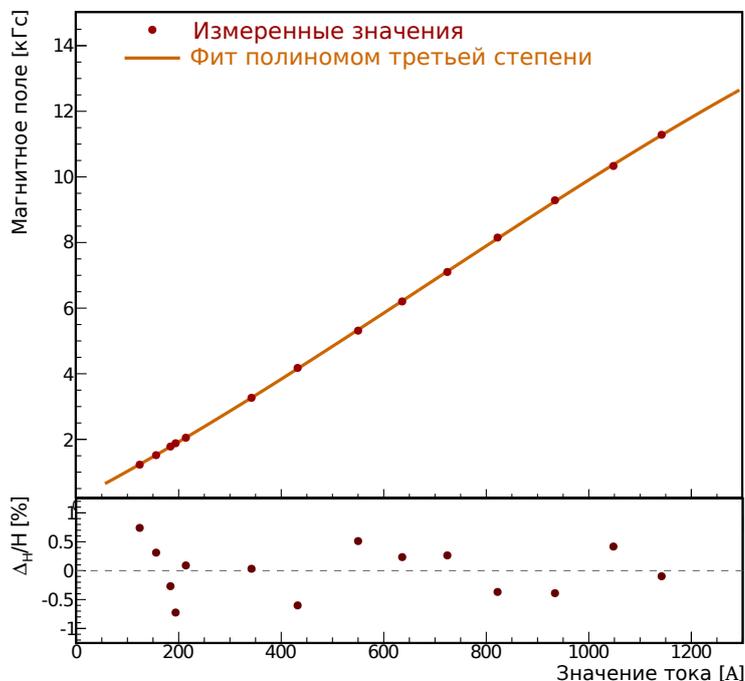


Рис. 2.8: Измеренная зависимость магнитного поля H от величины тока, подаваемого в катушку. Полученные ошибки измерения тока и магнитного поля меньше размера маркеров и, поэтому, не видны (в нижней части рисунка показано отклонение подгонки от экспериментальных данных $100\%(H_{fit} - H)/H$).

Используемый для измерения поля датчик ЯМР в силу своей конструкции не позволяет измерить значение магнитного поля ниже 1 кГс, что обусловило нижнюю границу измерений. Максимальное значение тока на этом графике определяется тем, что в силу ряда причин, в измерениях был использован только один источник питания В1000.

Измерение зависимости магнитного поля от тока позволяет выставить магнитное поле с точностью $\simeq 0.5\%$ в диапазоне значения токов 125 – 1150 А (Рисунок 2.8), что соответствует диапазону значений импульсов тестовых электронов 100 – 950 МэВ/с и 250 – 2400 МэВ/с для режимов генерации тестовых электронов низкой энергии и высокой энергии, соответственно (Раздел 2.9). Вычисление величины магнитного поля при работе с тестовыми электронами с импульсом вне этого диапазона производится с помощью экстраполяции полиномом третьей степени полученных значений H . Полученные значения

коэффициентов полинома затем используются для расчета поля вне экспериментального диапазона. Оценка точности выставки поля с помощью процедуры экстраполяции проводилась для величины тока 1600 А (Раздел 2.6.2). Полученная погрешность составила $\simeq 0.8\%$, что согласуется с требуемой точностью задания магнитного поля.

2.6.2. Измерение распределения магнитного поля

Для учета неоднородности магнитного поля внутри рабочей апертуры магнита было проведено измерение распределения поля. Измерение было выполнено на стенде магнитных измерений в ИЯФ СО РАН, который оснащен датчиками Холла, позволяющими измерять значение магнитного поля с точностью ± 2 Гс. Измерения распределения магнитного поля были проведены для трех значений тока в катушке: 520 А, 1010 А и 1600 А, которые приблизительно соответствуют импульсам электронов 1000 МэВ/с, 2000 МэВ/с и 3000 МэВ/с для режима работы установки на высокой энергии. Число точек сканирования вдоль продольной оси y равнялось 367 для значения тока 1600 А, 184 для значений 520 А и 1010 А. Число точек вдоль поперечной оси x было одинаковым для всех значений токов и составляло 29. Для анализа неоднородности поля измеренные значения нормировались на полученное значение поля в геометрическом центре рабочей апертуры магнита.

Были получены следующие результаты:

- профиль магнитного поля вдоль оси y меняет свою форму в зависимости от значения тока подаваемого в катушки;
- неоднородность поля в рабочей области апертуры составила $\pm 3.5\%$ для значения 520 А (Рисунок 2.9), $\pm 0.2\%$ для значения тока 1010 А (Рисунок 2.10) и $\pm 2.5\%$ для тока 1600 А (Рисунок 2.11);
- вдоль оси y наблюдается “вываливание” магнитного поля на краях магнита на характерном расстоянии $\simeq 60$ мм, за пределами которого магнитное поле уменьшается до значения ниже 2 Гс.

Измеренные распределения магнитного поля были использованы в моделировании, при этом величины магнитных полей для других значений тока (импульса электрона) определялись методом линейной интерполяции.

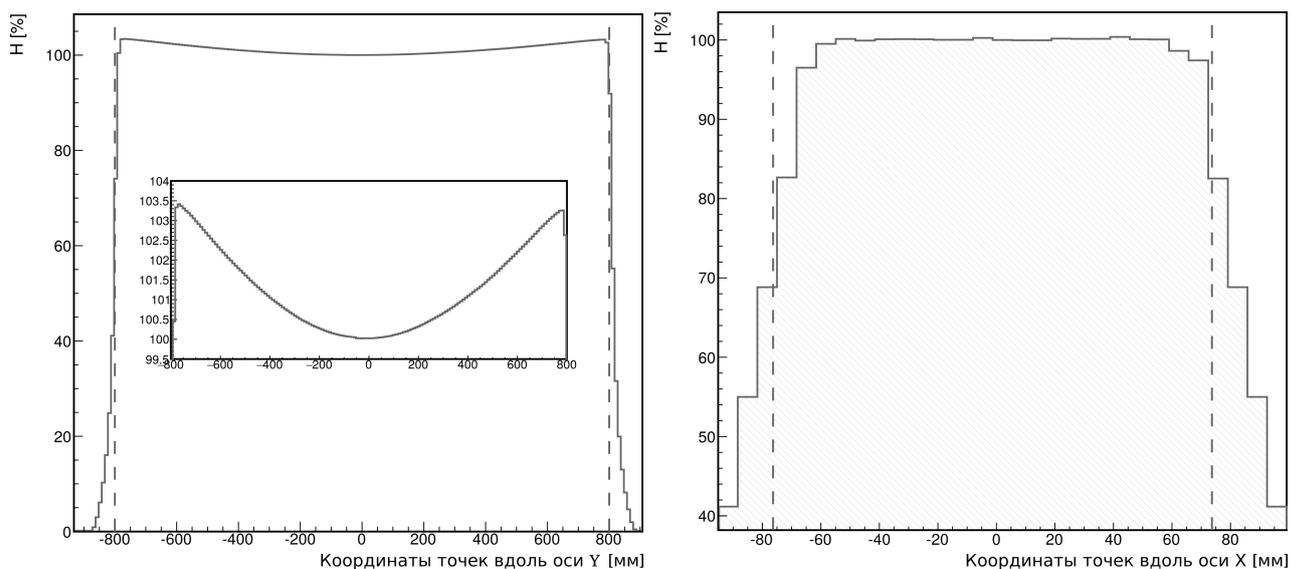


Рис. 2.9: Неоднородность магнитного поля для величины тока 520 А (соответствует импульсу 1000 МэВ/с для режима высокой энергии) вдоль продольной оси y (слева) и поперечной оси x (справа). Пунктирной линией обозначена рабочая область апертуры.

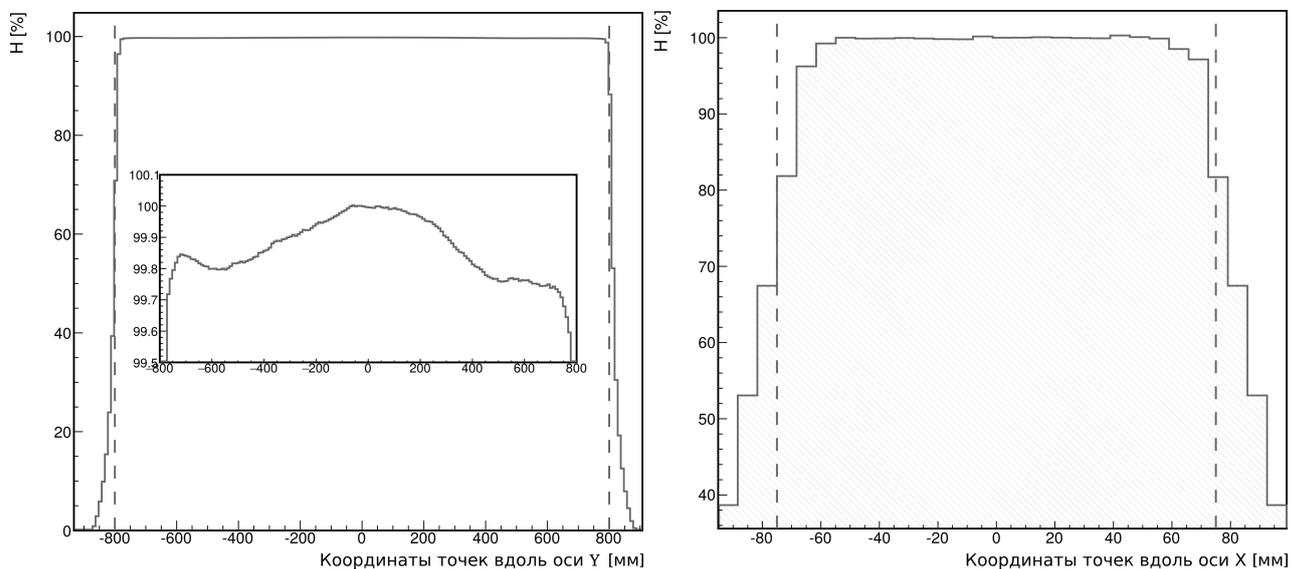


Рис. 2.10: Неоднородность магнитного поля для величины тока 1010 А (соответствует импульсу 2000 МэВ/с для режима высокой энергии) вдоль продольной оси y (слева) и поперечной оси x (справа). Пунктирной линией обозначена рабочая область апертуры.

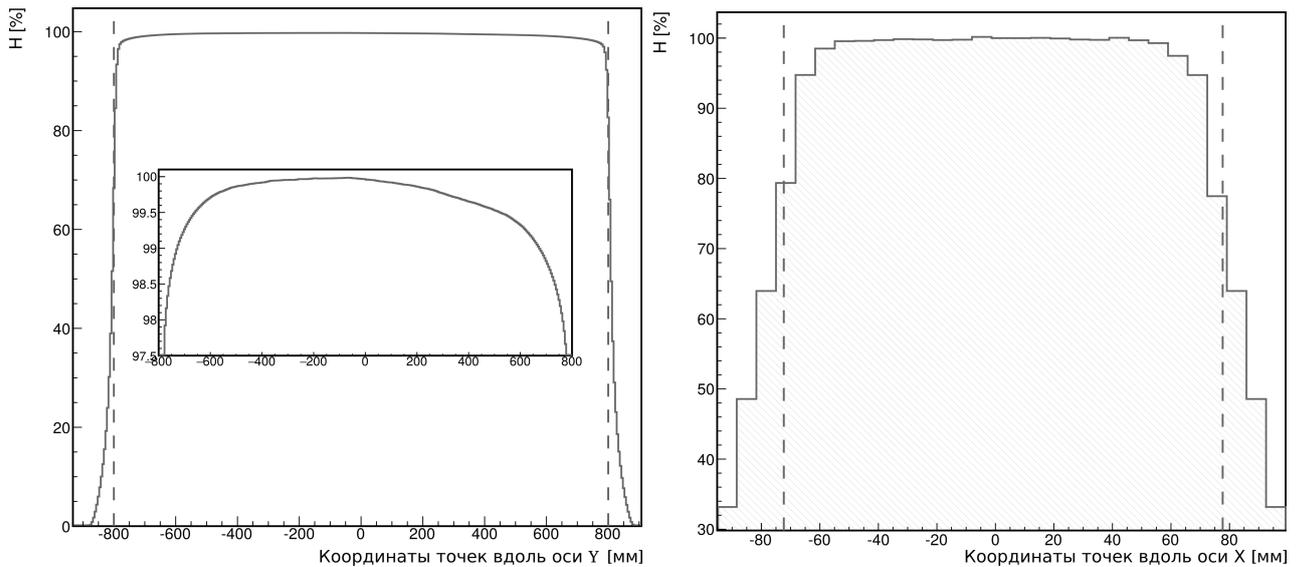


Рис. 2.11: Неоднородность магнитного поля для величины тока 1600 А (соответствует импульсу 3000 МэВ/с для режима высокой энергии) вдоль продольной оси y (слева) и поперечной оси x (справа). Пунктирной линией обозначена рабочая область апертуры.

2.7. Координатная система

Для многих измерений на тестовом пучке требуется измерение координат электронов. Перечислим некоторые из них:

1. Определение координат прохождения тестовых электронов через прототип детектора. Например, в прототипе детектора ФАРИЧ для точного определения радиуса черенковского кольца нужно знать координаты и угол, под которым электрон прошел через блок аэрогеля. Для этого нужно выполнить по крайней мере два измерения пары поперечных координат x и z положения трека тестового электрона. Как правило, одно измерение выполняется в месте выхода электронов из магнита, а другое – в непосредственной близости перед черенковским радиатором.
2. С помощью двухкратного измерения координат электрона до входа в поворотный магнит и на выходе из него, можно измерить радиус траектории прохождения электрона в магните, а затем, по известной величине магнитного поля восстановить его импульс. Методика измерения импульса электрона подробно описана в Разделе 4.2.

В качестве координатных детекторов сначала применялись газовые дрейфовые камеры, но потом они были заменены координатными детекторами на основе ГЭУ.

2.7.1. Дрейфовые камеры

Специально для установки были разработаны и изготовлены семь проволочных дрейфовых камер [32].

Дрейфовая камера содержит одну ячейку, состоящую из двух частей: газового пропорционального счетчика, в котором происходит газовое усиление для измерения сигнала от дрейфующих электронов, и дрейфового промежутка длиной 85 мм с однородным электрическим полем (Рисунок 2.12). Образовавшиеся в дрейфовом промежутке электроны дрейфуют по направлению к пропорциональной камере, в которой происходит газовое усиление. Анодная проволочка изготовлена из позолоченной вольфрамовой проволочки диаметром 28 мкм. Катодные и полевые проволочки изготовлены из позолоченной титановой проволоки диаметром 150 мкм. Дрейфовая камера с предварительным усилителем и высоковольтным делителем располагается в газовом объеме из нержавеющей стали диаметром 265 мм и толщиной 123 мм.

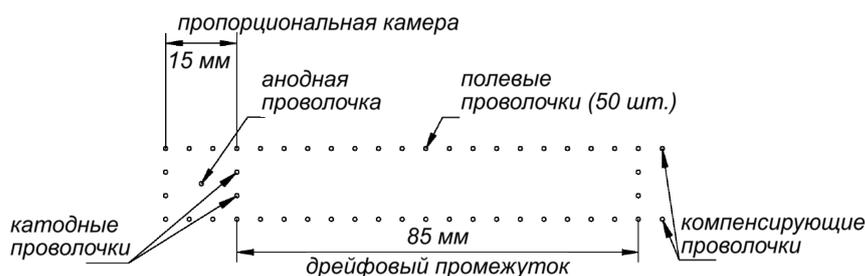


Рис. 2.12: Схема ячейки дрейфовой камеры.

Компоновка электроники на фланце дрейфовой камеры показана на Рисунке 2.13. Размер входного окна камер составляет (Ш×В): 100 × 40 мм. Для уменьшения многократного рассеяния входные окна дрейфовой камеры изготовлены из бериллиевой фольги толщиной 0.7 мм (0.2% X_0). В камере используется газовая смесь Ar/CO_2 (90/10), скорость дрейфа электронов в которой равна 49 мм/мксек при напряженности электрического поля 800 В/см. Газовая смесь приготавливается с помощью специальной газовой системы, необходимые для этого баллоны с газом и управляющая электроника размещается непосредственно в экспериментальном зале установки. Продувка камер газовой смесью производится параллельно через все дрейфовые камеры, что обеспечивает одинаковый состав газовой смеси во всех камерах. Внешний вид собранной дрейфовой камеры показан на Рисунке 2.14.

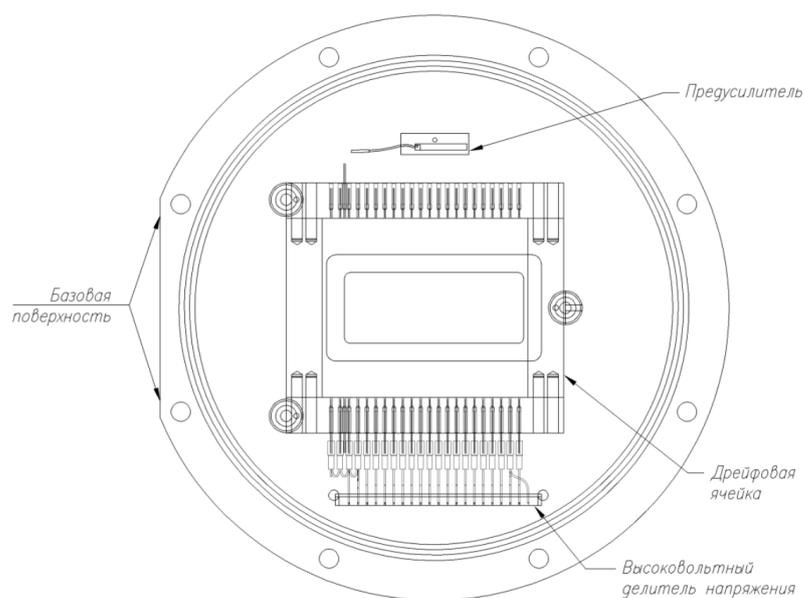


Рис. 2.13: Компоновка электроники на фланце дрейфовой камеры. Хорошо видно входное окно расположенное по центру.

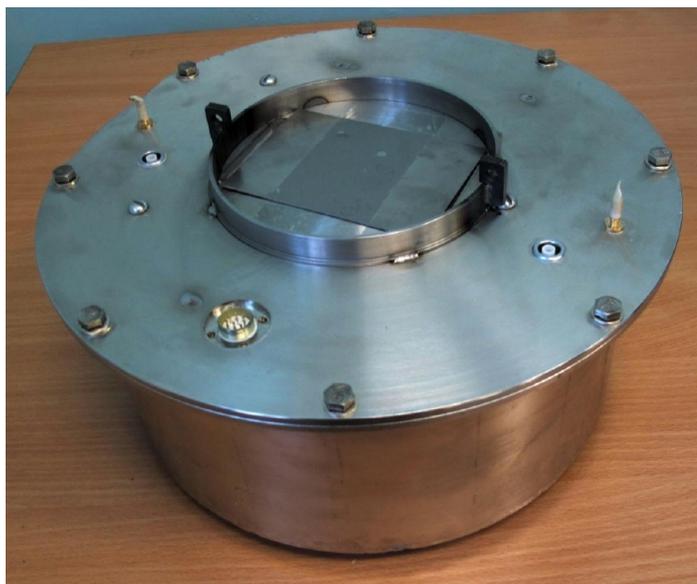


Рис. 2.14: Внешний вид собранной дрейфовой камеры, бериллиевое входное окно закрыто защитной пластинкой.

Для выставки камер на тестовом пучке на фланцах дрейфовых камер были предусмотрены базовые поверхности (Рисунок 2.13), относительно которых производится выставка дрейфовой камеры. Взаимная выставка дрейфовых камер на тестовом пучке производится с использованием специального геодезического оборудования, которое позволя-

ет произвести выставку камер с точностью не хуже, чем 0.1 мм [33]. В каждой дрейфовой камере производится измерение одной координаты, поэтому для одновременного измерения двух координат (горизонтальную – x , вертикальную – z) использовались сборки из двух дрейфовых камер, повернутых на 90° относительно друг друга.

На тестовом пучке электронов было измерено пространственное разрешение камер и была проведена калибровка длины дрейфа x от времени дрейфа t [32]. Зависимость длины дрейфа от времени $x(t)$ в дрейфовом промежутке определяется как:

$$x(t) = a + b \cdot t \quad (2.1)$$

где: a – параметр учитывающий неоднородность скорости дрейфа вблизи анодной проволоки, b – скорость дрейфа электронов. Для измерения $x(t)$ использовался коллиматор толщиной $3X_0$, установленный до или после сборки из двух камер. В центре коллиматора было сделано четыре отверстия диаметром 4 мм. Пример временных спектров для камер № 2 и № 3 приведен на левой части Рисунка 2.15. Коэффициенты a и b вычислялись из временных спектров (Рисунок 2.15) с учетом известного расстояния между отверстиями в коллиматоре.

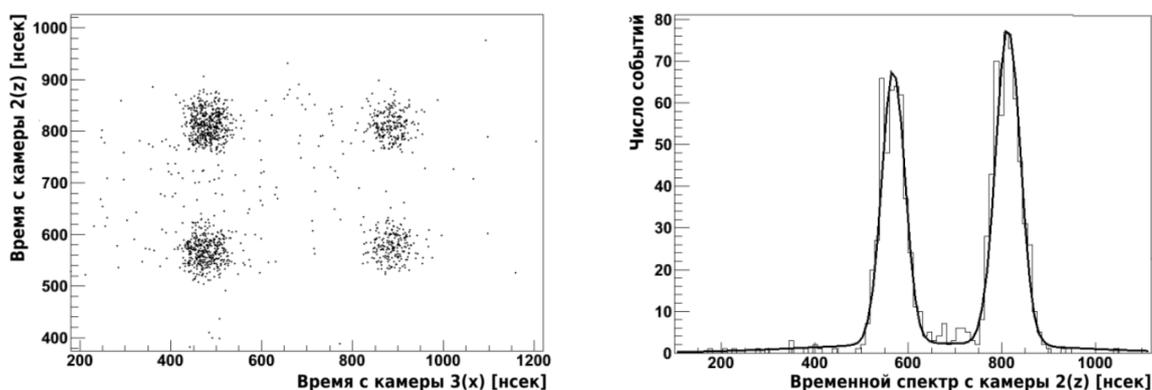


Рис. 2.15: Измеренные временные спектры с камер № 2 и № 3 (слева) и временной спектр с камеры № 3 (справа).

Измерение пространственного разрешения камер (σ_x) проводилось на тестовом пучке. Полученное значение пространственного разрешения камер находится в диапазоне $\sigma_x = 260 \div 670$ мкм при проектном значении 500 мкм [32]. Вклад многократного рассеяния в σ_x вычислялся из моделирования.

2.7.2. Координатные детекторы на основе ГЭУ

Описанные в Разделе 2.7.1 проволочные дрейфовые камеры использовались в экспериментах с первым прототипом детектора ФАРИЧ. В дальнейшем для координатных измерений стали применяться более удобные в использовании координатные детекторы на основе газовых электронных умножителей (ГЭУ), изготовленные для системы регистрации рассеянных электронов установки детектор КЕДР [6]. Эти детекторы состоят из трех ГЭУ толщиной 50 мкм, расположенных на расстоянии 1.5 мм друг от друга (Рисунок 2.16). Каждый ГЭУ имеет гексогональную структуру из отверстий диаметром 80 мкм с шагом между ними равным 140 мкм. Рабочее напряжение на детекторе составляет 3.3 – 3.6 кВ. За нижним ГЭУ, на расстоянии 2 мм расположена двухслойная считывающая полосковая структура, ее структура показана на левой части Рисунка 2.17. Верхний слой состоит из прямых полосок (на рисунке обозначены светлым оттенком) шириной 60 мкм. Нижний слой содержит стерео полоски (на рисунке обозначены черным) шириной 150 мкм. Общий вид и габариты платы с полосковой структурой показаны на правой части Рисунка 2.17. Размер рабочей области данных детекторов составляет (Ш×В): 128 × 100 мм.

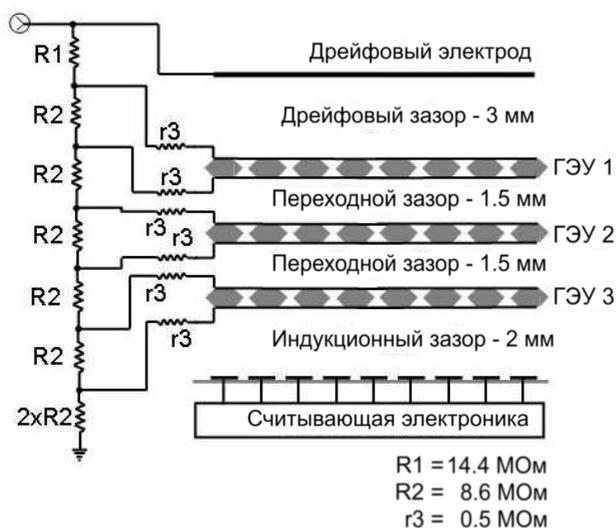


Рис. 2.16: Схема детектора ГЭУ с высоковольтным делителем.

Детекторы на основе ГЭУ имеют ряд преимуществ по сравнению с проволочными дрейфовыми камерами. В них:

- измеряются одновременно две координаты;

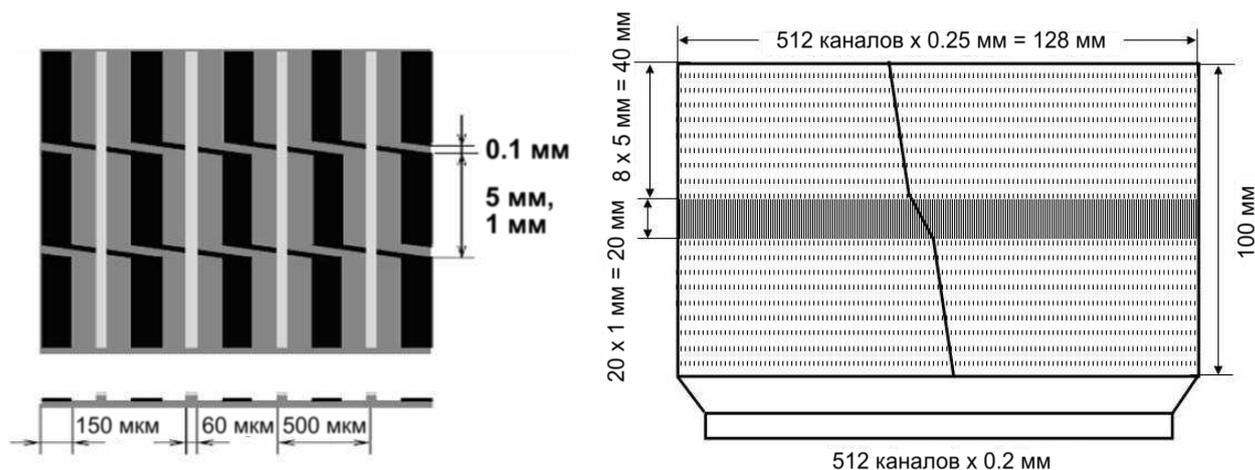


Рис. 2.17: Вид двухслойной полосковой считывающей структуры (слева), устройство и габариты считывающей платы (справа).

- в центральной области детектора шириной 20 мм (Рисунок 2.17) точность измерений координат составляет $\sigma_x \simeq 0.1$ мм и $\sigma_z \simeq 0.2$ мм, вне этой области точность измерений σ_z падает в 5 раз;
- не требуется проведение предварительной калибровки для получения координаты прошедшей частицы;
- конструкция детектора (корпус) имеет поперечный размер сравнимый с дрейфовыми камерами – 300×300 мм², но значительно меньшую толщину корпуса равную 45 мм.

К недостаткам этих детекторов относятся:

- сравнительно большая толщина материала на пути частицы равная $\simeq 0.8 \%X_0$ (в два раза больше, чем у пары проволочных дрейфовых камер);
- отсутствие внешних базовых поверхностей ограничивает точность их выставки на тестовом пучке.

Данные детекторы использовались в экспериментах с прототипами детектора ФАРИЧ и для проверки методики восстановления импульса электронов (Раздел 4.2). Для получения данных с этих детекторов была написана специальная процедура реконструкции. С ее помощью, из набора кластеров для каждого зарегистрированного события,

происходит восстановление координат пролета частицы. Алгоритм работы процедуры следующий:

1. для каждого типа полоски (прямые и стерео) определяется канал содержащий максимальную амплитуду;
2. по найденным двум каналам, методом центра тяжести, определяются два независимых кластера, которые возможно соответствуют вертикальной и горизонтальной координатам пролетевшей частицы;
3. выполняется проверка кластеров на предмет, что они инициированы одной частицей и не являются случайными шумовыми событиями;
4. положение кластеров пересчитывается в реальные координаты относительно начала внутренней системы отсчета детектора, эти координаты в таком виде используются для дальнейшего анализа.

2.7.3. Процедура выставки детекторов на основе ГЭУ

Для взаимной выставки детекторов на основе ГЭУ на тестовом пучке применялась следующая процедура:

1. Детекторы собирались в стопку по 3 или 4 детектора на минимальном расстоянии друг от друга.
2. Для минимизации вклада многократного рассеяния отбирались треки электронов с импульсами ≥ 1000 МэВ/с.
3. Внутренняя система координат одного из детекторов выбиралась в качестве базовой, этому детектору присваивался №1.
4. Привязка начала координат других детекторов к базовым координатам выполнялась следующим образом (Рисунок 2.18):
 - отбирались треки прошедшие, так называемую, “центральную” область базового детектора (x_{center}, z_{center}), заранее не известно под какими углами выставлены детекторы относительно друг друга, поэтому размеры этой области выбирались малыми: ± 0.5 мм по вертикали и ± 1 мм по горизонтали;

- координаты трека частицы ($x_i, z_i, i = 2, 3, 4$), прошедшей через другие детекторы, использовались для построения разности координат относительно базового детектора: $\Delta x_i = x_i - x_{center}$ и $\Delta z_i = z_i - z_{center}$;
- для каждого детектора проводился анализ распределения отклонений Δx_i и Δz_i (Рисунок 2.19), полученные смещения использовались в качестве поправочных коэффициентов к измеренным координатам.

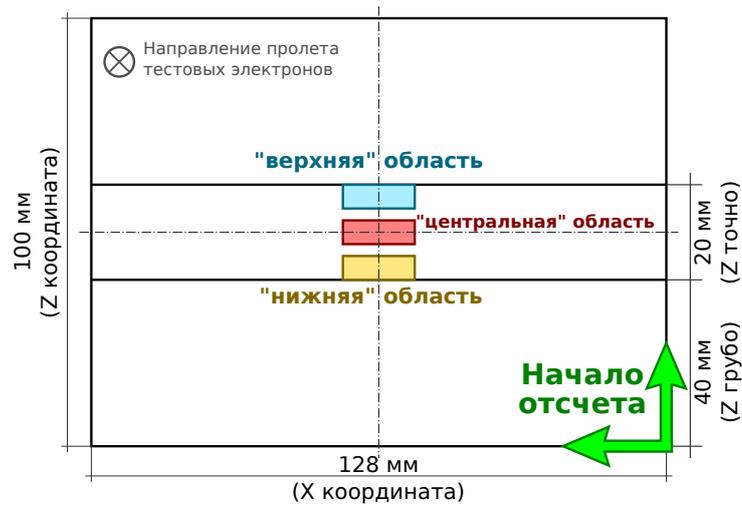


Рис. 2.18: Схема калибровки точки отсчета для детекторов на основе ГЭУ.

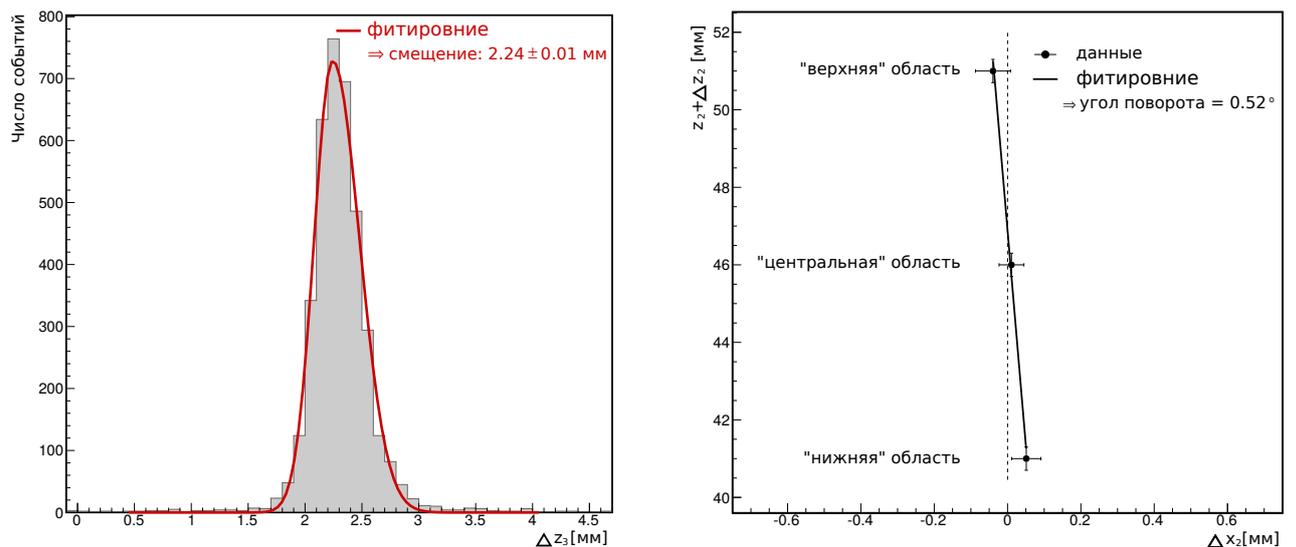


Рис. 2.19: Примеры анализа разности координаты по оси z между базовым и детектором №3 (слева) и определения угла поворота из полученных смещений для детектора №2 (справа).

5. Определение угла поворота считывающих структур в детекторах относительно друг друга в плоскости перпендикулярной оси пучка частиц, проводилось по методике схожей с используемой для привязки отсчета координат (см. выше). Отличие заключалось в том, что кроме “центральной” области использовались еще две области разнесенные вертикально относительно нее и условно называемые “верхняя” и “нижняя” (Рисунок 2.18). Для базового детектора отбирались события в “верхней” и “нижней” областях, затем определялось смещение в остальных детекторах. Полученные значения отклонений во всех трех областях использовались для определения угла поворота (Рисунок 2.19).

Данная методика применялась при проведении экспериментов с прототипами детектора ФАРИЧ (Раздел 5.1), а также для эксперимента по измерению разброса энергии в пучке тестовых электронов (Раздел 4.1).

Из-за конструктивных особенностей применяемых координатных детекторов на основе ГЭУ, к недостатку приведенной методики выставки можно отнести возможное появление систематической ошибки связанной со сдвигом детекторов при их перемещении от положения при калибровке в положение для проведения эксперимента. При этом возможная величина сдвига по вертикальной оси z пренебрежимо мала, в отличии от возможного смещения по горизонтальной оси x на уровне 0.1 – 0.2 мм, что может привести к снижению точности измерения координаты x примерно в 2 раза ($\sigma_x \simeq 0.2$ мм).

2.8. Калориметр полного поглощения

Для измерения энергии тестовых электронов на установке применяется калориметр полного поглощения на основе кристаллов йодистого натрия активированных таллием. Калориметр состоит из трех одинаковых кристаллов NaI(Tl), склеенных между собой, и имеет суммарную длину 450 мм (или $17.4 X_0$), а поперечный размер 110×110 мм² (2.7 радиуса Мольера (R_M)) [34]. Регистрация света с кристаллов производится с помощью ФЭУ-110. Внешний вид NaI-калориметра показан на Рисунке 2.20.

NaI-калориметр установлен в конце тестовой линии и применяется, когда не требуется точное измерение энергии тестовых электронов (тестирование прототипа детектора ФАРИЧ, калибровка пространственного разрешения координатных детекторов на основе



Рис. 2.20: Внешний вид NaI-калориметра.

ГЭУ). В них информация с NaI-калориметра используется для отбора полезных событий, например, отбрасывание фоновых событий или выбор событий в некотором диапазоне энергий.

В измерениях, в которых требуется точное знание энергии тестовых электронов, ее определение может быть выполнено с помощью измерения радиуса кривизны траектории электронов в известном магнитном поле. Для оценки точности, данного способа измерения энергии электрона, использовался другой калориметр полного поглощения на основе монолитного кристалла ортогерманата висмута (BGO) цилиндрической формы (Раздел 4.2). Данный BGO-калориметр используется в системе регистрации рассеянных электронов на установке детектор КЕДР [35]. Кристалл BGO имеет уникальные параметры: диаметр 124 мм ($5.5 R_M$) и длину 205 мм ($18.3 X_0$). Для регистрации света используется ФЭУ R10233 производства концерна Hamamatsu.

Перед их применением была проведена калибровка энергетической шкалы и измерения энергетического разрешения BGO и NaI – калориметров [12].

2.8.1. Калибровка энергетической шкалы и измерения разрешения по энергии

Энергетический разброс в пучке первичных электронов коллайдера ВЭПП-4М менее 10^{-3} , что существенно меньше разрешения по энергии калориметров. Поэтому, калибровку энергетической шкалы и измерения энергетического разрешения можно выполнить по краю спектра однократных комптоновских (далее комптоновских) и тормозных гамма-квантов с использованием пучка первичных электронов ВЭПП-4М. Для калибровки калориметр устанавливался на экспериментальном промежутке коллайдера ВЭПП-4М рядом с выходным окном его вакуумной камеры (Рисунок 2.21). Для генерации комптоновских гамма-квантов использовался импульсный твердотельный лазер

на основе Nd:YAG имеющий две гармоники излучения с длинами волн: I гармоника – 1064 нм, II гармоника – 532 нм. С помощью системы зеркал лазерное излучение вводилось внутрь вакуумной камеры и совмещалось с пучком первичных электронов [36]. Для исключения попадания гамма-квантов в нецентральную область калориметра использовался свинцовый коллиматор (толщина $8.8 X_0$), диаметр отверстия 27 мм, поперечный размер $100 \times 100 \text{ мм}^2$. Для подавления заряженной фракции, образующейся в материале выходного окна вакуумной камеры и на краях коллиматора, перед калориметром был установлен сцинтилляционный счетчик с размерами активной области $100 \times 100 \text{ мм}^2$, сигнал с которого оцифровывался. Внешний вид ВГО-калориметра в процессе его калибровки показан на Рисунке 2.22.

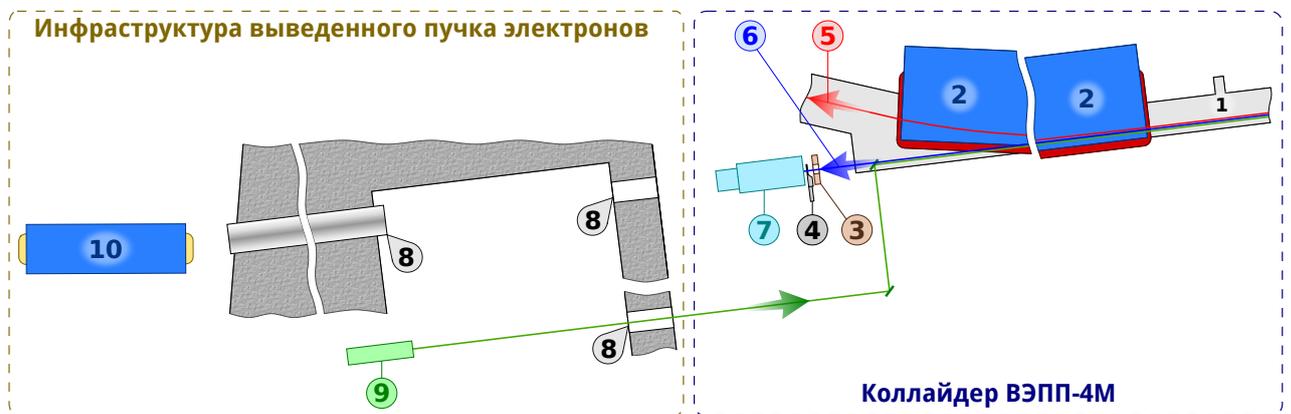


Рис. 2.21: Схема калибровки калориметров: 1 – вакуумная камера, 2 – дипольные магниты, 3 – коллиматор, 4 – сцинтилляционный вето-счетчик, 5 – первичные электроны, 6 – тормозные гамма-кванты, 7 – калориметр, 8 – каналы в стене, 9 – лазер, 10 – поворотный магнит.

Положение края комптоновского спектра определяется выражением:

$$w_{max} = E_{beam} \frac{x}{1+x}, \quad (2.2)$$

где: E_{beam} – энергия первичных электронов в коллайдере ВЭПП-4М; $x = 4\omega_0 E_{beam} / m_e^2 c^4$; ω_0 – энергия лазерных фотонов (1.165 эВ и 2.33 эВ для I и II гармоник соответственно). Значения края комптоновского спектра для трех значений энергий коллайдера ВЭПП-4М приведены в Таблице 2.2.

Для калибровки ВГО и NaI – калориметров была использована одна и та же методика определения положения краев спектров комптоновского рассеяния и тормозного

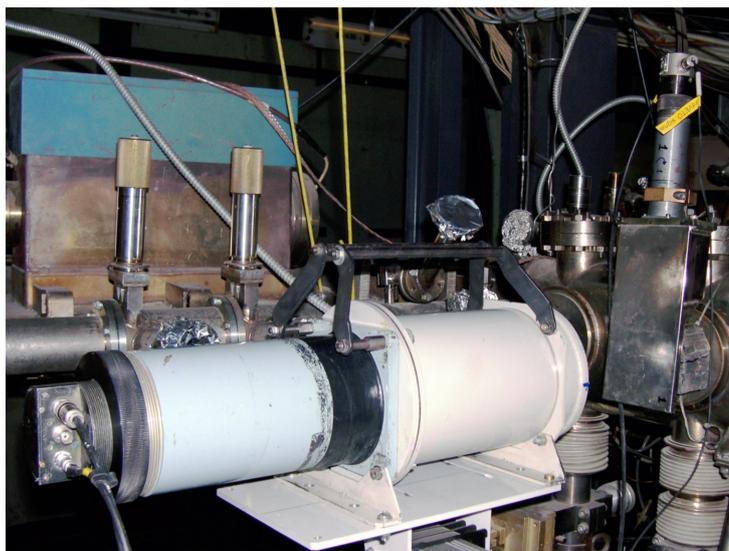


Рис. 2.22: Внешний вид BGO-калориметра уставленного на экспериментальном промежулке коллайдера ВЭПП-4М для калибровки. Справа хорошо виден сцинтилляционный счетчик используемый для контроля заряженной фракции.

Таблица 2.2: Значения краев комптоновского спектра и тормозного излучения для трех значений энергии ВЭПП-4М.

Энергия ВЭПП-4 [МэВ]	Край тормозного излучения [МэВ]	Край комптоновского спектра	
		I гармоника [МэВ]	II гармоника [МэВ]
1850	1850	59	115
3000	3000	152	290
4000	4000	267	500

излучения. Поэтому приведем описание методики только для BGO-калориметра. Калибровка BGO-калориметра проводилась для значений энергии гамма-квантов: 59, 115, 152, 267, 1850, 3000 и 4000 МэВ.

Схема набора статистики и критерии отбора событий

Время обращения пучка в ВЭПП-4М равно $\simeq 1200$ нсек. При работе в двухсгустковом режиме интервал между прохождением сгустков сокращается до 600 нсек. Временная зависимость амплитудного сигнала $A(t)$ с кристаллических калориметров имеет вид:

$$A(t) \propto e^{-t/\tau}, \quad (2.3)$$

где: τ – время высвечивания. Для кристаллов NaI(Tl) время высвечивания составляет 230 нсек, для BGO кристаллов – 300 нсек [37]. При работе с двумя банчами в пучке первичных электронов возможное наложение сигнала от первого банча на сигнал от второго практически одинаково для обоих типов калориметров и равно $\simeq 13.5\%$, а при работе в одногустковом режиме наложение составит $\simeq 0.7\%$ для NaI-калориметра и $\simeq 1.8\%$ для BGO-калориметра. Другой эффект, который может вызвать заметное искажение измеряемой энергии при калибровке по краю спектра комптоновских квантов, связан с возможным наложением сигнала от тормозного излучения. Например, при энергии первичных электронов равной 1850 МэВ величина вклада тормозного излучения в сигнал будет на уровне 33 МэВ, что составляет половину сигнала для точки с энергией 59 МэВ. Для подавления этих эффектов калибровка выполнялась в одногустковом режиме работы ВЭПП-4М и использовались следующие критерии отбора событий:

- сигнал с калориметра проверялся на предмет возможного наложения тормозного излучения (Раздел 2.11), доля отбрасываемых событий составляла $\simeq 3.5\%$;
- для устранения событий с заряженной фракцией исключались события, в которых присутствовал сигнал с вето-счетчика (Рисунок 2.21), доля таких событий составляла $\simeq 10 - 13\%$.

На Рисунке 2.23 показан пример комптоновского спектра до и после отбора.

Процедура определения положения края комптоновского спектра

Теоретическое выражение для энергетического спектра рассеянных фотонов описывается формулой Клейна–Нишины (Рисунок. 2.24):

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} = \frac{2\sigma_0}{E_{beam}\lambda} \left(1 - y + \frac{1}{1 - y} - \frac{4y}{\lambda(1 - y)} + \frac{4y^2}{\lambda^2(1 - y)^2} \right), \quad (2.4)$$

где: $y = \omega/E_{beam}$, ω – энергия рассеянного гамма-кванта, E_{beam} – энергия электрона; $\sigma_0 = \pi r_e^2$, r_e – классический радиус электрона; $\lambda = \frac{4\omega_0 E_{beam}}{m_e^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}$, ω_0 – начальная энергия фотона, m_e – масса электрона, θ – угол между импульсами электрона и фотона до рассеяния (использовалось значение $\theta = \pi$).

Для фитирования комптоновского спектра в области края использовалась свертка функции $d\sigma_c/d\omega$ (обозначено как А) с функцией, описывающей отклик калориметра

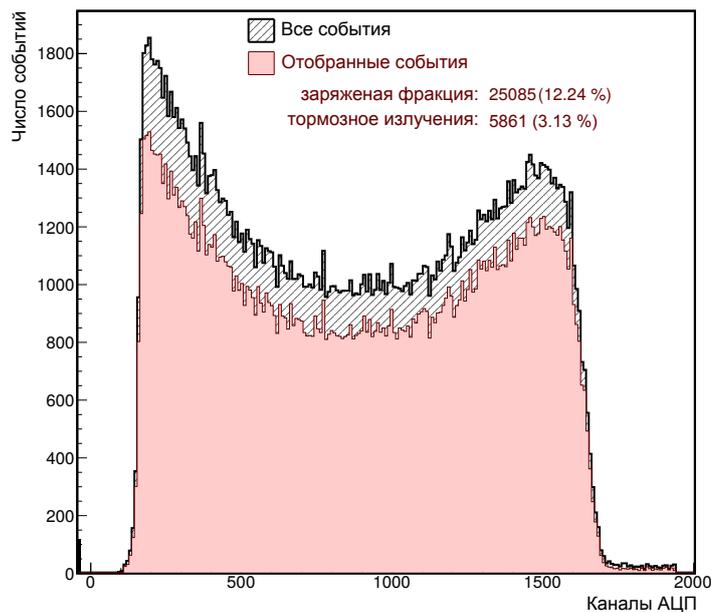


Рис. 2.23: Форма комптоновского спектра до и после отбора событий, энергия ВЭПП-4М была равна 4000 МэВ, а положения края комптоновского спектра – 500 МэВ.

(обозначено как B). Форма функции B определялась с помощью моделирования. Полученные результаты показали (Рисунок 2.25), что для энергии гамма-квантов $\omega_{max} = 59$ МэВ отклик калориметра хорошо описывается функцией *CrystalBall* [38], а для энергий гамма-квантов $\omega_{max} = 115 \div 267$ МэВ лучше использовать так называемую *Novosibirsk* функцию [39]:

$$N(\omega; \omega_0, \sigma, \tau) = A_S \exp \left(-0.5 \left[\frac{\ln^2(1 + \Lambda\tau(\omega - \omega_0))}{2\tau^2} + \tau^2 \right] \right), \quad (2.5)$$

где: $\Lambda = \sinh(\tau\sqrt{\ln 4})/(\sigma\tau\sqrt{\ln 4})$; ω_0 – положение пика; σ – ширина; τ – параметр описывающий спад.

Для описания фона использовался полином второй степени (обозначено как C). Основным источником фона, как уже отмечалось ранее, является тормозное излучение первичных электронов на остаточном газе.

В конечном итоге, функция (F) для подгонки края комптоновского спектра имеет следующий вид:

$$F = A \otimes B + C. \quad (2.6)$$

Пример ее применения показан на Рисунке 2.24.

Для фитирования использовался программный пакет RooFit [40].

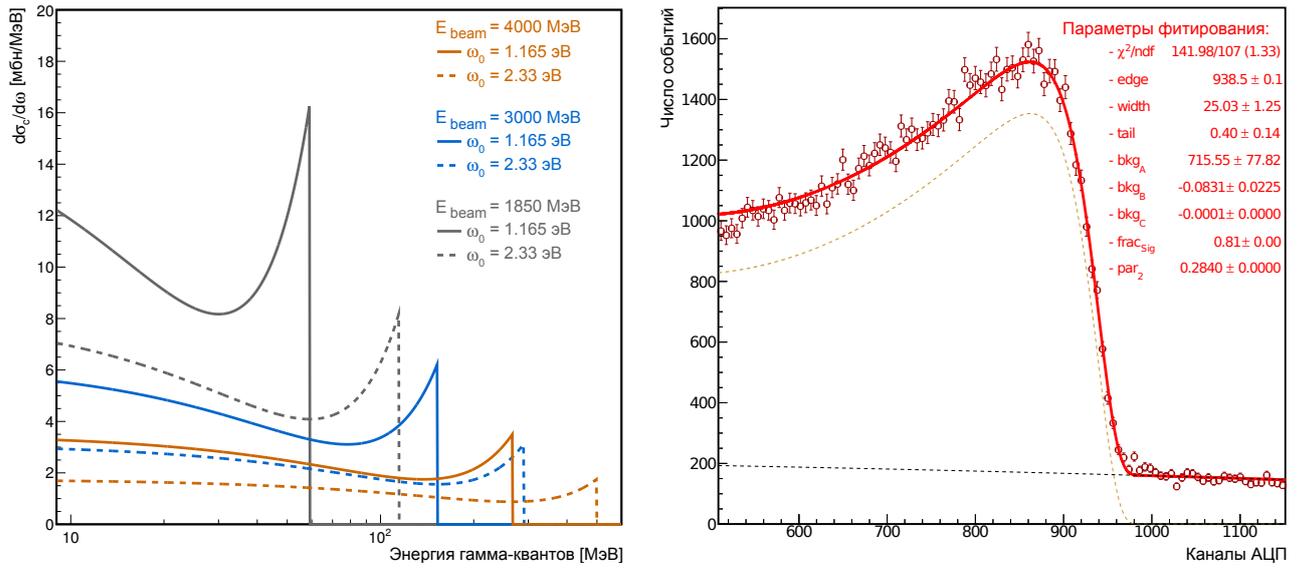


Рис. 2.24: Теоретическая форма сечения комптоновского рассеяния гамма-квантов в зависимости от длины волны (энергии) лазерного излучения и энергии электронов (слева) и пример подгонки края комптоновского спектра для энергии гамма-квантов равной 276 МэВ (справа).

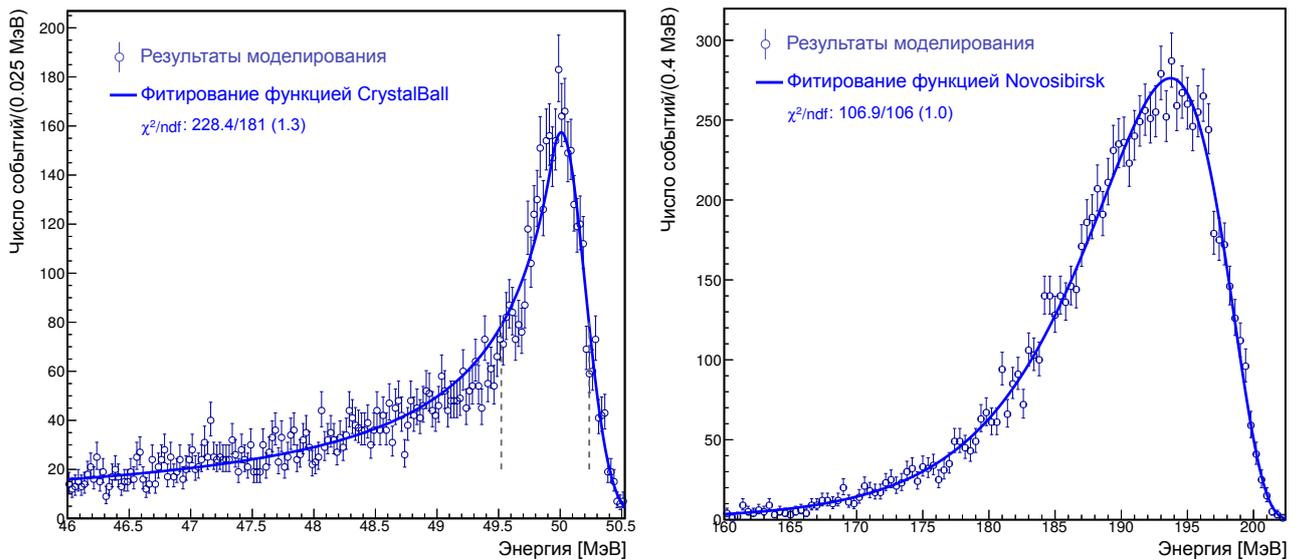


Рис. 2.25: Форма отклика ВГО-калориметра для энергий 50 МэВ (слева) и 200 МэВ (справа) полученная из моделирования.

Процедура определения положения края тормозного излучения

Формула, описывающая сечение тормозного излучения для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, имеет вид [41]:

$$\frac{d\sigma_{bs}}{d\omega} = 4\alpha r_e^2 \frac{1}{y} \left(\frac{4}{3}(1-y) + y^2 \right) \left(\ln \frac{4E_{beam}^2(1-y)}{ym_e^2} - \frac{1}{2} \right), \quad (2.7)$$

где: $y = \omega/E_{beam}$; ω – энергия гамма-кванта; E_{beam} – энергия электрона; α – постоянная тонкой структуры; r_e – классический радиус электрона; m_e – масса электрона.

Для описания сечения тормозного излучения на остаточном газе использовалась приближенная формула, которая обеспечивает необходимую для наших экспериментальных условий точность (Рисунок 2.26):

$$\frac{d\sigma'_{bs}}{d\omega} = \frac{d\sigma_{bs}}{d\omega} (1 + ky), \quad (2.8)$$

где: $k \simeq 0.4$ – безразмерный коэффициент, полученный эмпирическим путем.

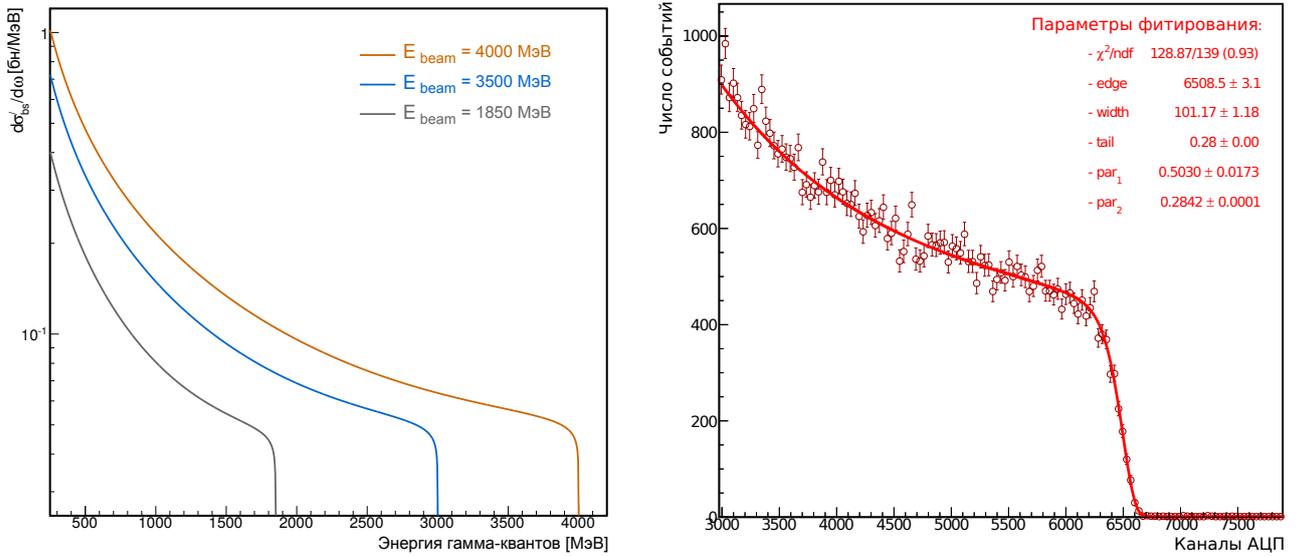


Рис. 2.26: Теоретическая форма сечения тормозного излучения гамма-квантов на остаточном газе в зависимости от энергии электронов (слева) и пример подгонки края тормозного излучения для энергии пучка 1850 МэВ (справа).

Как и в случае комптоновского спектра, для подгонки края тормозного излучения использовалась свертка $d\sigma'_{bs}/d\omega$ с функцией описывающей отклик калориметра. Фон описывался константой, которая фиксировалась на нулевом значении ($C = 0$). Пример подгонки края тормозного излучения показан на Рисунке 2.26.

Результаты калибровки ВГО–калориметра

С применением описанных выше процедур была проведена обработка экспериментальных данных (положение краев спектров и их ширина), измеренных для соответствующих энергий гамма–квантов комптоновского рассеяния и тормозного излучения.

На Рисунке 2.27 приведены измеренные положения краев спектра комптоновского рассеяния и тормозного излучения, которые использовались для калибровки энергетической шкалы. Функция отклика ВГО–калориметра имеет нелинейность на уровне около 2%, что обусловлено утечками ливня в калориметре, а также вкладом используемой аппаратуры (ФЭУ и электроника регистрации). Поэтому, для фитирования полученных экспериментальных данных для калибровки энергетической шкалы ВГО–калориметра был использован полином второй степени (Рисунок 2.27). Максимальная нелинейность составила около 3% для $E_\gamma = 4000$ МэВ. Калибровка отклика электроники калориметрического тракта была выполнена с точностью $\sigma_{ch \rightarrow MeV} \simeq 0.5\%$.

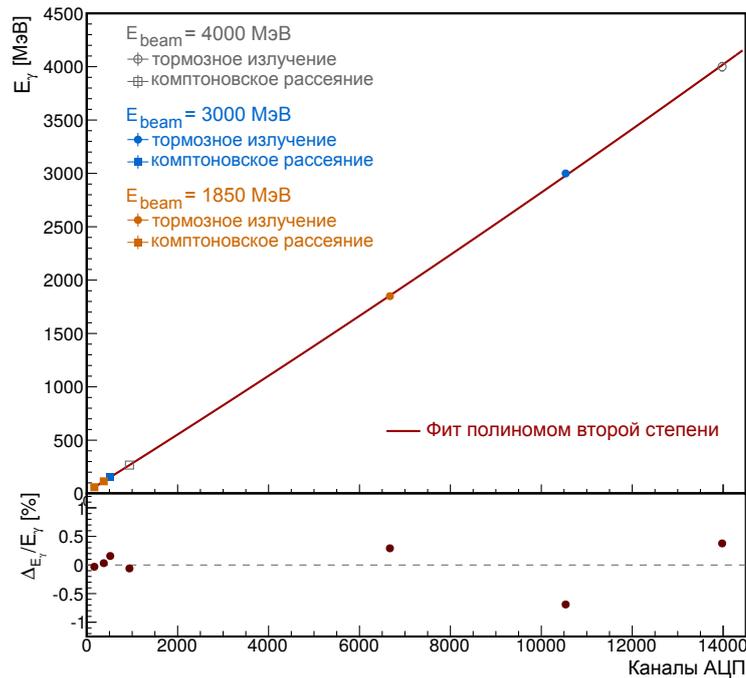


Рис. 2.27: Результаты калибровки энергетической шкалы ВГО–калориметра (в нижней части рисунка показано отклонение фита от экспериментальных данных $100\%(E_{fit} - E)/E$). Ошибки значения E и положения спектра меньше, чем размер точки на рисунке.

Для каждого значения энергии разрешение (σ_{res}) определялось как отношение ширины края спектра к его положению. На Рисунке 2.28 показан результат калибровки

энергетического разрешения ВГО–калориметра. Экспериментально измеренное энергетическое разрешение ВГО–калориметра находится в хорошем согласии с результатами моделирования (Рисунок 2.28). Полученный результат для энергетического разрешения NaI–калориметра приводится в Разделе 4.2.

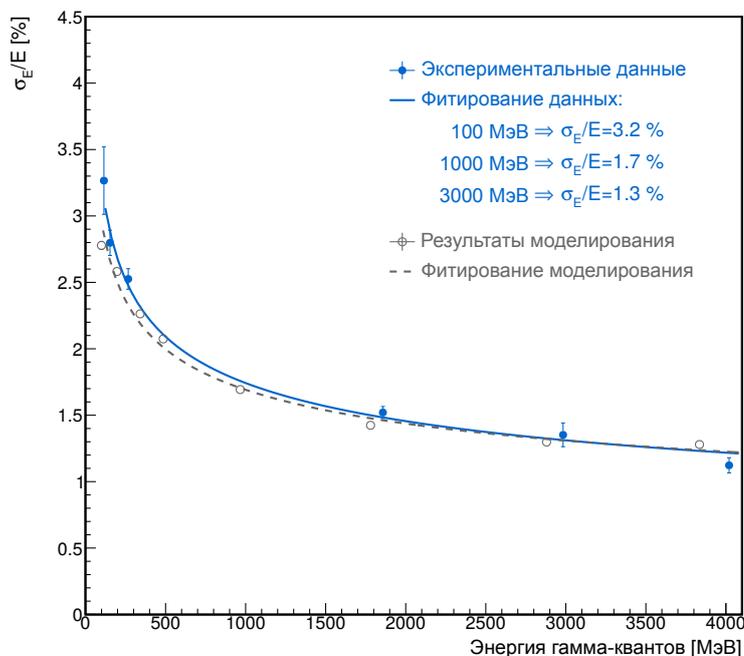


Рис. 2.28: Полученное энергетическое разрешение ВГО–калориметра в сравнении с результатами моделирования. Ошибки данных моделирования меньше размера точки.

2.9. Режимы работы установки

В процессе работы центральная траектория тестовых электронов всегда находится в области, с неоднородностью магнитного поля $\pm 2.5\%$. Для этого расстояние от краев апертуры магнита вдоль оси x между точками входа и выхода электронов из магнита, а также в области максимального отклонения электронов связанного с их движением по радиусу, должно быть равным 15 мм (Рисунок 2.29). В этих условиях электрон движется в магнитном поле по окружности радиусом $R \simeq 279$ см, а угол поворота равен $\alpha = 33.2^\circ$. Исходя из этого, при максимально возможном значении поля равном 15.8 кГс, используя формулу (4.3), получаем ограничение на максимальный импульс электрона около 1300 МэВ/с. Режим генерации тестовых электронов с такой центральной траекторией в дальнейшем будем называть режимом низкой энергии.

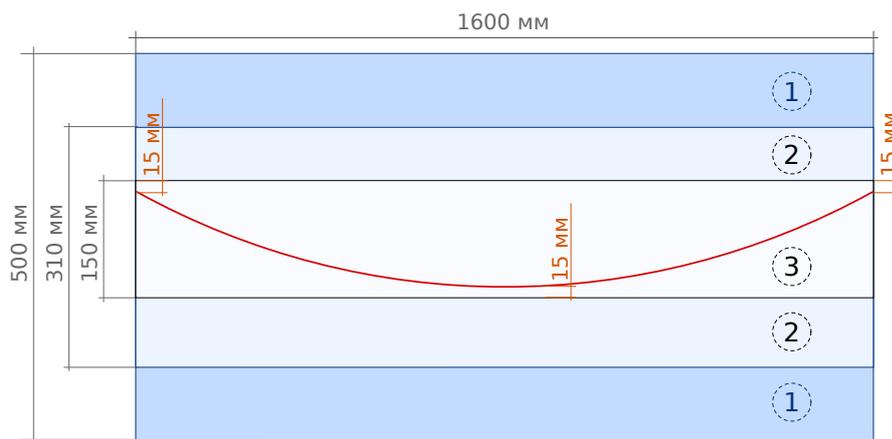


Рис. 2.29: Выбор центральной траектории: 1 – ярмо магнита, 2 – область полной апертуры, 3 – область рабочей апертуры.

Для получения электронов с импульсами до 3500 МэВ/с необходимо уменьшить угол поворота в два раза до значения $\alpha = 13.8^\circ$, радиус поворота при этом составит $R \simeq 730$ см. Данный режим будем называть режимом высокой энергии.

Отличие этих режимов заключается в двух факторах:

1. Различное расположение экспериментального оборудования установки относительно оси входного пучка тормозных гамма-квантов, обусловленное разными углами поворота α центральной траектории электронов, как показано на Рисунке 2.30. Переход из одного режима в другой требует поворота и сдвига магнита и оборудования, расположенного за ним, что занимает 15–20 минут (Раздел 2.10).
2. Применяемый метод получения тестовых электронов дает диапазон по импульсу $\Delta p = p_{max} - p_{min}$ относительно “среднего” значения импульса p , который соответствует центральной траектории с определенным углом поворота α . При большом значении α разброс импульсов (энергий) электронов в пучке уменьшается, но при этом происходит понижение интенсивности тестовых электронов дошедших до прототипа детектора при прочих одинаковых условиях. В измерениях получено снижение интенсивности пучка тестовых электронов в 1.5÷2.0 раза. Данные по измерению энергетического разброса для обоих режимов приводятся в Разделе 4.1.

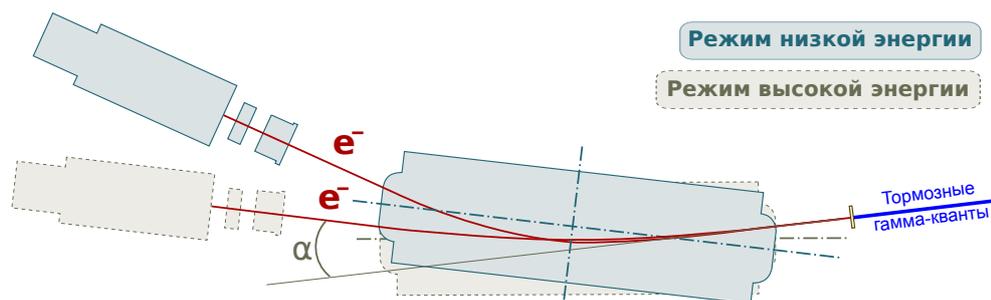


Рис. 2.30: Расположение оборудования для двух режимов работы установки.

2.10. Расположение и выставка оборудования в экспериментальном зале

Все научное оборудование установки, за исключением подвижного конвертора и сцинтилляционного счетчика для измерения входной загрузки тормозных гамма-квантов, размещено в экспериментальном зале. Внутренние размеры экспериментального зала установки равны (Ш×Д×В): $4.4 \times 5.9 \times 4.2$ м. Канал для ввода тормозных гамма-квантов смещен вправо (Рисунок 2.2) и находится на высоте около 2 м от уровня пола.

Конверсионная мишень расположена на выходе из канала. За ней, по ходу пучка тестовых электронов, находится поворотный магнит, за которым устанавливается прототип детектора, как показано на Рисунке 2.31. В промежутках располагаются триггерные счетчики и координатные детекторы. Взаимное расположение этих элементов определяется условиями измерений и может быть разной. Последним элементом является калориметр полного поглощения. Базовое расстояние от конверсионной мишени до поворотного магнита равно 0.5 м. Расстояние от магнита до прототипа детектора лежит в диапазоне 1.5 – 2.0 м.

Пример расположения оборудования в экспериментальном зале установки во время работы с прототипом детектора ФАРИЧ в 2011 году показан на Рисунке 2.32.

Для взаимной выставки оборудования в экспериментальном зале установки были разработаны и созданы две системы позиционирования оборудования:

1. Система выставки поворотного магнита. Представляет собой металлическую трехуровневую конструкцию установленную на пол зала и неподвижно зафиксированную. На уровне пола находятся источники питания В1000 для запитки поворотного магнита, разработанные в ИЯФ СО РАН, и система распределения дистиллята для

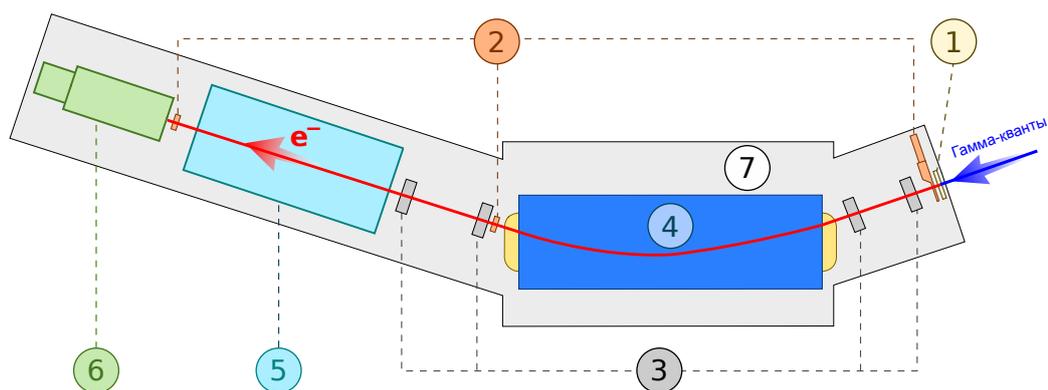


Рис. 2.31: Схема взаимного расположения оборудования в экспериментальном зале установки (не в масштабе): 1 – конверсионная мишень, 2 – триггерные счетчики, 3 – координатные детекторы, 4 – поворотный магнит, 5 – прототип детектора, 6 – калориметр, 7 – система выставки и позиционирования.

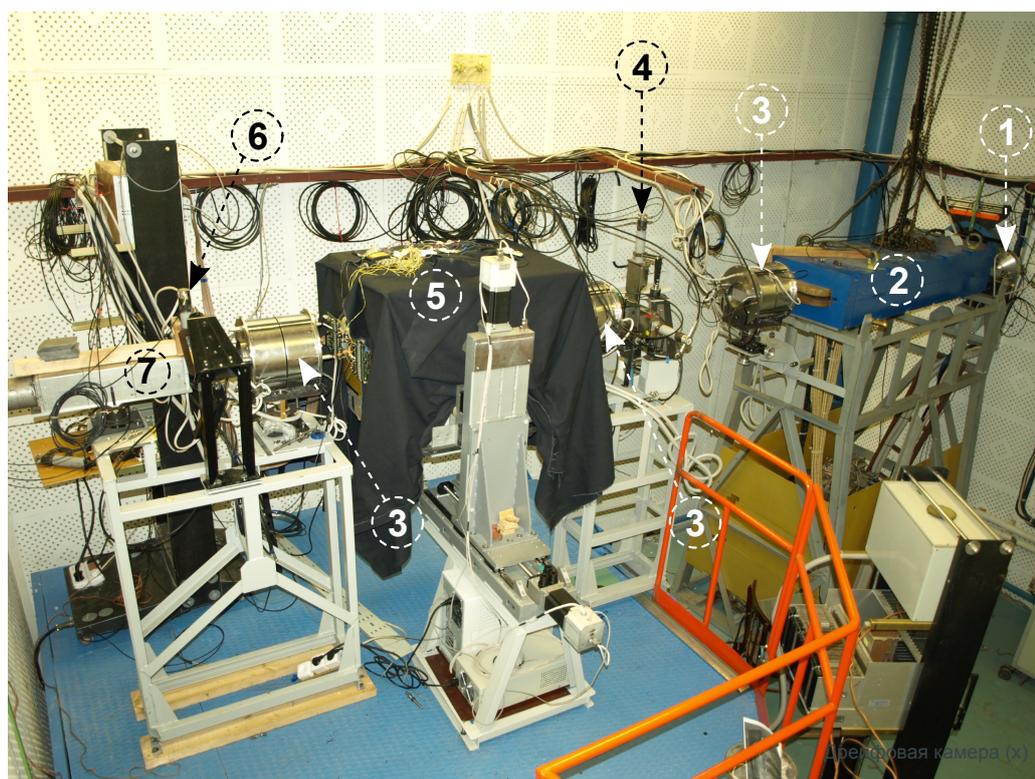


Рис. 2.32: Расположение оборудования в экспериментальном зале во время работы с прототипом детектора ФАРИЧ в 2011 году: 1 – дрейфовая проволочная камера (x координата), 2 – поворотный магнит, 3 – дрейфовые проволочные камеры (x и z координаты), 4 – вето счетчики, 5 – прототип детектора ФАРИЧ, 6 – триггерный счетчик, 7 – NaI-калориметр.

охлаждения токоведущих шин магнита. На высоте 1.5 м от уровня пола располагается различное вспомогательное оборудования: вольтметры для контроля напряжения источников питания В1000, сетевые коммутаторы, низковольтные источники питания для координатных детекторов и т.п. На высоте 1.8 м от уровня пола расположена платформа, на которой установлен поворотный магнит весом около 2 тонн. Платформа оборудована механической системой для перемещения магнита в вертикальном, горизонтальном направлениях и поворота магнита вокруг вертикальной оси (Рисунок 2.33). Выставка поворотного магнита необходима для настройки положения магнита для получения оптимальной загрузки тестовых электронов в зависимости от положения входного пучка тормозных гамма-квантов и работы установки в разных режимах. Перемещение поворотного магнита производится вручную. Для того, чтобы исключить передачу вибраций от работы источников питания В1000 на научное оборудование, системы выставки поворотного магнита и позиционирования научного оборудования не связаны между собой.

2. Система позиционирования научного оборудования. Система состоит из двух частей, как показано на Рисунке 2.34. Основная часть системы расположена на металлическом помосте (3, Рисунок 2.34), расположенного на высоте 1 м от уровня пола, Другая, меньшая по размеру, часть системы жестко закреплена на выступающей трубе канала, в месте входа тормозных гамма-квантов в экспериментальный зал (2, Рисунок 2.34). Обе части системы оборудованы площадками шириной 300 мм, на которых крепится научное оборудование и прототипы детекторов. Длина площадки перед магнитом равна 450 мм. Длина площадки после магнита зависит от режима работы установки, на высокой и низкой энергиях она равна 3000 мм и 1500 мм, соответственно. Это связано с расположением центральных траекторий в этих режимах, на низкой энергии, в силу большего поворота, длина площадки ограничена размерами экспериментального зала (5, Рисунок 2.34).

В случае смещения поворотного магнита (см. выше), для задания центральной траектории тестовых электронов в магните и научном оборудовании, конструкции площадок обеспечивают необходимую подстройку их положения.

На Рисунке 2.35 показан вид на помост со стороны поворотного магнита. Площадь



Рис. 2.33: Вид платформы для установки поворотного магнита с системой его перемещения.

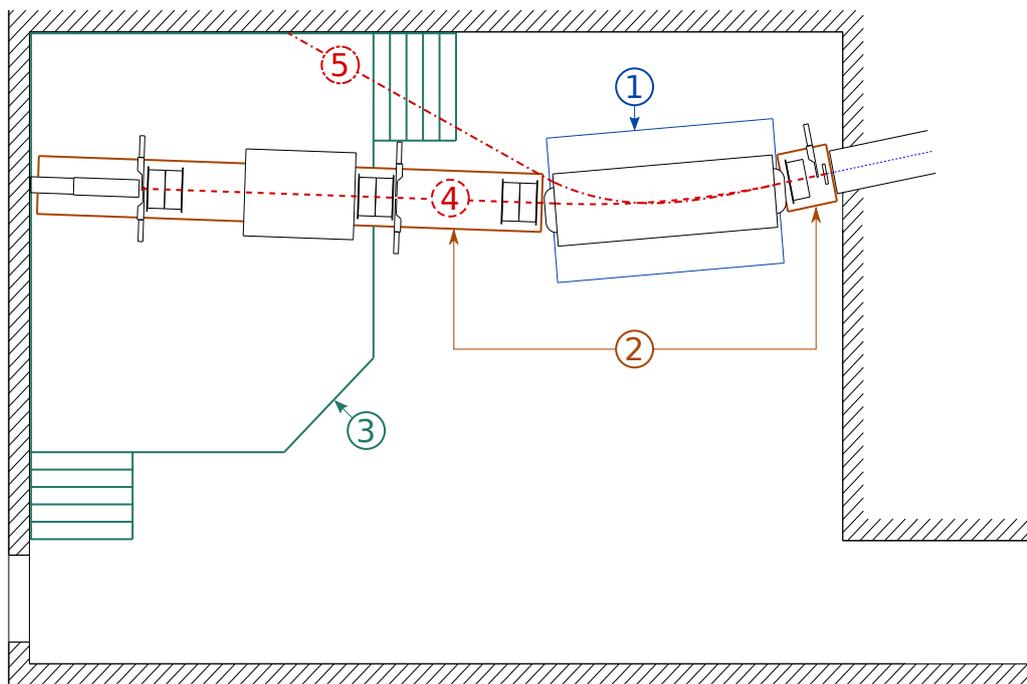


Рис. 2.34: Схема расположения систем выставки оборудования в экспериментальном зале установки: 1 – система выставки поворотного магнита, 2 – система позиционирования научного оборудования, 3 – помост, 4 и 5 – центральные траектории электронов для режимов высокой и низкой энергий соответственно.

помоста позволяет размещать на нем дополнительное оборудование, например, стойку с электроникой для считывания прототипа детектора.

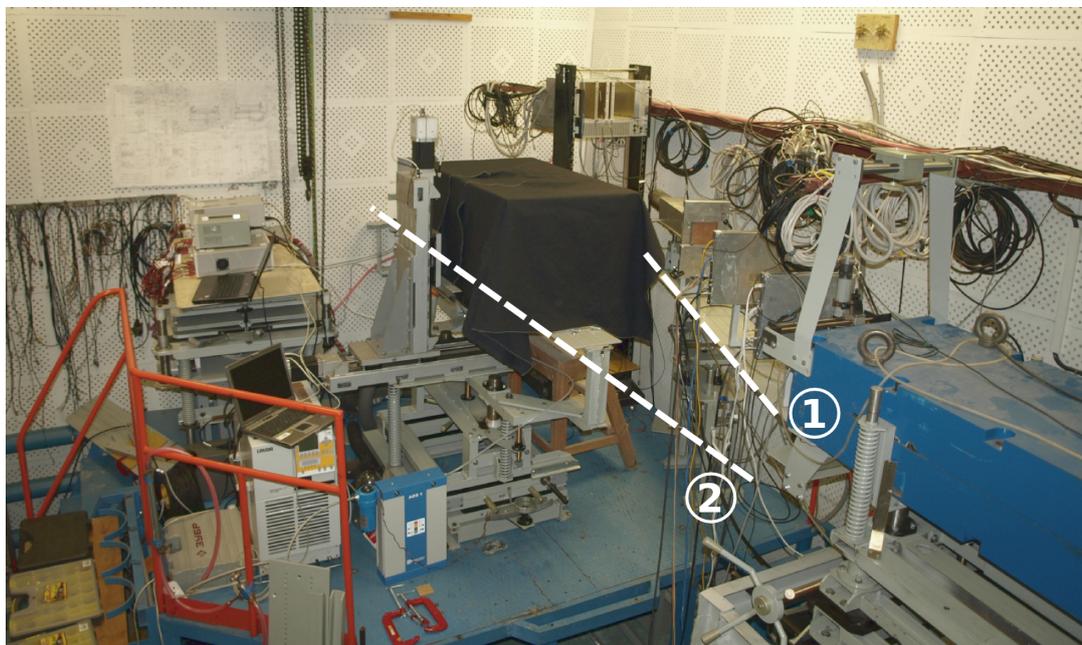


Рис. 2.35: Вид со стороны поворотного магнита на помост: 1 – площадка с установленным на нее оборудованием для проведения измерений в режиме низкой энергии, 2 – площадка для установки оборудования в режиме высокой энергии (часть площадки убрана, черной тканью закрыт бокс с прототипом детектора ФАРИЧ).

Точность перемещений по вертикали и горизонтали составляет ± 0.5 мм, а точность выставки угла около $\pm 0.1^\circ$. Для выставки оборудования (поворотный магнит, координатные детекторы, триггерные счетчики, калориметр, прототипы детекторов) относительно оси пучка тестовых электронов используются два лазерных уровня. В конструкцию индивидуального крепления перечисленного научного оборудования заложена возможность его перемещения по вертикальной оси с точностью ± 0.2 мм.

2.11. Система сбора данных

2.11.1. Используемая электроника

Система сбора данных установки создана на основе блоков электроники в стандарте КАМАК [42], которые в основном разработаны и изготовлены в ИЯФ СО РАН [43]. Система сбора данных состоит из следующих подсистем:

1. Триггерная система. Аналоговые сигналы со сцинтилляционных счетчиков поступают на входы дискриминаторов D0304 с управляемым порогом. В дискриминаторе производится временная привязка сигнала, полученный логический сигнал разветвляется на два выходных. Общее число каналов в одном блоке равно четырем. Полученные таким образом логические сигналы, от каждого сцинтилляционного счетчика, используются следующим образом: один сигнал идет на вход блока пересчетки С0301 для измерения загрузки, а второй сигнал заводится в схему совпадения С0308. В этом блоке по определенной маске вырабатывается триггерный сигнал, который далее поступает на вход блока блокировки У0301. Необходимость использования блока блокировки обусловлена наличием прототипа детектора, который является асинхронной системой и, поэтому, на время необходимое для его считывания выполняется блокировка триггерного сигнала. С помощью блока Р2116 происходит размножение триггерного сигнала.
2. Координатная система. Схема электроники считывания проволочных дрейфовых камер изображена на Рисунке 2.36. Парафазный аналоговый сигнал с камер поступает в аналоговый коммутатор, после которого он поступает в блок ТА, где сигнал дополнительно усиливается и разветвляется на два:
 - Один из них поступает на дискриминатор с фиксированным порогом, с помощью которого осуществляется временная привязка к сигналу, после чего логический импульс поступает на выход “Т” блока ТА. Для измерения времени дрейфа логический сигнал с выхода “Т” поступает на вход “стоп” время–цифрового преобразователя С0309 (ВЦП), тогда как на вход “старт” ВЦП подается триггерный сигнал.
 - Второй сигнал поступает на выход “А” блока ТА и используется для амплитудных измерений с камеры. Для этого, сигнал с выхода “А” подается на один из четырех входов зарядо–цифрового преобразователя С0307 (ЗЦП), формирование логического сигнала необходимой длительности для формирования ворот ЗЦП выполняется с помощью блока ЛО323 (ЗИФ).

Временная диаграмма прихода сигнала с анодной проволочки и триггерного сигнала показана на Рисунке 2.37.

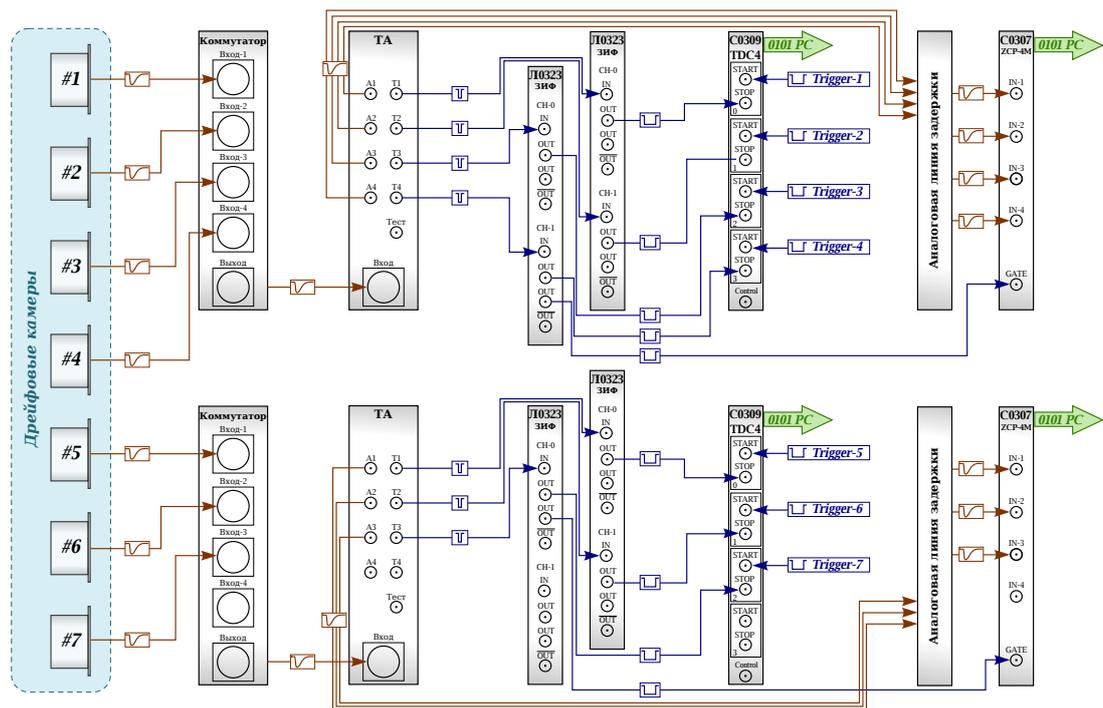


Рис. 2.36: Модульная схема блоков электроники для считывания проволочных дрейфовых камер.

При использовании координатных детекторов на основе ГЭУ вся оцифровывающая электроника расположена рядом с детектором и не требует дополнительной аппаратуры в стандарте КАМАК. Информация с детекторов на основе ГЭУ передается по сети ethernet прямо в компьютер. Режим работы является асинхронным и считывание производится по сигналу триггера.

3. Калориметр. Сигнал с калориметра поступает на усилитель–формирователь, специально разработанный для тестового пучка в ИЯФ СО РАН. Усилитель–формирователь имеет три выходных сигнала: основной и два вспомогательных. Вспомогательные сигналы, в отличие от основного, имеют в 10 раз меньшую амплитуду и в 2 раза меньшее время формирования. Сигнал с основного выхода усилителя поступает на вход амплитудно–цифрового преобразователя (АЦП) фирмы LeCroy – модель 2259В. АЦП имеет чувствительность 1 мВ/канал и динамический диапазон 2048 каналов. Два вспомогательных аналоговых сигнала поступают:

- один на вход дискриминатора. Логические сигналы после него поступают на пересчетку для измерения загрузки калориметра и на схему совпадения для

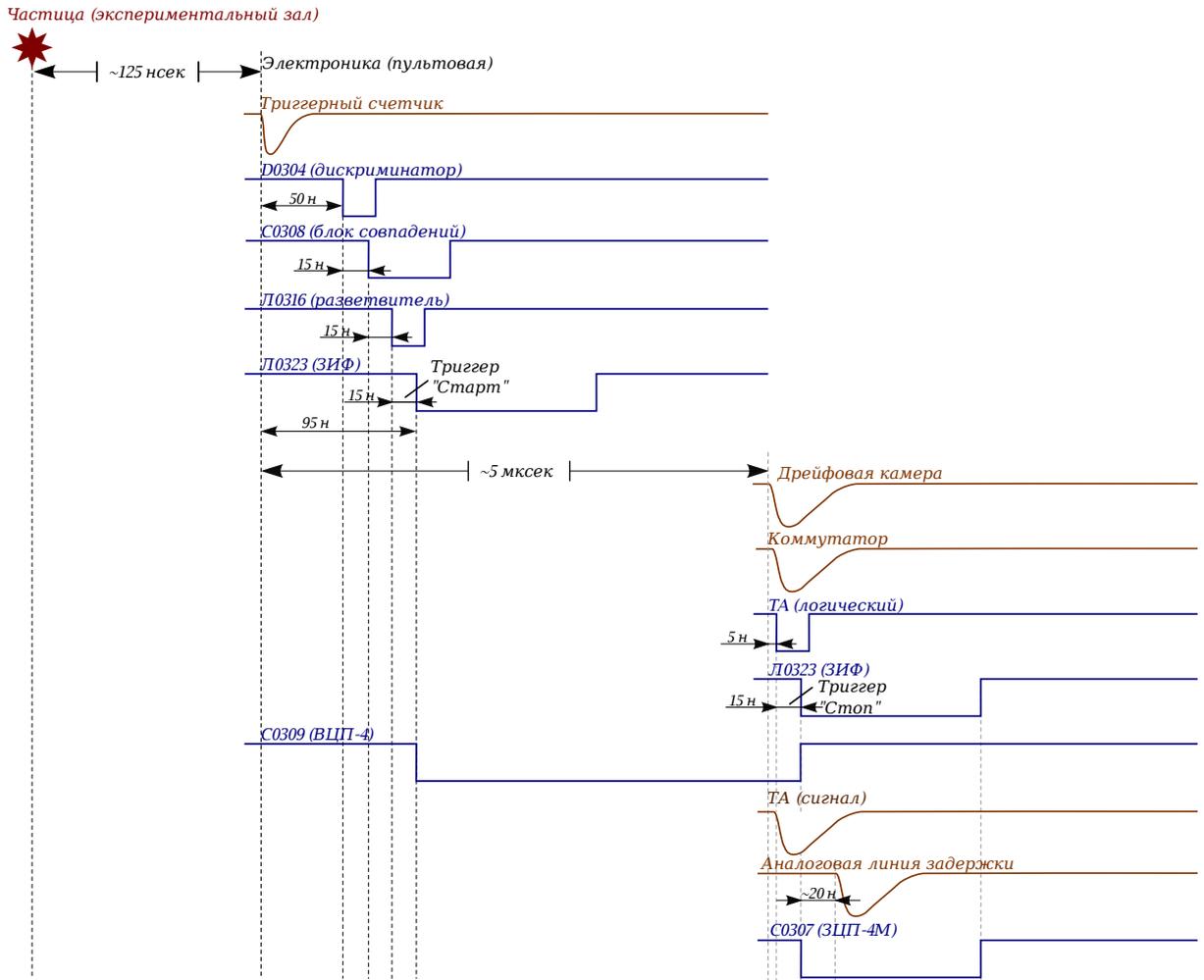


Рис. 2.37: Временная диаграмма прихода сигнала с анодной проволоочки дрейфовой камеры и триггерного сигнала.

формирования триггерного сигнала.

- второй сигнал подается на вход ЗЦП. Дополнительное измерение сигнала с калориметра необходимо для исключения возможного наложения сигнала от предыдущего сгустка первичных электронов. Ширина сигнала формирующего ворота для запуска оцифровки АЦП определяется временем формирования основного сигнала в усилителе и равна 2000 нсек. Так как вспомогательный сигнал подаваемый на вход ЗЦП более короткий, то соответственно, ширина сигнала формирующего ворота для запуска оцифровки ЗЦП меньше и составляет около 800 нсек. Таким образом, на значение сигнала измеряемое ЗЦП не влияет предыдущий пучок электронов, при условии работы ВЭПП-4М в од-

носгустковом режиме. В конечном итоге проверка возможного наложения на основной сигнал, который измеряется АЦП, проводится путем проверки его линейности с данными полученными с ЗЦП (Рисунок 2.38).

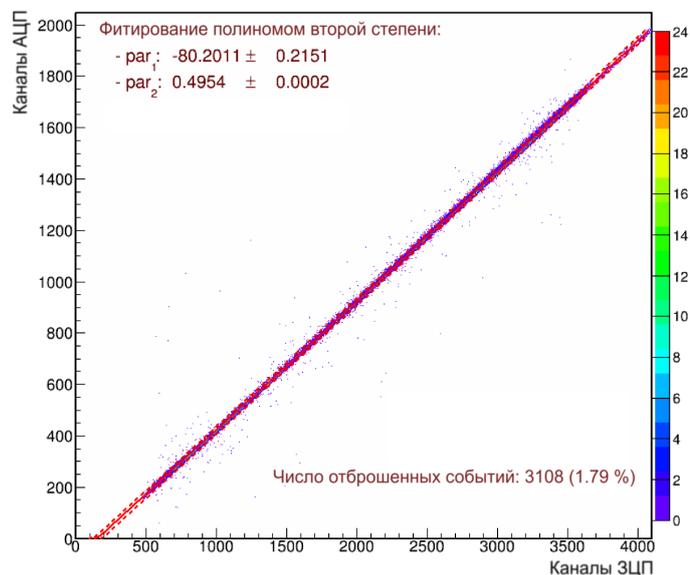
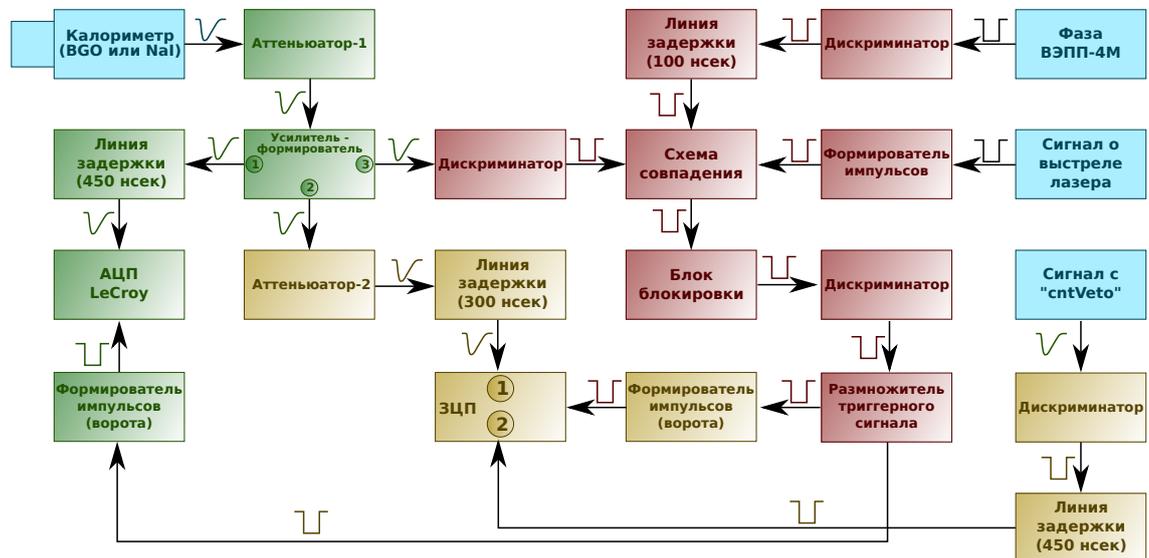


Рис. 2.38: Пример проверки линейности сигналов между АЦП и ЗЦП.

Для формирования ворот АЦП и ЗЦП используется триггерный сигнал. Блок-схема электроники оцифровки сигнала с калориметра в случае его калибровки по краю спектра комптоновского рассеяния показана на Рисунке 2.39. Так как динамический диапазон сигналов с калориметра достаточно велик – от 100 МэВ до 3500 МэВ, то для исключения насыщения усилителя при больших энергиях используется аттенюатор. Аттенюатор имеет дискретность выставки ослабления 1 Дб. Для учета вносимых им искажений аттенюатор был откалиброван во всем диапазоне от 0 Дб до 31 Дб. Второй аттенюатор, в стандарте КАМАК (А0608), служит для согласования амплитуд между ЗЦП и АЦП, он дает постоянное ослабления 12 Дб. На время, необходимое для формирования триггерного сигнала, сигнал с калориметра задерживается. Для этого используются как аналоговые блоки ЛЗД-08, так и блоки в стандарте КАМАК – Л0323. Блок-схема электроники для проведения экспериментов с прототипами детекторов отличается незначительно: отсутствуют сигналы о выстреле лазера и вето-счетчика, в схему совпадения добавлены сигналы с двух сцинтилляционных счетчиков расположенных после конверсионной мишени и перед калориметром.

Цветовое обозначения на схеме:

- входящие сигналы с оборудования
- блоки электроники для формирования триггерного сигнала
- блоки электроники для оцифровки сигнала с калориметра
- блоки электроники для отсечки "фоновых" сигналов



Обозначение выходов усилителя-формирователя:

- ① сигнал на АЦП LeCroy (основной)
- ② сигнал на ЗЦП (вспомогательный - контроль "линейности")
- ③ сигнал на дискриминатор (вспомогательный - формирование триггерного сигнала)

Обозначение входов ЗЦП:

- ① контроль "линейности" АЦП LeCroy
- ② учет заряженной фракции

Рис. 2.39: Блок-схема электроники для калибровки калориметра по краю спектра комптоновского рассеяния.

Для питания ФЭУ сцинтилляционных счетчиков и калориметра используется 32 канальный источник высоковольтного напряжения производства фирмы LeCroy – модель HV4032A. Для высоковольтного питания дрейфовых проволочных камер применяются высоковольтные источники питания Б0307 и Б0308 производства ИЯФ СО РАН, выполненные в стандарте КАМАК.

2.11.2. Программное обеспечение

В качестве операционной системы на установке используется одна из разновидностей *linux* – *Debian* (версия 2.6). Программное обеспечение установки написано на языках программирования *C++*, *python*, *bash* и состоит из набора отдельных программ, предназначенных для мониторинга и управления загрузкой тестовых электронов, запуска набора данных:

- Сервер сбора информации с пересчетов для определения загрузок калориметра, сцинтилляционных счетчиков и триггера. Дополнительное приложение служит для форматированного вывода полученных загрузок и подачи сигналов тревоги при превышении заданного уровня загрузки. Сервер запускается в единственном экземпляре в самом начале работы, в то время как число запущенных программ для мониторинга загрузок может составлять несколько экземпляров.
- Управление вводом конвертора может осуществляться в ручном или автоматическом режиме. В автоматическом режиме управление положением конвертора осуществляется по уровню загрузки сцинтилляционного счетчика, расположенного на входе в канал, которая пропорциональна величине полной триггерной загрузки. В процессе работы оператор задает нижний и верхний пределы загрузки тестового пучка. Далее программа поддерживает загрузку на постоянном уровне, вдвигая или выдвигая конвертор в гало пучка ВЭПП-4М. Характерная зависимость величины тока первичного пучка в ВЭПП-4М от времени, в процессе работы установки в автоматическом режиме приведена на Рисунке 2.40.

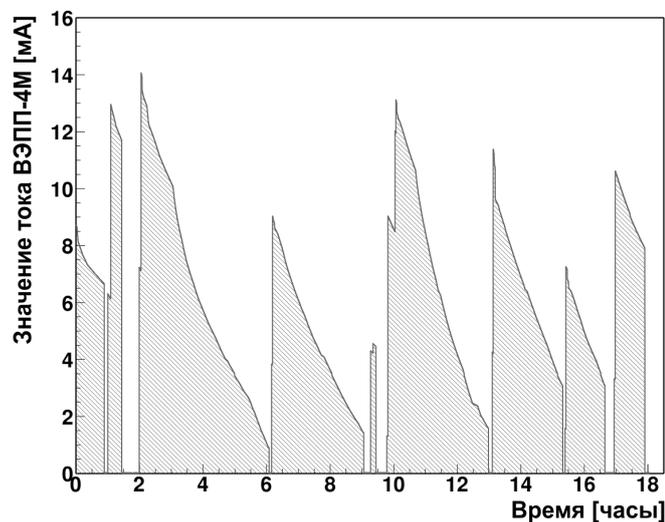


Рис. 2.40: Зависимость величины тока в ВЭПП-4М от времени при работе в автоматическом режиме.

- Контроль значения тока и времени жизни пучка электронов в ВЭПП-4М осуществляется специальной программой, которая берет эту информацию из специально-

го подготовленного файла, формируемого программным обеспечением комплекса ВЭПП-4.

- Программа сбора данных является самой объемной и сложной. Она выполняет конфигурирование блоков электроники: установка порогов дискриминаторов, длительность импульсов формирующих ворота для АЦП и ЗЦП, задание маски для формирования триггерного сигнала и т.д. С ее помощью можно производить включение и выключение систем из чтения, например, дрейфовых камер или прототипа детектора. К настраиваемым параметрам также относятся: длина экспериментального захода, максимальное число событий и/или максимальное время набора. В случае наличия асинхронных систем (например, прототип детектора ФАРИЧ) в процессе набора данных вводится синхронизация данных. Создается небольшая задержка сигнала разблокирования триггера, во время которой данные со всех систем проверяются на соответствие числу запусков триггера. В случае несовпадения числа событий между системами происходит прерывание набора данных. При работе с асинхронными системами есть возможность установки времени между последовательными сигналами триггера (эмпирическим путем установленный временной интервал при работе с прототипом детектора ФАРИЧ составил 1600 мксек). При этом отношение между записанным в секунду числом событий и частотой полного (не заблокированного) триггерного сигнала составляет $R_{trg} \simeq 0.65$. Из данных со всех систем формируются отдельные события, для записи которых используется формат среды обработки ROOT [44].

Вид рабочего стола оператора в процессе набора данных показан на Рисунке 2.41.

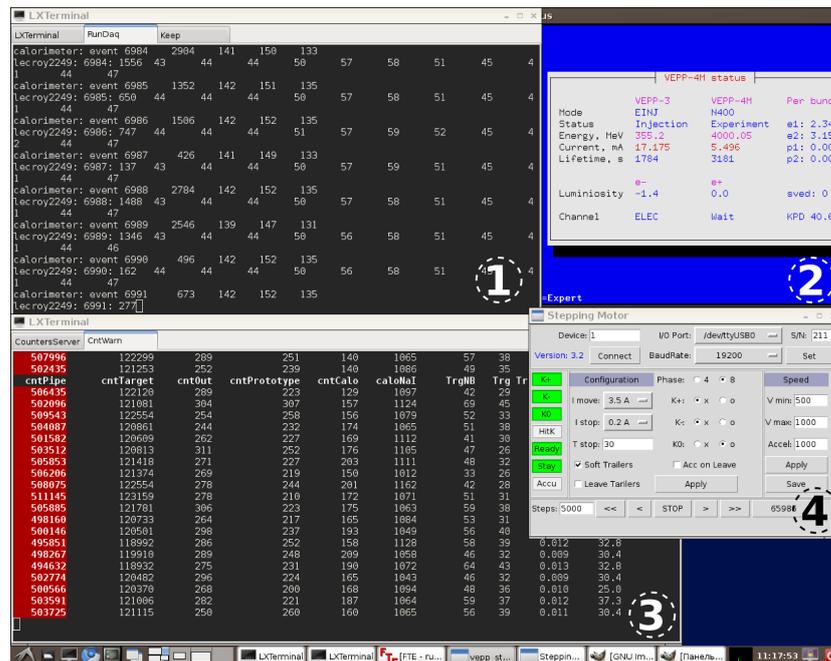


Рис. 2.41: Пример рабочего стола оператора в процессе набора данных: 1 – терминал в котором отображается информация о наборе данных с систем; 2 – окно для контроля параметров комплекса ВЭПП-4; 3 – терминал с информацией о загрузке сцинтилляционных счетчиков, calorиметра, полного триггера и числом записанных событий; 4 – интерфейс для ручного управления подвижным конвертором.

ГЛАВА 3

Оптимизация параметров установки

3.1. Программный пакет для моделирования

Так как расположение экспериментального зала установки и канала транспортировки тормозных гамма-квантов относительно выходного окна вакуумной камеры коллайдера ВЭПП-4М фиксировано, то расчет параметров установки проводился с целью получения как можно большей скорости счета тестовых электронов при минимально возможном уровне фона в области прототипа детектора, для этого определялись:

- оптимальная толщина подвижного конвертора, который вводится в гало пучка коллайдера ВЭПП-4М;
- оптимальная толщина и место расположения конверсионной мишени.

Для решения этих задач использовалась среда Geant-4 (версия 9.6), которая является общепризнанным инструментом для моделирования взаимодействия частиц с веществом [45]. На языке программирования *C++* был написан программный пакет, который состоит из четырех частей, описывающих: геометрию и материалы, физические процессы, генератор вторичных электронов, систему регистрации. Рассмотрим более подробно каждую из частей.

1. Геометрия и материалы. Эта часть программного пакета задает взаимное расположение всех элементов установки и элементов коллайдера ВЭПП-4М, требуемых для проведения расчета — участок вакуумной камеры с размещенным внутри подвижным конвертором и окном для вывода тормозного излучения, часть магнитной структуры кольца ВЭПП-4М отвечающей за транспортировку первичного пучка электронов. Задана геометрия канала тормозных гамма-квантов, идущих от ВЭПП-4М в экспериментальный зал установки, описывающая часть бетонных стен с установленной в них трубой. Описание экспериментального зала включает в себя конверсионную мишень и поворотный магнит. Поле в магните можно задавать однородным или использовать реально измеренное распределение. Для описания

свойств необходимых материалов (железо, алюминий, сцинтилляторы, бетон и т.д.) использовались значения из соответствующей библиотеки, входящей в состав пакета Geant-4.

2. Физические процессы. В моделирование заложено взаимодействие с веществом электронов, позитронов и гамма-квантов. Для электронов и позитронов моделируется многократное рассеяние, потери на ионизацию и тормозное излучение (дополнительно для позитронов включен процесс аннигиляции); для гамма-квантов — рождение пар, фотоэффект и комптоновское рассеяние.
3. Генератор вторичных электронов. Имеется два варианта генерации тестовых электронов:
 - Полное моделирование, в котором пучковые электроны коллайдера ВЭПП-4М взаимодействуют с материалом конвертора и образуют тормозные гамма-кванты. Энергию первичных электронов можно изменять с помощью передаваемого аргумента. Далее первичные электроны отклоняются поворотным магнитом ВЭПП-4М от их первоначальной траектории, которая соответствует части линейного промежутка вакуумной камеры, и больше не участвуют в моделировании. Полученные тормозные гамма-кванты проходят весь путь до входа в экспериментальный зал установки и попадают в конверсионную мишень. В свою очередь образованные в мишени электрон-позитронные пары влетают в поворотный магнит установки, где происходит отбор электронов с требуемыми импульсами, а позитроны гибнут в ядре поворотного магнита.
 - Упрощенный вариант моделирования вторичных электронов при котором электроны нужной энергии создаются непосредственно в зале установки на входе поворотного магнита. Этот вариант моделирования существенно сокращает необходимое для проведения расчетов время по сравнению с полным моделированием. Он применяется для быстрой оценки параметров установки, например, для изучения влияния элементов и научного оборудования на фоновую ситуацию в месте расположения прототипа детектора, оптимизации расположения счетчиков и т.п.

4. Система регистрации. К системе регистрации, описанной в моделировании, относятся: сцинтилляционные счетчики, координатные камеры и электромагнитный калориметр. В моделировании заложено измеренное пространственное разрешение координатных камер, их геометрия и материалы. Дополнительно в моделировании реализованы, так называемые, виртуальные детекторы, которые не имеют вещества (т.е. не взаимодействуют с частицами) и позволяют абсолютно точно измерять координаты прохождения, энергию и тип частиц. К ним относится идеальный калориметр, размещенный в самом конце центральной траектории, и ряд счетчиков использующихся для отладки и проверки правильности моделирования, положение в пространстве которых определяется рассматриваемой задачей.

В моделировании выбрана следующая система координат, оси z и x – вертикальная и горизонтальная координаты, соответственно, а ось y является продольной. Начало отсчета координат в моделировании совпадает с геометрическим центром поворотного магнита. Начальная траектория движения первичных электронов (генератора событий) также находится в плоскости xy при этом $z = 0$.

Для удобства работы с программой моделирования написаны служебные программы на языке *Perl*, которые наряду с возможностью передачи входных параметров в моделирование, позволяют автоматически запускать пакеты счетных задач на вычислительном кластере, что позволяет быстро получать необходимую статистику для анализа.

Результаты моделирования записываются в файл в формате совместимом со средой обработки Root [44]. Для каждого события организована отдельная запись отклика со всех элементов системы регистрации, что очень удобно при последующем анализе.

3.2. Подвижной конвертор

Для оптимизации толщины подвижного конвертора применялось полное моделирование. Пример спектра тормозных гамма-квантов, полученный в моделировании, показан на Рисунке 3.1. Увеличение толщины конвертора с одной стороны приводит к увеличению эффективности образования тормозных гамма-квантов, а с другой стороны увеличивается угловой разброс гамма-квантов из-за многократного рассеяния первичных электронов в материале конвертора. Последнее, по причине большого расстояния

от подвижного конвертора до конверсионной мишени, приводит к уменьшению числа тормозных гамма-квантов дошедших до конверсионной мишени и, как следствие, понижает эффективность тестового пучка. Поэтому для минимизации отклонения тормозных гамма-квантов, подвижный конвертор должен быть расположен как можно ближе к конверсионной мишени. Наиболее подходящим местом для установки конвертора является прямолинейный участок северного полукольца ВЭПП-4М между линзой $EL2.N$ и дипольным поворотным магнитом $NEM.1$. При таком варианте размещения конвертора расстояние от него до конверсионной мишени составит около 28 м.

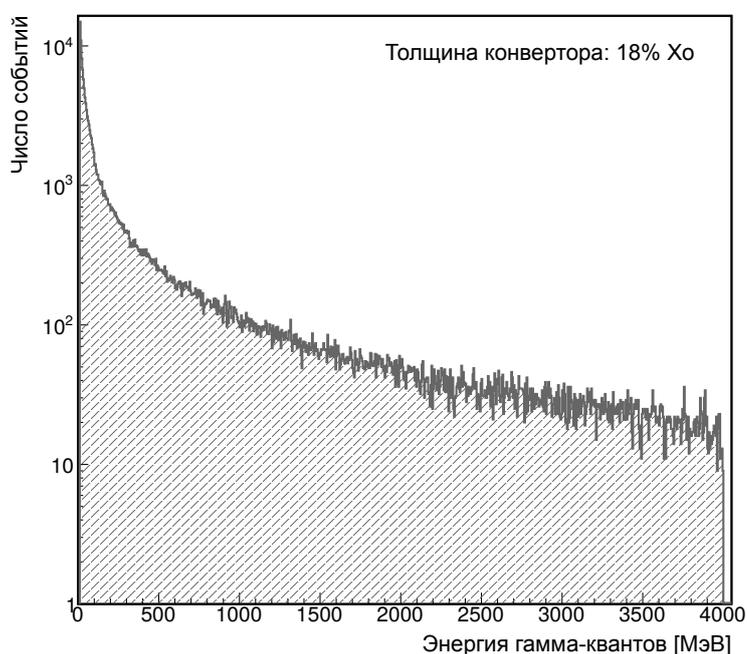


Рис. 3.1: Энергетический спектр тормозных гамма-квантов при толщине конвертора $18\%X_0$ (энергия первичных электронов в ВЭПП-4М равна 4000 МэВ).

Среднеквадратичный угол вылета гамма-квантов тормозного излучения обратно пропорционален энергии электрона и определяется следующим выражением:

$$\sqrt{\Theta_\gamma^2} = \frac{m_e c^2}{E_e} \ln \frac{E_e}{m_e c^2} q(E_e, E_\gamma, z_0), \quad (3.1)$$

где: m_e — масса покоя электрона; E_e — энергия электрона; E_γ — энергия тормозного гамма-кванта; c — скорость света и $q(E_e, E_\gamma, z_0) = 0.5 - 0.8$ — коэффициент, зависящий от E_e и E_γ , а также от материала среды, в которой образуются тормозные гамма-кванты (для оценки использовалось значение $q(E_e, E_\gamma, z_0) = 0.65$ соответствующее отношению $E_\gamma/E_e = 0.5$ и атомному номеру железа $z_0 = 26$ [46]).

Для энергии первичных электронов $E_e = 1800$ МэВ из формулы (3.1) получается значение $\sqrt{\Theta_\gamma^2} \simeq 0.0015$ рад, а для $E_e = 3000$ МэВ — $\sqrt{\Theta_\gamma^2} \simeq 0.0009$ рад. На Рисунке 3.2 показано угловое распределение тормозных гамма-квантов для $E_e = 1800$ МэВ и $E_e = 3000$ МэВ, полученное из моделирования для толщины конвертора $10\% X_0$. Положения максимумов пиков углового распределения тормозных гамма-квантов совпадает с аналитическими вычислениями.

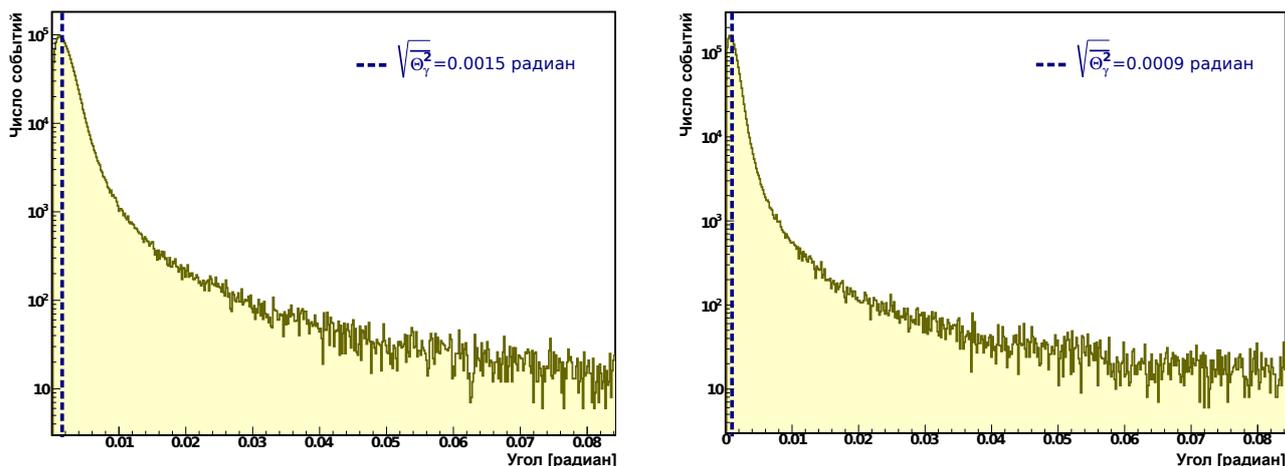


Рис. 3.2: Угловое распределение тормозных гамма-квантов для энергий первичных электронов: 1800 МэВ (слева) и 3000 МэВ (справа), полученное из моделирования, при толщине конвертора равной $10\% X_0$. Пунктирной линией показана аналитическая оценка среднеквадратичного угла вылета гамма-квантов полученного из выражения 3.1.

При оптимизации толщины подвижного конвертора строились угловое распределение тормозных гамма-квантов в поперечной плоскости на входе в экспериментальный зал установки и их распределение по энергии. Пример распределения тормозных гамма-квантов в поперечной плоскости, полученного из моделирования, на расстоянии 28 м от подвижного конвертора, приведен на Рисунке 3.3. Расчет проведен для энергии пучка первичных электронов $E_e = 1800$ МэВ и толщине конвертора $10\% X_0$.

На тормозные гамма-кванты полученные в моделировании накладывались следующие условия отбора:

- $E_\gamma > 100$ МэВ, тормозные гамма-кванты с меньшей энергией из-за многократного рассеяния в конверсионной мишени значительно отклоняются от центральной траектории и теряются;

- траектория тормозного гамма-кванта лежит внутри геометрии апертуры поворотного магнита, в противном случае происходит образование ливней в материале ярма магнита, что дает вклад в ухудшение фоновой ситуации в целом.

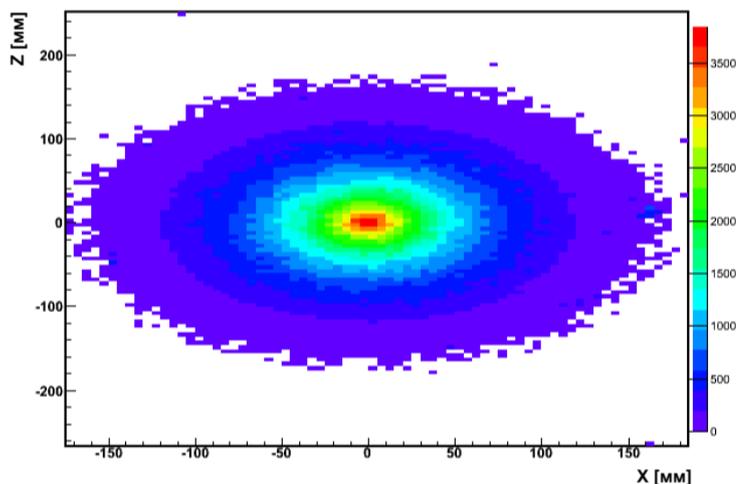


Рис. 3.3: Распределение тормозных гамма-квантов на входе в экспериментальный зал установки в поперечной плоскости, полученное из моделирования. Энергия первичных электронов — 1800 МэВ, толщина конвертора — $10\% X_0$.

Тормозные гамма-кванты, прошедшие отбор, после обратной конверсии в мишени, используются в последующем моделировании. В конверсионную мишень кроме гамма-квантов попадают также электроны и позитроны, которые образуются при взаимодействии гамма-квантов с материалом выходного окна вакуумной камеры коллайдера ВЭПП-4М, а также воздухом, которым заполнен транспортный канал. К частицам заряженной фракции применялись такие же условия отбора, как и для тормозных гамма-квантов.

Моделирование было проведено для двух значений энергии первичных электронов $E_e = 1800$ МэВ и $E_e = 4000$ МэВ, а толщина конвертора (T) изменялась в диапазоне $(0.0 - 100.0)\% X_0$. Для удобства анализа выполнялась нормировка числа отобранных гамма-квантов для разных толщин конвертора $N_{sig}(T)$. В качестве нормировочной величины использовалось полученное максимальное значение числа гамма-квантов $N_{sig_max}(T)$. Полученная нормированная зависимость числа отобранных гамма-квантов от толщины конвертора $N_{norm}(T) = N_{sig}(T)/N_{sig_max}(T)$, для энергий первичных электронов 1800 МэВ и 4000 МэВ, приведена Рисунке 3.4.

Как следует из результатов моделирования, с увеличением толщины конвертора

до $(14 - 17)\% X_0$ число гамма-квантов, проходящих через апертуру поворотного магнита, быстро растет до уровня $N_{norm}(T) = 0.95$, что связано с увеличением вероятности образования гамма-квантов в материале конвертора первичными электронами. При последующем увеличении толщины конвертора число отобранных гамма-квантов практически не меняется $N_{norm}(T) \geq 0.95$ в диапазоне толщин конвертора $(14.0 - 36.0)\% X_0$ ($E_e = 1800$ МэВ) и $(17.0 - 50.0)\% X_0$ ($E_e = 4000$ МэВ). При дальнейшем увеличении толщины конвертора возрастает влияние многократного рассеяния в материале конвертора, что приводит к отклонению первичных электронов от их первоначальной траектории и, как следствие, происходит плавное уменьшение числа гамма-квантов прошедших через апертуру магнита. Максимальная скорость счета тестовых электронов $N_{norm}(T) = 1.0$ отличается для разных энергий первичных электронов и достигается при толщинах конвертора $25.0\% X_0$ ($E_e = 1800$ МэВ) и $33.5\% X_0$ ($E_e = 4000$ МэВ).

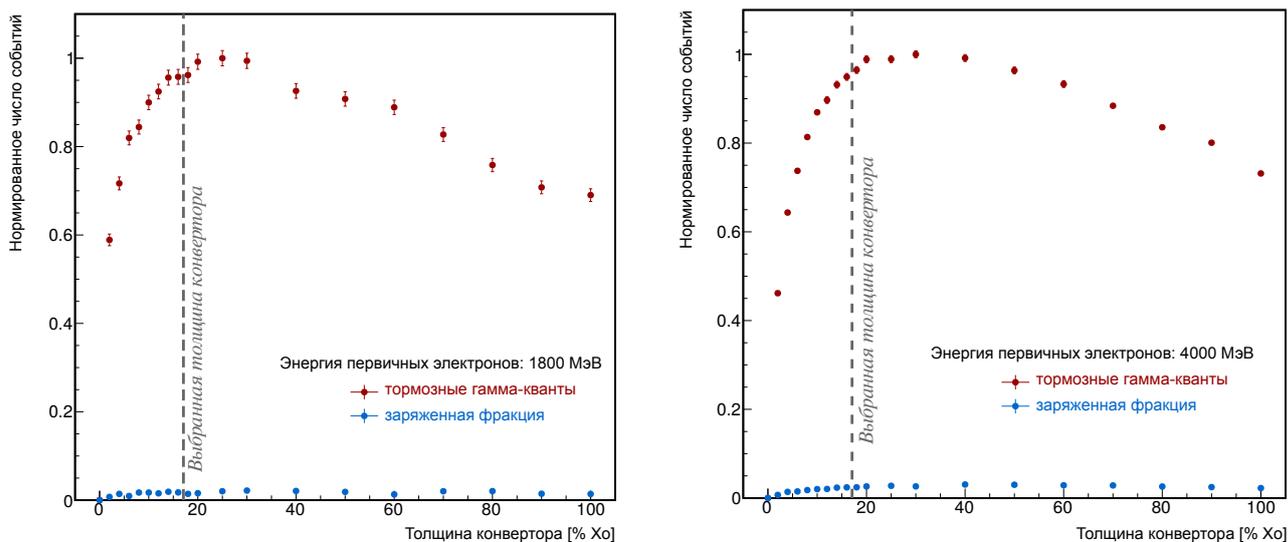


Рис. 3.4: Нормированная зависимость числа отобранных тормозных гамма-квантов от толщины конвертора для разных значений энергии первичных электронов: 1800 МэВ (слева) и 4000 МэВ (справа). Пунктирной линией показана выбранная толщина конвертора.

Для оценки фоновой ситуации на входе в экспериментальный зал установки строилось отношение числа отобранных гамма-квантов к числу отброшенных гамма-квантов – $N_{sig}(T)/N_{background}(T)$ (Рисунок 3.5). Как и следовало ожидать, с ростом толщины конвертора доля отброшенных гамма-квантов увеличивается. Согласно этому толщина конвертора должна быть как можно меньше, например, на уровне $\simeq 5.0\% X_0$.

Для энергии первичных электронов равной 4000 МэВ доля отброшенных гамма-квантов примерно в два раза меньше, чем для электронов с энергией равной 1800 МэВ, что объясняется обратно пропорциональной зависимостью среднеквадратичного угла вылета тормозных гамма-квантов от энергии электронов согласно формуле 3.1. Из чего можно заключить, что лучше работать с тестовым пучком при высоких энергиях первичного пучка в ВЭПП-4М.

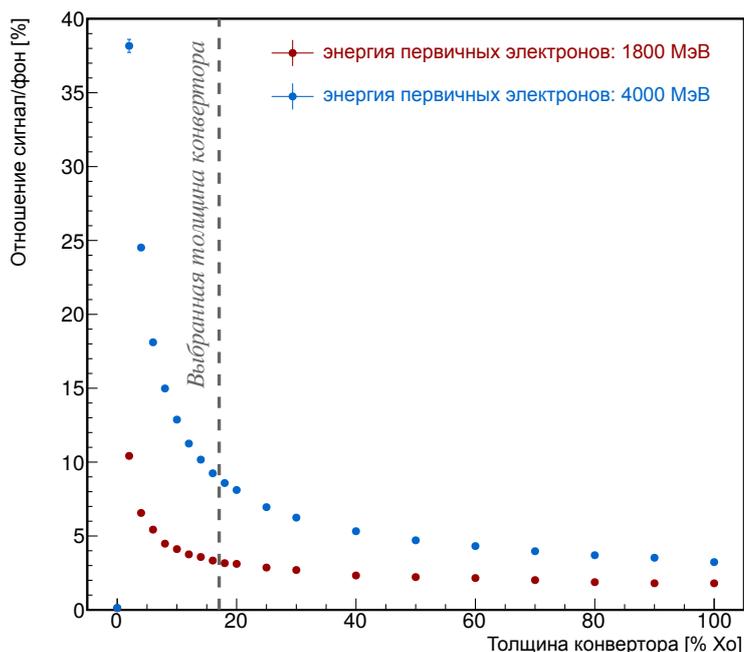


Рис. 3.5: Доля числа отобранных гамма-квантов по отношению к числу отброшенных гамма-квантов в зависимости от толщины конвертора и энергии первичных электронов в ВЭПП-4М. Пунктирной линией показана выбранная толщина конвертора.

Таким образом, из полученных данных для $N_{norm}(T)$ и $N_{sig}(T)/N_{background}(T)$ мы получаем несколько противоречивые результаты. Для уменьшения фона необходимо использовать конвертор как можно меньшей толщины ($\simeq 5\% X_0$). С другой стороны, оптимальное число гамма-квантов $N_{norm}(T) \geq 0.95$ достигается для толщин конвертора больших $(14.0 - 17.0)\% X_0$. Для наших применений более важным параметром является значение числа $N_{norm}(T)$, т.к. фоновая ситуация на входе в экспериментальный зал может быть улучшена постановкой коллиматора в канал. В этих условиях оптимальный диапазон толщин конвертора, для которого величины $N_{norm}(T) \geq 0.95$ с учетом результатов для двух энергий первичных электронов 1800 МэВ и 4000 МэВ, составит $(17.0 - 36.0)\% X_0$.

На основе проведенного моделирования в качестве подвижного конвертора была

выбрана рамка существующего люминофорного датчика, выполненная из нержавеющей стали толщиной 3 мм, что соответствует 17.1% X_0 . Кроме этого, использование рамки данного люминофора в качестве конвертора позволило избежать достаточно трудоемкой работы развакуумирования камеры ВЭПП–4М с последующим восстановлением уровня вакуума, связанным с необходимостью демонтажа ряда магнитов и других элементов ВЭПП–4М и последующего прогрева вакуумной камеры.

3.3. Конверсионная мишень

Оптимизация толщины конверсионной мишени была проведена по той же схеме, что и определение оптимальной толщины подвижного конвертора. Вся геометрия и расположение оборудования в описании моделирования было такими же, а толщина подвижного конвертора была выбрана равной 17% X_0 . В моделировании была задана конверсионная мишень, толщина которой менялась в пределах (0.0 – 110.0) % X_0 .

Было сделано два варианта моделирования размещения конверсионной мишени на входе в канал в экспериментальном промежутке коллайдера ВЭПП–4М и в экспериментальном зале установки на выходе из канала (Рисунок 2.1). Расстояние от мишени до магнита в этих двух случаях составляло 19.2 м и 0.5 м, соответственно. Предполагалось, что в случае расположения конверсионной мишени как можно ближе к конвертору произойдет увеличение скорости счета электронов, особенно для энергий $E \leq 1000$ МэВ за счет увеличения числа отобранных гамма–квантов в следствии их меньшего отклонения от центральной траектории из-за более короткого расстояния, проходимого ими до мишени.

Зависимость нормированного числа отобранных электронов от толщины и места расположения конверсионной мишени $N_{e_norm}(T) = N_{e_sig}(T)/N_{e_sig_max}(T)$, при энергии первичных электронов 1800 МэВ, показана на Рисунке 3.6. Обращает на себя внимание заметная доля отобранных электронов в случае отсутствия мишени (толщина равна 0.0% X_0), которые, как уже отмечалось ранее, образуются в материале выходного окна вакуумной камеры коллайдера ВЭПП–4М и в воздушном промежутке канала (толщина около 9.1% X_0). На Рисунке 3.7 показано отношение числа отобранных электронов к числу отброшенных $N_{e_sig}(T)/N_{e_back}(T)$, при энергии первичных электронов 1800 МэВ, полученное из моделирования. Доля отброшенных электронов при отсутствии конвер-

сионной мишени при этом составляет более 60%. Увеличение отношения по параметру $N_{e_sig}(T)/N_{e_back}(T)$ на 20% наблюдается только при расположении конверсионной мишени в экспериментальном зале. Вариант ее расположения на входе в канал дает намного худшие результаты и от него отказались.

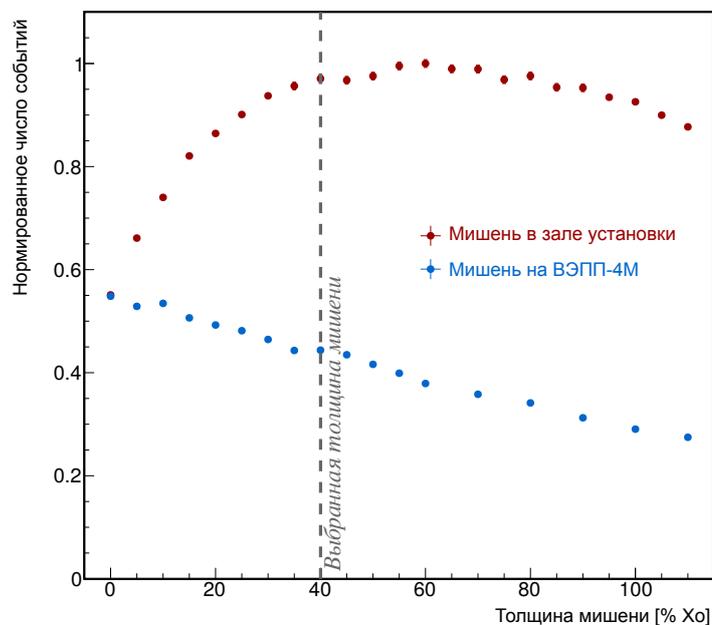


Рис. 3.6: Нормированная зависимость числа отобранных электронов от толщины и места расположения конверсионной мишени, полученные из моделирования. Энергия первичных электронов ВЭПП-4М равна 1800 МэВ.

Расположение конверсионной мишени на входе в экспериментальный зал увеличивает число отобранных электронов примерно в два раза (Рисунок 3.6). Значение с $N_{e_norm}(T) \geq 0.95$ достигается в диапазоне толщин мишени (35.0 – 85.0) % X_0 , максимальное значение $N_{e_norm}(T) = 1.0$ соответствует толщине мишени равной 60.0 % X_0 . С другой стороны, лучшее соотношение $N_{e_sig}(T)/N_{e_back}(T)$ достигается при толщине мишени равной $\simeq 30.0\%$ X_0 (Рисунок 3.7). В отличие от ранее описанной оптимизации подвижного конвертора, в этом случае более важным параметром является меньшая фоновая ситуация за поворотным магнитом в области расположения прототипов детекторов. В результате была выбрана толщина конверсионной мишени равная 40.0% X_0 . В этом случае параметры $N_{e_norm}(T)$ и $N_{e_sig}(T)/N_{e_back}(T)$ на 5% меньше в сравнении с оптимальными значениями получаемыми при толщинах мишени 60.0% X_0 и 30.0% X_0 , соответственно. Энергетический спектр электронов после конверсионной мишени толщиной

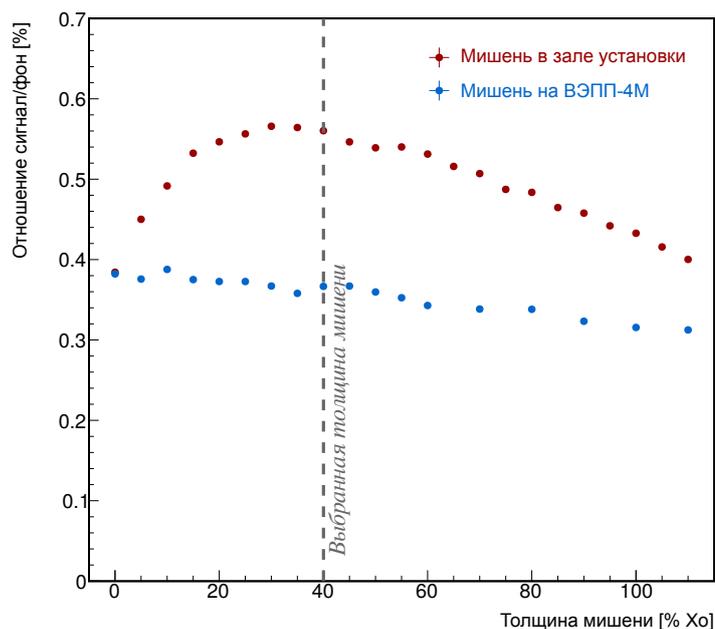


Рис. 3.7: Доля числа отобранных электронов по отношению к отброшенным в зависимости от толщины и места расположения конверсионной мишени. Энергия первичных электронов ВЭПП-4М равна 1800 МэВ.

$40\% X_0$, полученный из моделирования, при энергии первичного пучка 4000 МэВ показан на Рисунке 3.8. Мишень была расположена в экспериментальном зале установки.

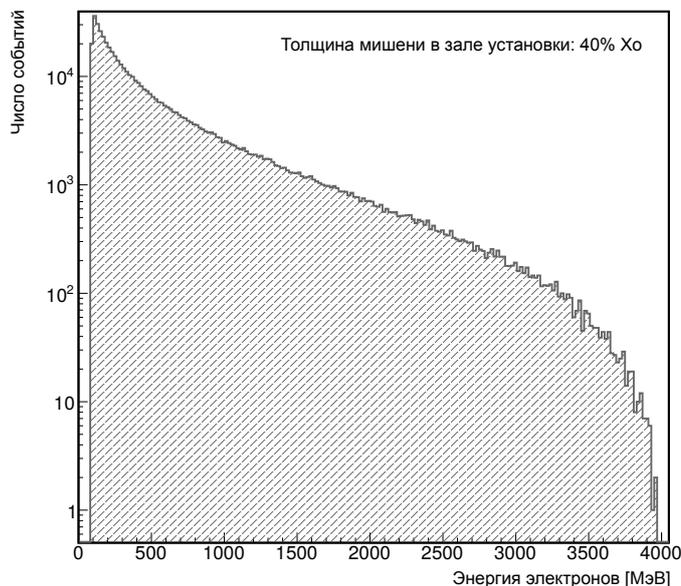


Рис. 3.8: Энергетический спектр отобранных электронов при толщине конверсионной мишени $40\% X_0$. Мишень расположена в экспериментальном зале установки. Энергия первичных электронов ВЭПП-4М равна 4000 МэВ.

ГЛАВА 4

Параметры тестового пучка электронов

4.1. Энергетический разброс

Применяемая методика получения тестовых электронов дает диапазон по импульсу $\Delta p = p_{max} - p_{min}$ относительно “среднего” значения импульса p , который соответствует центральной траектории. Измерение величин разброса энергии $\Delta E/E$ тестовых электронов было проведено с помощью ВГО–калориметра. Схема измерения энергетического разброса тестового пучка показана на Рисунке 4.1.

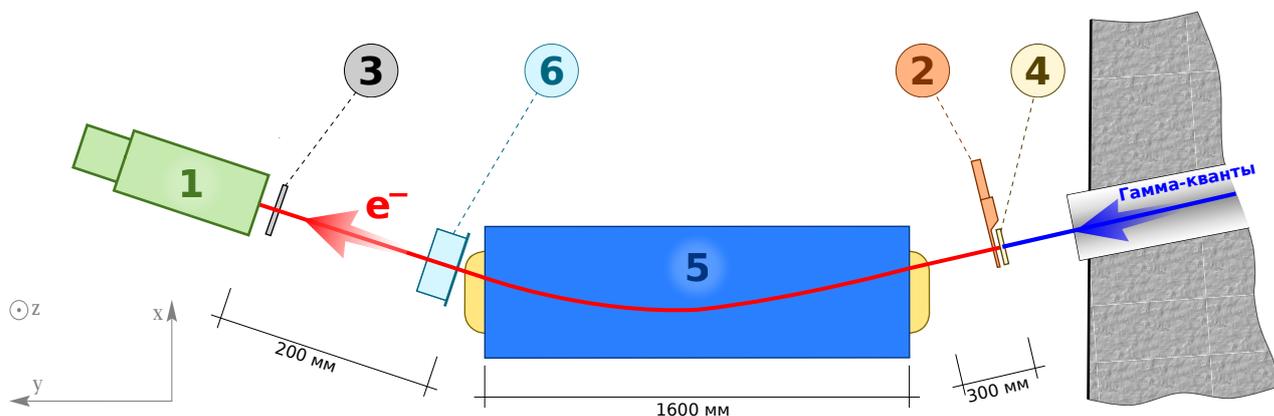


Рис. 4.1: Схема измерения разброса по энергии (изображено не в масштабе): 1 – ВГО–калориметр, 2 – триггерный сцинтилляционный счетчик, 3 – координатный детектор на основе ГЭУ, 4 – конверсионная мишень, 5 – поворотный магнит, 6 – проволочная дрейфовая камера.

Триггерный сигнал формировался сцинтилляционным счетчиком с размером сцинтиллятора $100 \times 100 \text{ мм}^2$, установленным после конверсионной мишени (перед входом в поворотный магнит). Кроме этого, в триггер был включен сигнал от ВГО–калориметра. Для измерения координат треков тестовых электронов относительно калориметра использовались два координатных детектора. Для уменьшения вклада многократного рассеяния на выходе поворотного магнита была установлена проволочная дрейфовая камера. Перед калориметром был установлен координатный детектор на основе ГЭУ. Расстояние между анодной проволочкой дрейфовой камеры и координатной плоскостью

детектора на базе ГЭУ равнялось 200 мм. Направление дрейфа в камере (слева направо относительно входящего пучка) совпадало с началом отсчета в детекторе на базе ГЭУ. Измерительная база детектора на основе ГЭУ по оси равна 128 мм, в то время как проволочная дрейфовая камера позволяет измерять координату в диапазоне равном 85 мм. По этой причине была выполнена калибровка $x(t)$ дрейфовой камеры для обоих режимов работы установки, что требовало перестановки оборудования.

4.1.1. Выставка координатных детекторов

Для калибровки зависимости $x(t)$ применялся следующий подход: три детектора на основе ГЭУ устанавливались в сборку и выставлялись друг относительно друга. Сборка из трех детекторов на основе ГЭУ располагалась в непосредственной близости от проволочной дрейфовой камеры (Рисунок 4.2). По трем детекторам на основе ГЭУ восстанавливался трек электрона, затем определялась координата пересечения этого трека с проволочной дрейфовой камерой.

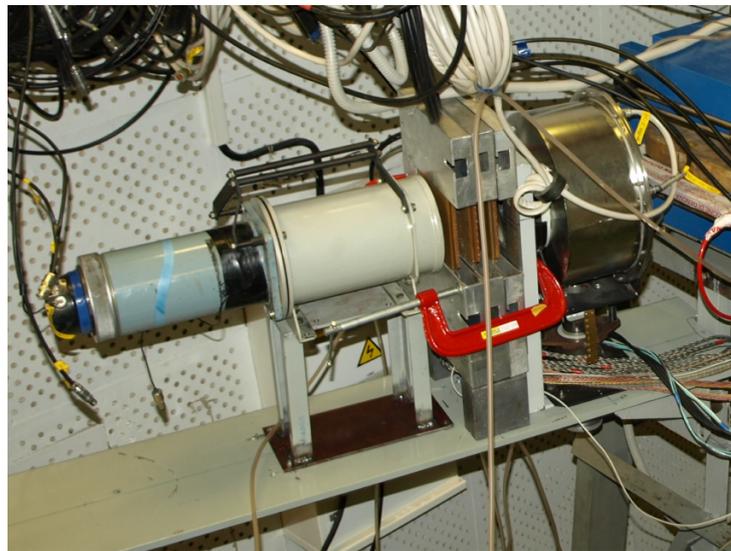


Рис. 4.2: Взаимное расположение трех детекторов на основе ГЭУ (находятся по центру) и проволочной дрейфовой камеры (находится справа) для калибровки $x(t)$.

Пример временного спектра с проволочной дрейфовой камеры показан на Рисунке 4.3. Используемая газовая смесь обеспечивает хорошую линейность скорости дрейфа в диапазоне 10 – 76 мм, что соответствует интервалу времени дрейфа электронов 0.23 – 1.75 мксек. Эти значения были взяты в качестве граничных для отбора событий

по времени дрейфа (Рисунок 4.3).

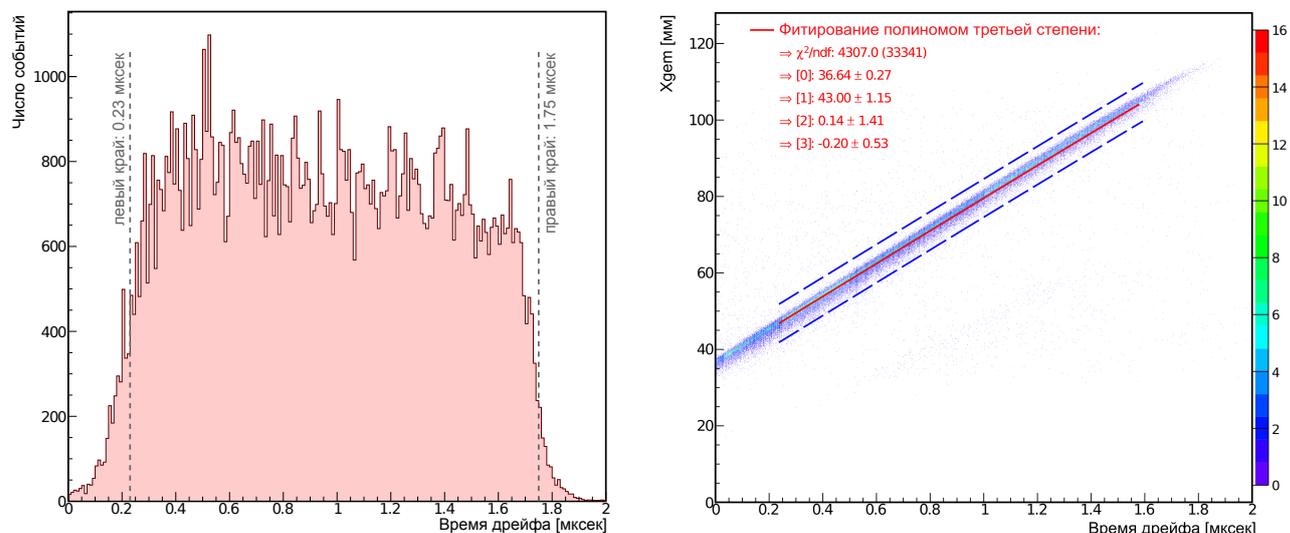


Рис. 4.3: Пример временного спектра с дрейфовой камера (слева) и подгонка корреляции измеренного времени дрейфа с координатой трека, полученной с помощью детекторов на основе ГЭУ (справа).

Для фитирования полученной зависимости значения координаты трека, измеренного детектором на основе ГЭУ, от измеренного времени дрейфа на камере использовались полиномы первой, второй и третьей степени (Рисунок 4.3). Для оценки качества фитирования строилась зависимость

$$\Delta x = x_{mes} - x_{exp}, \quad (4.1)$$

где: x_{mes} – координата, измеренная с помощью дрейфовой камеры; x_{exp} – определялась как точка пересечения трека, восстановленного по трем детекторам на основе ГЭУ с плоскостью анодной проволоки в дрейфовой камере. Лучшая линейность между измеренным временем дрейфа и величиной Δx достигается при использовании полинома третьей степени (Рисунок 4.4), который и использовался в дальнейшем. На наблюдаемый систематический сдвиг Δx от нулевого значения в конечной калибровке $x(t)$ была внесена поправка.

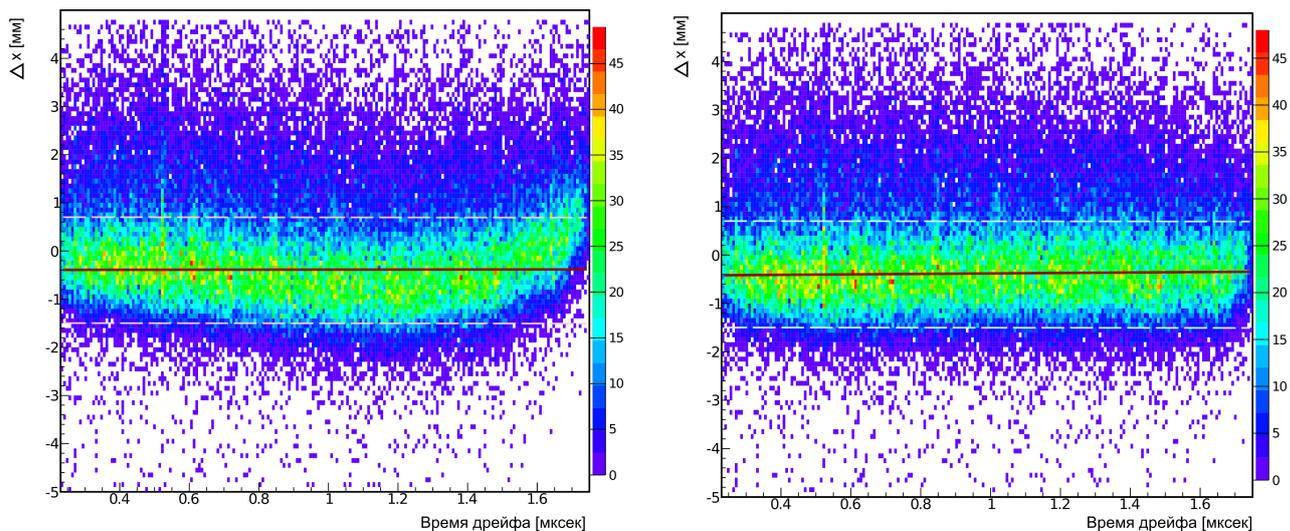


Рис. 4.4: Результаты измерений величины Δx , для случая фитирования полиномами первого (слева) и третьего (справа) порядков.

4.1.2. Процедура отбора событий

Отбор событий проводился по процедуре описанной в Разделе 2.8. Дополнительно применялся отбор фоновых событий с использованием корреляции поперечных координат трека x (Рисунок 4.5), измеренных с помощью детектора на основе ГЭУ (x_{gem}) и проволочной дрейфовой камеры (x_{dc}). Доля событий, прошедших этот отбор, составляла около 80%. Далее, с использованием измеренных значений x_{gem} и x_{dc} и с учетом известной базы между детектором на основе ГЭУ и проволочной дрейфовой камерой для каждого трека определялся угол пересечения с плоскостью перпендикулярной продольной оси ВГО-калориметра (Θ). Значение угла $\Theta = 0^\circ$ соответствует попаданию трека электрона в калориметр под прямым углом, что дает значение $x_{gem_base} = 57.4$ мм и $x_{gem_base} = 59.3$ мм для режимов работы установки на высокой и низкой энергии, соответственно. Это значение близко к координате геометрического центра считывающей структуру детектора на основе ГЭУ (64.0 мм), относительно которой был выставлен центр ВГО-калориметра. Полученная зависимость угла Θ от энергии, измеренной с помощью ВГО-калориметра, показана на Рисунке 4.5.

Для дальнейшего анализа отбирались треки с координатами x_{gem} и x_{dc} в диапазоне $x_{gem_base} \pm 5.0$ мм (Рисунок 4.5). При этом условии траектория тестового электрона в калориметре находится в диапазоне $2R_M$, что соответствует регистрации 95% выделившейся

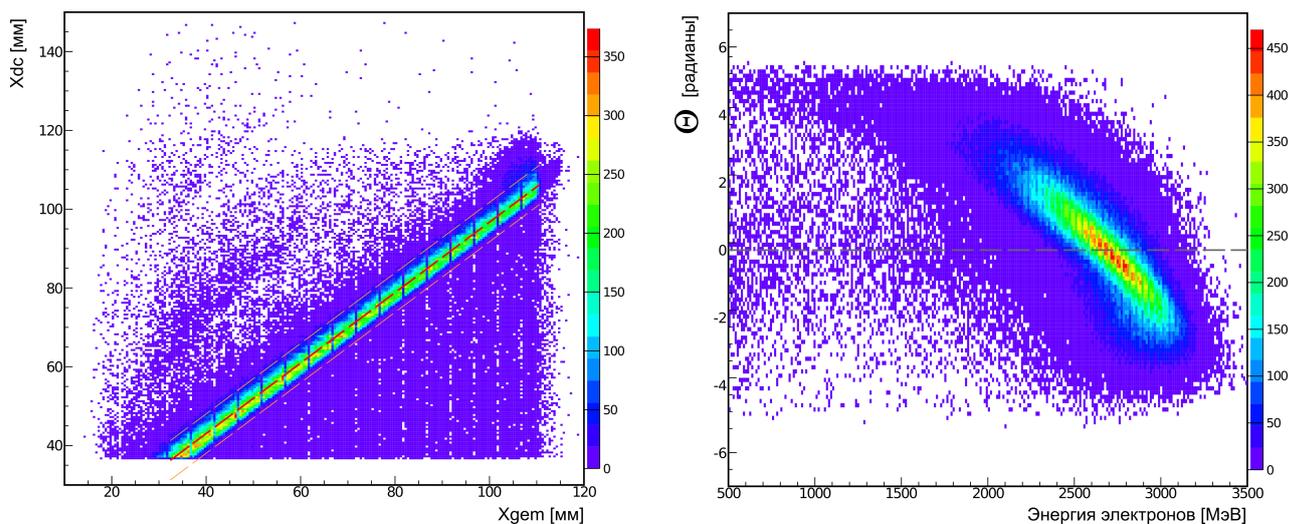


Рис. 4.5: Зависимости координат трека по оси x , между x_{gem} и x_{dc} , (слева) и угла трека тестовых электронов Θ от энергии измеренной ВГО–калориметром (для режима высокой энергии).

энергии.

Измерение вертикальной координаты трека электрона z выполнялось детектором на основе ГЭУ (z_{gem}). Оси z проволочной дрейфовой камеры, детектора на основе ГЭУ и ВГО–калориметра совпадали с центром рабочей апертуры поворотного магнита. Диапазон координат тестовых электронов по оси z ограничивается вертикальным размером апертуры магнита равным 20 мм. По этой причине распределение z координат треков электронов имеет явно выраженные края, что позволяет однозначно определить значение z_{gem_base} , которое использовалось для отбора событий по координате z в диапазоне $z_{gem_base} \pm 5.0$ мм. Пример распределения тестовых электронов по энергии в зависимости от поперечных координат трека (x и z) показан на Рисунке 4.6. Характерная форма распределения по оси x , объясняется широким диапазоном энергий тестовых электронов, образующихся в конверсионной мишени (Рисунок 3.8). Вследствие этого, при фиксированной величине магнитного поля соответствующей значению импульса p , тестовые электроны с большими импульсами отклоняются слабее и, наоборот, электроны с малыми импульсами отклоняются сильнее. Сильная нелинейность энергии по краям оси x обусловлена систематической ошибкой, связанной с утечкой ливня при измерении энергии электронов попадающих близко к краю кристалла.

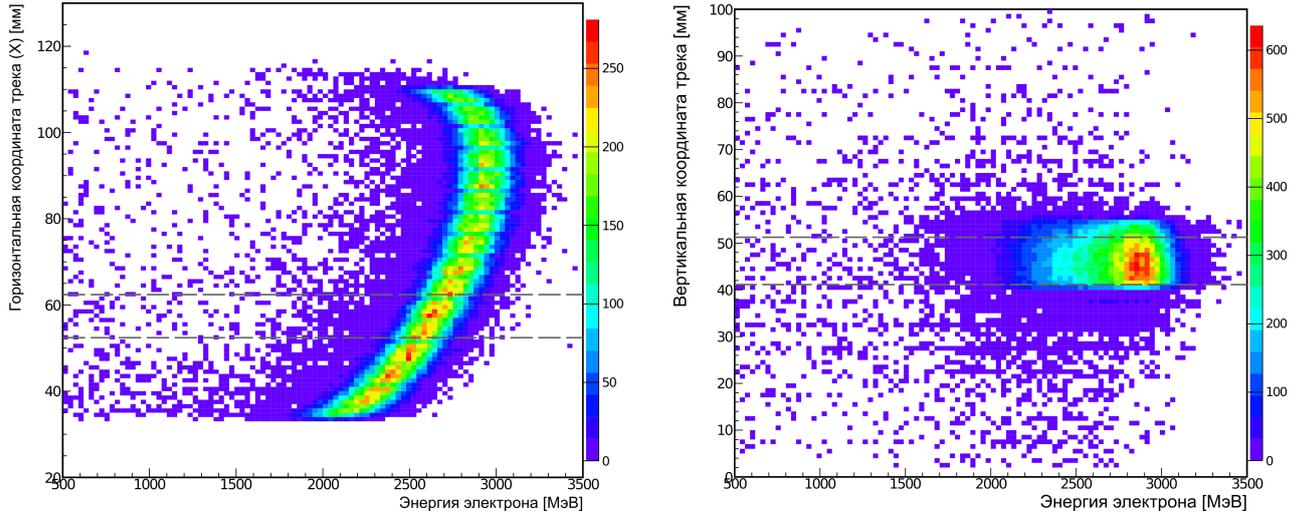


Рис. 4.6: Распределение энергии тестовых электронов в зависимости от их горизонтальной (слева) и вертикальной (справа) координат вблизи калориметра. Пунктирными линиями обозначены области используемые для отбора событий: $x_{gem_base} \pm 5.0$ мм и $z_{gem_base} \pm 5.0$ мм.

4.1.3. Результаты измерений

Распределение по энергии тестовых электронов, полученное с помощью описанной выше процедуры отбора событий, приведено на Рисунке 4.7. Конечный разброс энергии пучка (σ_{spectr}) может быть определен как:

$$\sigma_{spectr} = \sqrt{\sigma_{spread}^2 + \sigma_{res}^2 + \sigma_{ch \rightarrow MeV}^2 + \sigma_{path}^2}, \quad (4.2)$$

где: σ_{res} и $\sigma_{ch \rightarrow MeV}$ – собственное разрешение калориметра и ошибка связанная с точностью калибровки электроники; σ_{path} – величина разброса энергии электронов, обусловленная флуктуациями потерь энергии при прохождении электроном вещества, расположенного на участке от конверсионной мишени до калориметра (воздух, материалы сцинтилляционного счетчика и координатного детектора); σ_{spread} – измеряемая величина характеризующая разброс энергии в пучке тестовых электронов.

Для оценки значения величины σ_{path} было проведено моделирование установки для различных значений энергий первичных электронов. Значение величины σ_{path} извлекалось из полученных распределений по энергии для двух режимов работы установки (Рисунки 4.8).

Полученные по формуле (4.2) значения разброса энергии σ_{spread} в пучке тестовых

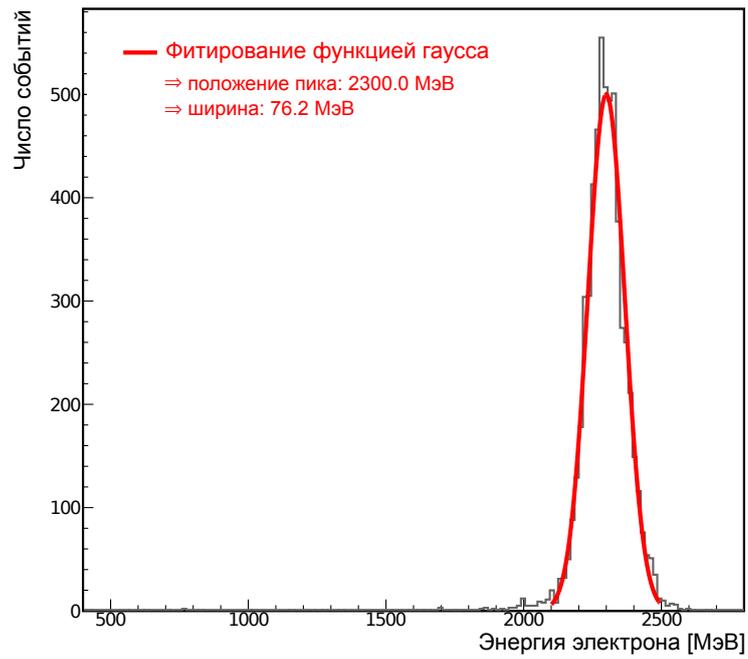


Рис. 4.7: Распределение энергии в пучке тестовых электронов для режима получения электронов высокой энергии.

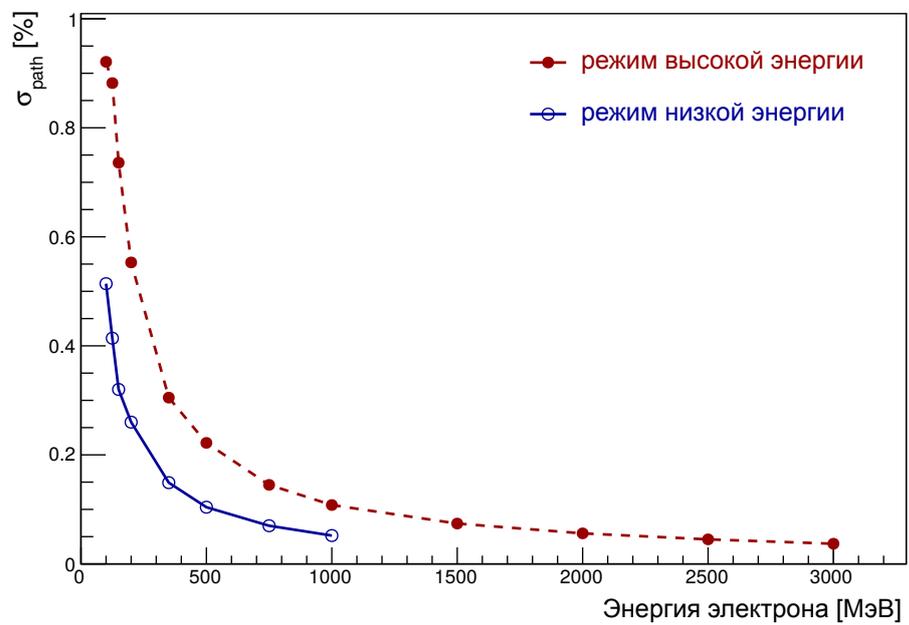


Рис. 4.8: Полученная из моделирования зависимость σ_{path} от энергии для двух режимов работы установки (высокая и низкая энергии).

электронов для режимов работы установки на высокой и низкой энергии представлены на Рисунке 4.9 и Рисунке 4.10, соответственно. Измеренное значение разброса энергии

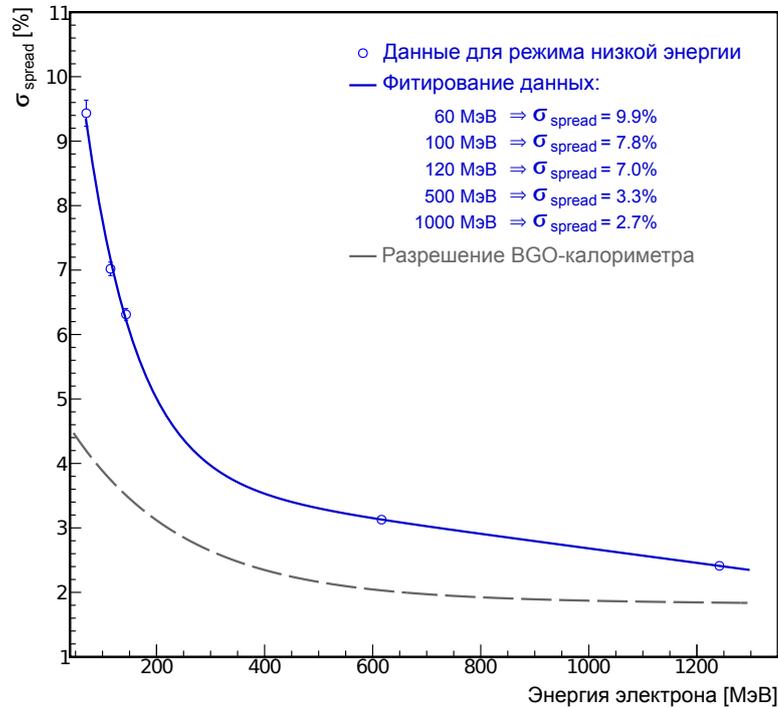


Рис. 4.9: Полученное значение величины σ_{spread} для режима низкой энергии. Пунктирной линией показано разрешение BGO-калориметра.

для режима низкой энергии в два раза меньше, чем для режима высокой энергии. Это объясняется тем, что углы поворота центральной траектории α отличаются для режимов низкой и высокой энергии примерно в два раза и составляют 33.2° и 13.8° , соответственно. Большее значение угла поворота дает лучшую фокусировку электронов по импульсу и, следовательно, обеспечивает более однородное распределение импульса в пучке электронов.

В этих измерениях отбирались события, которые попадали в диапазон поперечных координат $10 \times 10 \text{ мм}^2$, в котором распределение практически постоянное. Поэтому уменьшая размер области отбора можно уменьшить разброс энергии в пучке, который в первом приближении пропорционален площади отбора. При этом скорость счета тестовых электронов уменьшается пропорционально площади. Поэтому, в проводимых измерениях с прототипами детекторов условия отбора оптимизировались в зависимости от решаемых задач.

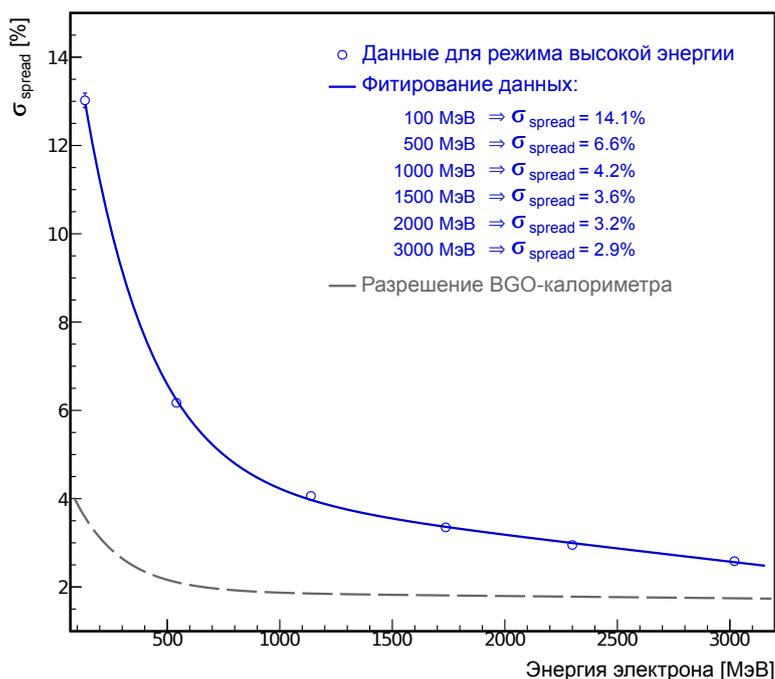


Рис. 4.10: Полученное значение величины σ_{spread} для режима высокой энергии. Пунктирной линией показано разрешение BGO-калориметра.

4.2. Энергетическое разрешение

4.2.1. Процедура измерения импульса тестовых электронов

Для определения импульса электрона использовалось следующее выражение:

$$pc = 300HR, \quad (4.3)$$

где: p – импульс электрона [эВ/c]; H – величина индукции магнитного поля [Гс]; R – радиус кривизны трека электрона в магнитном поле [см].

Радиус кривизны R можно определить измеряя координаты трека электрона в двух точках до поворотного магнита и в двух точках после. Для измерения координат тестовых электронов использовались четыре детектора на основе ГЭУ. Расположение координатных детекторов относительно поворотного магнита показано на Рисунке 4.11. Система координат выбирается так, что вертикальная (z) и поперечная (x) координаты перпендикулярны треку тестового электрона. В этой координатной системе плоскости детекторов на основе ГЭУ располагаются в плоскости xz .

Детекторы перед магнитом используются для измерения траектории входа тестового электрона в магнит $y_{in} = a_{in} + b_{in}x$, которая используется для определения угла входа

электронов в магнит φ_{in} . Координаты точки входа электрона в магнит $[x_{in}, y_{in}]$ определяются из координат пересечения прямых линий y_{in} и y_{m1} . При этом линия $y_{m1} = a_{m1} + b_{m1}x$ соответствует входной плоскости поворотного магнита (Рисунок 4.11). Детекторы, размещенные после поворотного магнита, используются для измерения траектории выхода тестовых электронов из магнита $y_{out} = a_{out} + b_{out}x$, определения выходного угла φ_{out} и получения координат точки выхода $[x_{out}, y_{out}]$.

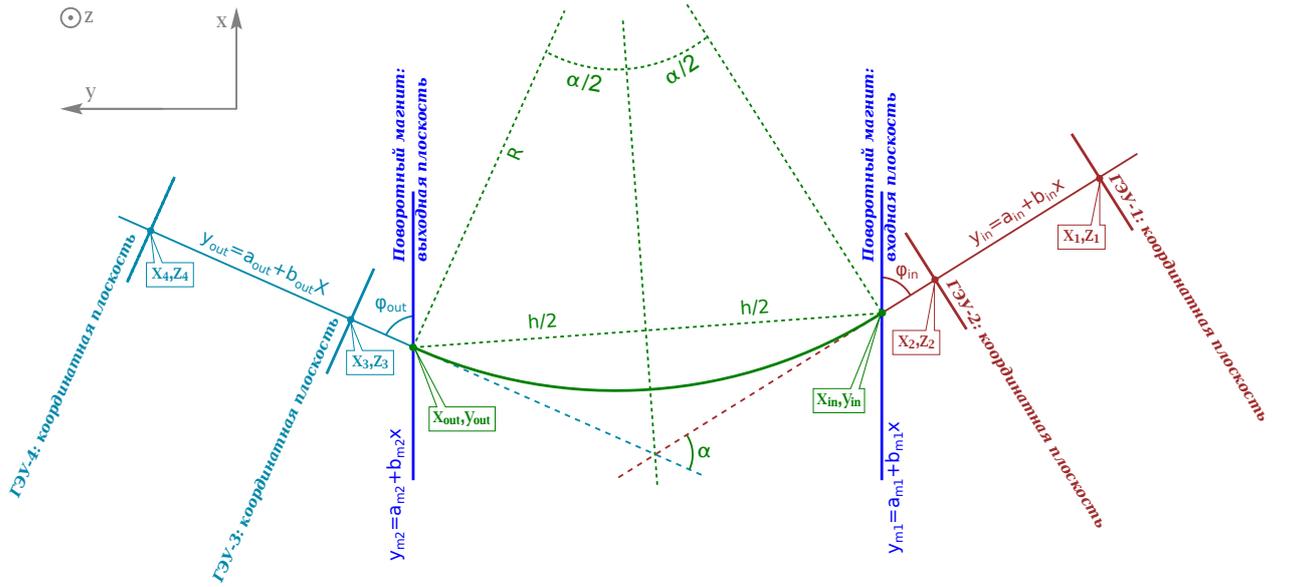


Рис. 4.11: Схема измерения радиуса кривизны R тестовых электронов.

Радиус кривизны R определяется как:

$$R = \frac{h}{2 \sin \alpha/2}, \quad (4.4)$$

где: α – угол поворота электрона в магнитном поле; h – длина хорды соответствующая углу α . Следовательно, выражение для определения импульса тестового электрона принимает вид:

$$pc = \frac{150Hh}{\sin \alpha/2} = 150Hh \sqrt{\frac{2}{1 - \cos \alpha}}. \quad (4.5)$$

Длина хорды h определяется как (Рисунок 4.11):

$$h = \sqrt{(x_{in} - x_{out})^2 + (y_{out} - y_{in})^2}. \quad (4.6)$$

Поскольку входная и выходная плоскости поворотного магнита параллельны друг другу (Рисунок 4.11),

$$\alpha = 180 - (\varphi_{in} + \varphi_{out}) = \arctan \frac{b_{in} - b_{out}}{1 + b_{in}b_{out}}, \quad (4.7)$$

где: b_{in} и b_{out} – угловые коэффициенты прямых траекторий тестового электрона до и после поворотного магнита соответственно. Таким образом, конечное выражение для определения импульса электрона принимает вид:

$$pc = 150Hh \sqrt{\frac{2}{1 - 1/\sqrt{1 + b^2}}}, \text{ где} \quad (4.8)$$

$$b = \frac{b_{in} - b_{out}}{1 + b_{in}b_{out}}. \quad (4.9)$$

В дальнейшем анализе будет использоваться термин реконструированная энергия электрона E_{reco} , которая определяется выражением:

$$E_{reco} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{pc}{m_e c^2} \right)^2} - 1 \right). \quad (4.10)$$

Перечислим основные факторы, дающие вклад в ошибку измерения импульса электрона:

- Относительная точность выставки и собственное пространственное разрешение детекторов на основе ГЭУ.
- Отклонение траектории тестовых электронов, обусловленное многократным рассеянием на воздухе, в материалах детекторов на основе ГЭУ и триггерном счетчике.
- Неоднородность магнитного поля на краях магнита вдоль оси y . В описанной модели магнитное поле однородно в пределах внутреннего объема магнита и имеет нулевое значение вне, что отличается от реального распределения. Поэтому, вычисленный в этой модели угол поворота тестовых электронов немного больше, чем в расчетах.

Для определения вклада вышеперечисленных факторов в точность измерения импульса тестовых электронов было проведено моделирование прохождения электронов через установку.

4.2.2. Исследование точности измерения импульса

Выполненное моделирование, включало в себя:

- полный вариант генерации тестовых электронов;

- описание геометрии и материалов оборудования расположенного в экспериментальном зале установки: детекторы на основе ГЭУ, конверсионная мишень, поворотный магнит и триггерные счетчики;
- учет неоднородности поля в поворотном магните, с помощью экспериментально измеренного распределения магнитного поля;
- учет экспериментально измеренного координатного разрешения детекторов на основе ГЭУ [47], которое равно 0.1 мм для горизонтальной координаты (ось x) и 0.2 мм для вертикальной координаты (ось z).
- виртуальный калориметр для измерения энергии тестовых электронов со 100% точностью, этот калориметр располагался последним на линии пучка.

Было выполнено моделирование для режимов работы установки на высокой и низкой энергиях электрона (E). В Таблице 4.1 приведены значения энергии, для которых проводилось моделирование для этих режимов.

Таблица 4.1: Значения энергии (МэВ), для которых выполнялось моделирование

	100	150	250	300	350	500	750	1000	1500	2000	2500	3000
высокая E	✓			✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
низкая E	✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓				

Для вычисления разрешения по энергии тестовых электронов использовалась величина Δ_E , определяемая как:

$$\Delta_E = 100\% \frac{E_{reco} - E_{calo}}{E_{calo}}, \quad (4.11)$$

где: E_{reco} – значение восстановленной энергии; E_{calo} – энергия измеряемая виртуальным калориметром.

Для каждого значения энергии (Таблица 4.1) строилось распределение Δ_E . Для фитирования применялась сумма функций *CrystallBall* [38] и Гауссовского распределе-

ния [48], первая имеет вид:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2}, & \text{для } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{для } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha, \end{cases} \quad (4.12)$$

где: α – параметр определяющий разбиение между двумя частями (гауссовским распределением и степенной функцией); n – показатель степенной функции; \bar{x} – положение пика; σ – ширина.

Распределение Δ_E для режима высокой энергии, при энергии тестовых электронов 1000 МэВ, приведен на Рисунке 4.12.

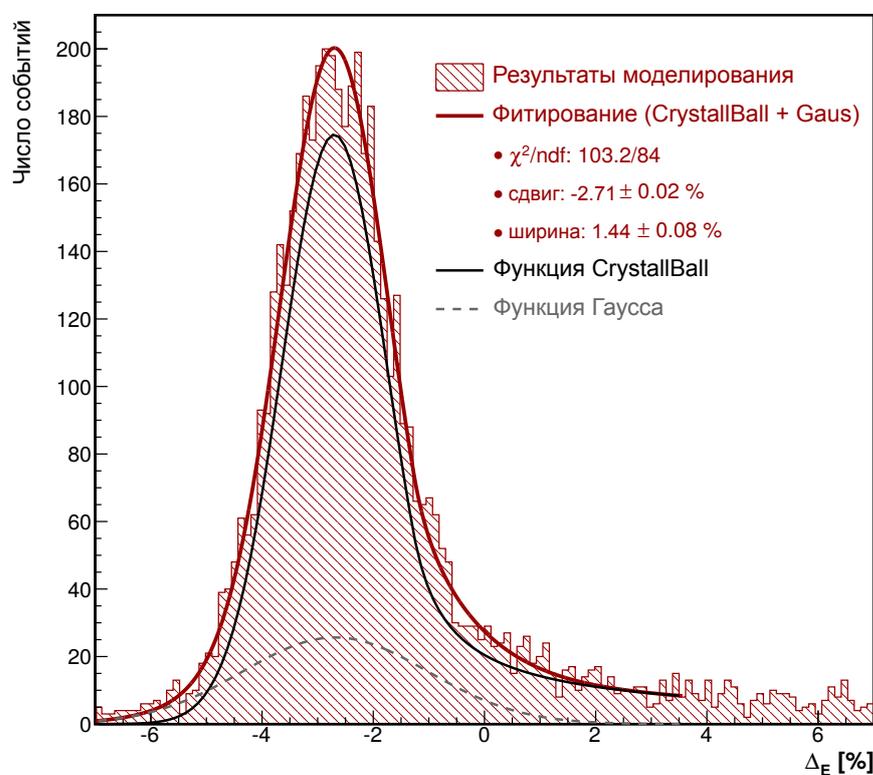


Рис. 4.12: Фитирование спектра Δ_E полученного из моделирования для режима высокой энергии ($E = 1000$ МэВ). Красной сплошной линией показан результат фитирования. Серым цветом обозначены вклады используемых функций: сплошной линией – функция *CrystallBall*, прерывистой линией – Гауссовское распределение.

Из фитирования извлекались:

- поправочный коэффициент, который определяется из положения максимума распределение и характеризует систематический сдвиг полученного значения энергии

тестового электрона из-за отличия реального магнитного поля от однородного (далее по тексту будем использовать термин “сдвиг”);

- ширина распределения, характеризующая энергетическое разрешение используемого метода измерения энергии (σ_E/E).

Полученные из моделирования значения σ_E/E и величина сдвига для обоих режимов работы установки показаны на Рисунке 4.13 и Рисунке 4.14, соответственно (значения на оси x соответствуют положению пика из распределения величины E_{calo} и соответствующие ошибки это сигма E_{calo} распределения в этих точках).

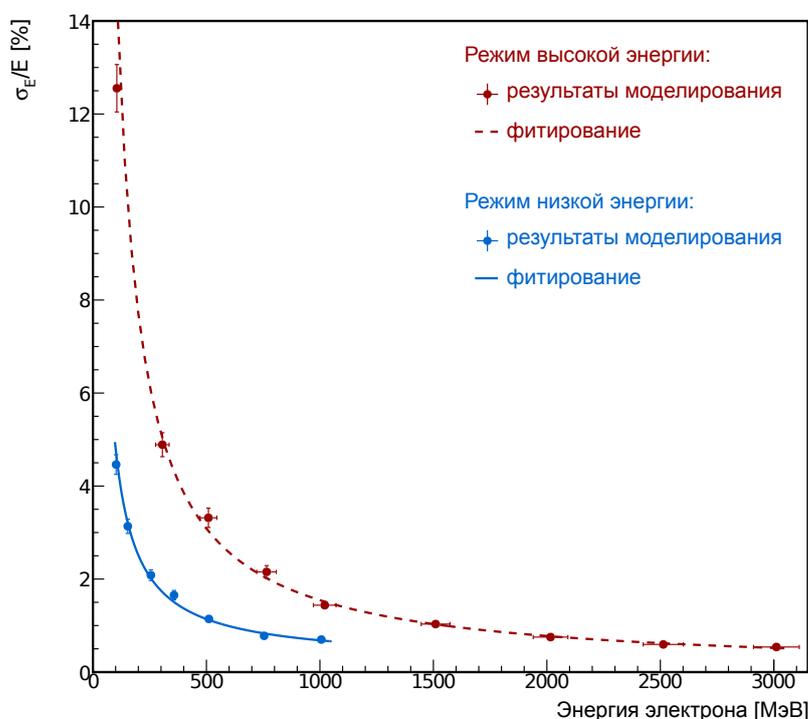


Рис. 4.13: Разрешение по энергии тестовых электронов в зависимости от их энергии для двух режимов работы установки, полученное из моделирования.

Ухудшение энергетического разрешения для электронов с $E \simeq 100$ МэВ до $\simeq 4\%$ (режим низкой энергии) и $\simeq 12\%$ (режим высокой энергии) объясняется вкладом эффекта многократного рассеяния в веществе. Разрешение в режиме высокой энергии примерно в два раза хуже, чем в режиме для низкой энергии, в последнем большее значение угла поворота дает лучшую фокусировку электронов по импульсу и, следовательно, обеспечивает более однородное распределение импульса в пучке электронов. С ростом энергии

электронов величина систематического сдвига уменьшается, что связано с уменьшением влияния неоднородности магнитного поля на краях магнита.

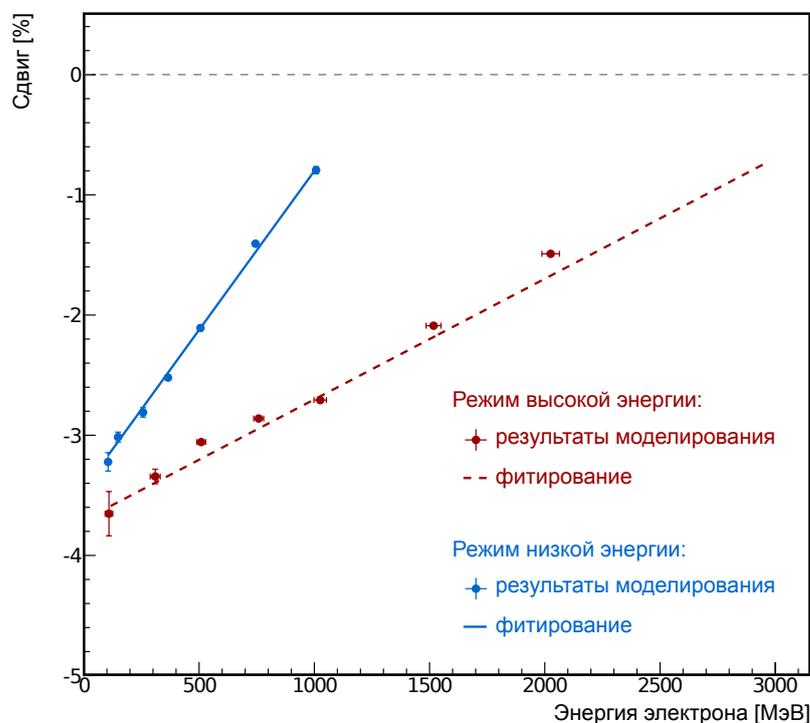


Рис. 4.14: Систематический сдвиг энергии тестовых электронов в зависимости от их энергии для двух режимов работы установки, полученный из моделирования.

Для изучения вклада в разрешение по импульсу пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ было выполнено специальное моделирование, в котором все материалы на пути тестовых электронов (воздух, детекторы, конверсионная мишень, поворотный магнит и сцинтилляционные счетчики) были удалены. Полученный вклад пространственного разрешения детекторов в ошибку измерения энергии составил 0.23% для режима высокой энергии и 0.09% для режима низкой энергии.

4.2.3. Экспериментальная проверка процедуры измерения импульса

Схема расположения оборудования в этом измерении приведена на Рисунке 4.15. В триггере использовались сцинтилляционные счетчики (2, Рисунок 4.15) и BGO-калориметр (1, Рисунок 4.15).

Основной вклад в точность измерения энергии дает эффект многократного рассеяния тестовых электронов. Для измерения координат треков электронов использовались

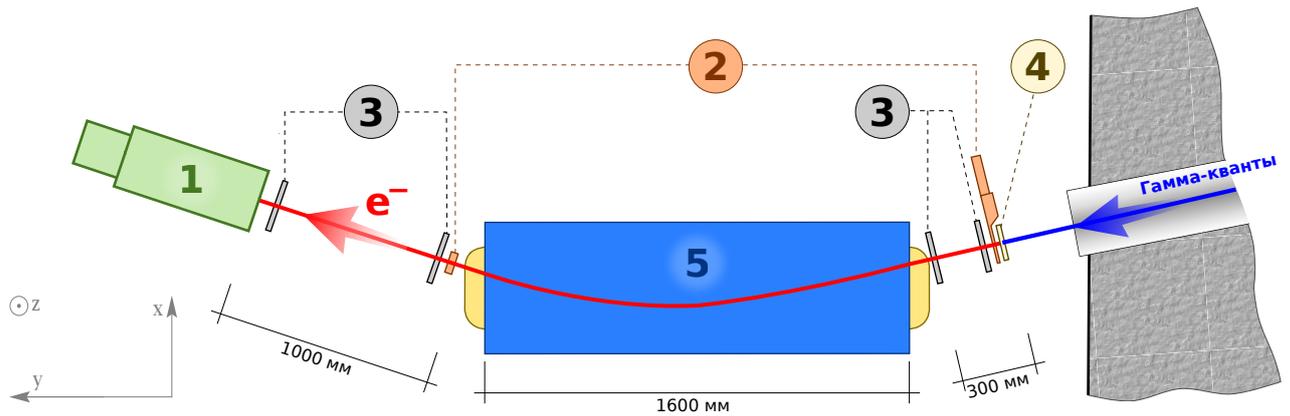


Рис. 4.15: Схема измерения энергетического разрешения (изображено не в масштабе): 1 – BGO-калориметр, 2 – сцинтилляционные счетчики, 3 – координатные детекторы на основе ГЭУ, 4 – конверсионная мишень, 5 – поворотный магнит.

четыре детектора на основе ГЭУ. Толщина этих детекторов составляет $\simeq 0.8\% X_0$. Толщина второго сцинтилляционного счетчика (расположенного на выходе из поворотного магнита) равна $1.2\% X_0$.

Из моделирования следует, что можно достичь энергетическое разрешение около 1.5% для электронов с энергией $E > 1000$ МэВ при работе установки в режиме высокой энергии. При работе установки в режиме низкой энергии для электронов с $E \simeq 100$ МэВ получается значение энергетического разрешения около 2% . При этом, необходимо использовать координатные детекторы имеющие толщину $\leq 0.2\% X_0$, а сцинтилляционный счетчик после магнита необходимо убрать. Кроме этого, с целью уменьшения многократного рассеяния для электронов низкой энергии внутрь апертуры магнита необходимо установить специальный объем продуваемый гелием. Из-за отсутствия координатных детекторов такой толщины, экспериментальная проверка предложенной методики восстановления энергии электронов была выполнена только для режима высокой энергии. Диапазон энергий был от 600 МэВ до 3400 МэВ, для каждого значения набиралось около 10^5 событий.

Взаимная выставка детекторов на основе ГЭУ, поворотного магнита и BGO-калориметра была проведена с помощью лазерного трекера API Tracker3 [33]. Конструктивные особенности используемых детекторов ограничивают точность их выставки на уровне 0.5 мм.

Процедура обработки экспериментальных данных была близка к используемой при

анализе данных из моделирования. Отличия заключались в необходимости учета следующих факторов:

- ошибка измерения энергии ВГО–калориметром, которая определяется как:

$$\sigma_{calo} = \sqrt{\sigma_{res}^2 + \sigma_{ch \rightarrow MeV}^2}, \quad (4.13)$$

где: σ_{res} – собственное разрешение калориметра; $\sigma_{ch \rightarrow MeV}$ – ошибка калибровки электроники калориметрического тракта;

- ошибка измерения энергии из-за конечного координатного разрешения детекторов, многократного рассеяния и вклада нестабильности магнитного поля имеет вид:

$$\sigma_{reco} = \sqrt{\sigma'_{reco}{}^2 + \sigma_{field}^2}, \quad (4.14)$$

где: σ'_{reco} – ошибка, учитывающая вклады от многократного рассеяния и собственного разрешения детекторов (соответствующая разрешению из моделирования); σ_{field} – ошибка связанная с нестабильностью магнитного поля в процессе набора данных.

Измеренное разрешение в зависимости от энергии $\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sigma_{calo}^2 + \sigma_{reco}^2}$ показано на Рисунке 4.16. Для фитирования σ_{Σ} использовалась функция вида: $\sigma_{\Sigma}(E) = a + b/E$, где a и b – свободные параметры.

Энергетическое разрешение, обусловленное используемой методикой восстановления энергии определяется формулой:

$$\sigma'_{reco} = \sqrt{\sigma_{\Sigma}^2 - \sigma_{calo}^2 - \sigma_{field}^2}. \quad (4.15)$$

Сравнение измеренного значения σ'_{reco} с данными моделирования приведено на Рисунке 4.17. Наблюдаемое отличие измеренного значения σ'_{reco} от полученного в моделировании можно объяснить следующими эффектами:

- в моделировании не заложена зависимость пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ от угла трека электрона с плоскостью детектора, в то время как в реальности пространственное разрешение варьируется от 0.1 мм для перпендикулярного падения до 0.25 мм для угла 0.25 радиан [47];
- точная толщина используемых детекторов не известна.

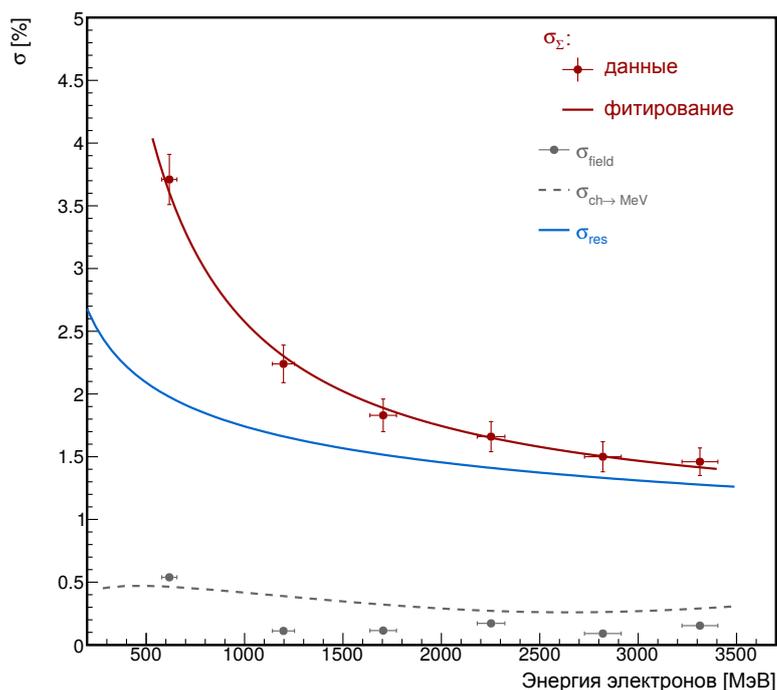


Рис. 4.16: Измеренное разрешение в зависимости от энергии для режима работы установки на высокой энергии: σ_{Σ} – измеренное разрешение по энергии, σ_{field} – ошибка, обусловленная дрейфом магнитного поля, $\sigma_{ch \rightarrow MeV}$ – ошибка калибровки электроники калориметрического тракта, σ_{res} – собственное разрешение ВГО-калориметра.

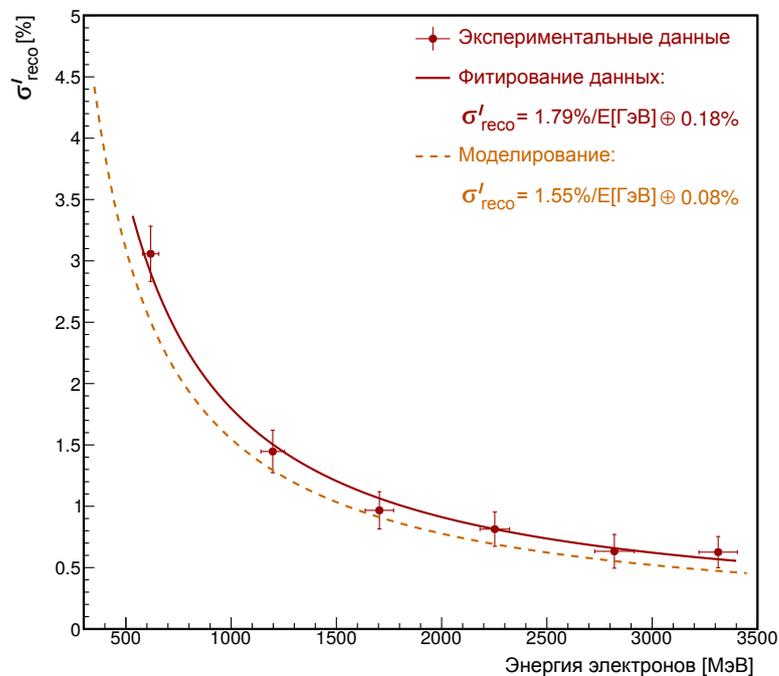


Рис. 4.17: Сравнение измеренного значения σ'_{reco} с моделированием для режима высокой энергии.

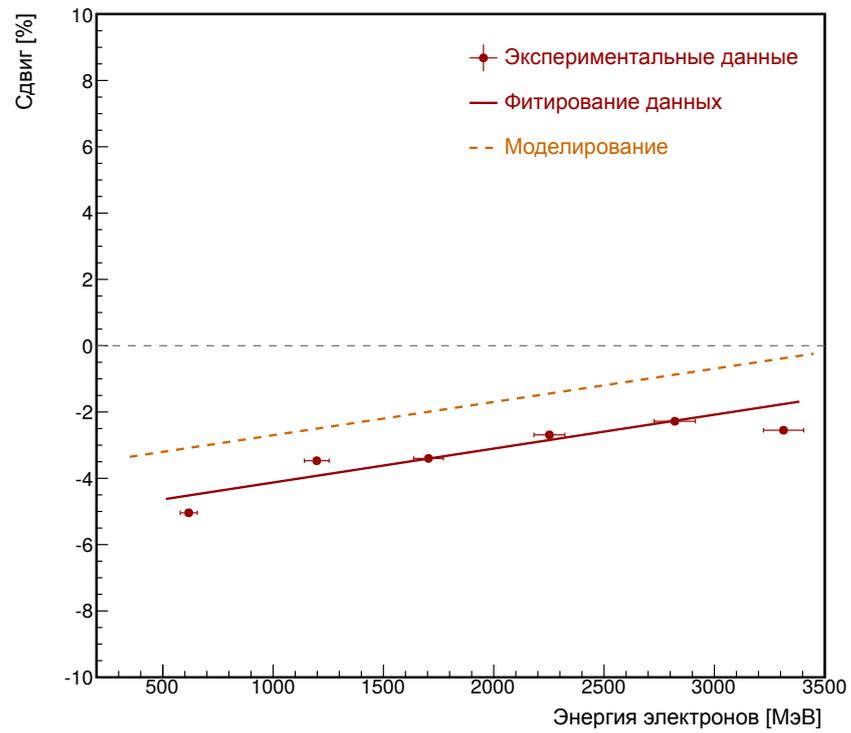


Рис. 4.18: Сравнения измеренного значения сдвига энергии с моделированием для режима высокой энергии.

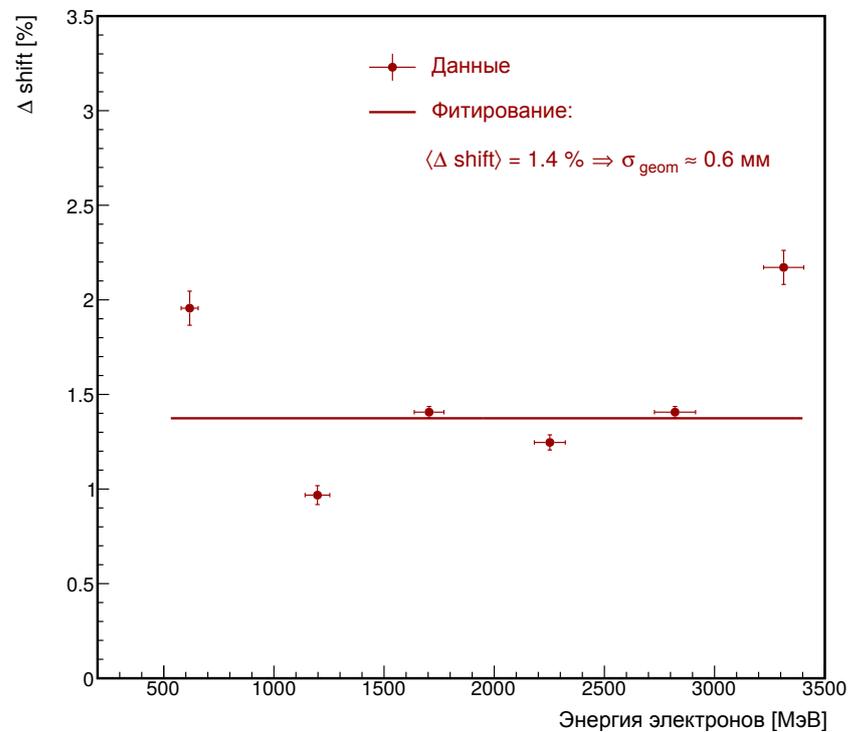


Рис. 4.19: Отличие измеренного значения сдвига энергии от величины полученной из моделирования для режима высокой энергии.

Измеренное значение сдвига энергии приведено на Рисунке 4.18. Отличие измеренного значения сдвига энергии от величины полученной из моделирования ($\Delta_{shift} = shift_{exp} - shift_{mc}$) показано на Рисунке 4.19. Отличие величины Δ_{shift} от нуля можно объяснить вкладами следующих эффектов:

- Систематической ошибки выставки детекторов на основе ГЭУ при проведении геометрических измерений (σ_{geom}). Простая модель для значения $\sigma_{geom} \simeq 0.6$ мм дает $\langle \Delta_{shift} \rangle = 1.4\%$ (Рисунок 4.19), что в целом согласуется с заявленной точностью выполненных геодезических измерений.
- Ошибкой в измерении энергии с помощью ВГО–калориметра, обусловленной зависимостью световыхода в кристалле ВГО от температуры окружающей среды (примерно $1.5\%/градус$ [49, 50]). Разница между минимальным и максимальным значениями температуры в период проведения измерений составила $2^\circ C$. Этот эффект также объясняет относительный разброс измеренной величины Δ_{shift} .

Полученное энергетическое разрешение для режима высокой энергии лучше 1.8% для тестовых электронов с энергией $E > 1000$ МэВ. Таким образом, предложенный метод может быть использован для измерения энергии тестового пучка, когда измерение энергии пучка калориметром полного поглощения становится невозможным. Например, измерения прототипов калориметров или прототипов детекторов имеющих большое количество материала на пути пучка.

Ошибка измерения энергии тестовых электронов с помощью ВГО и NaI–калориметров полного поглощения в сравнении с процедурой измерения энергии с помощью координатных измерений приведена на Рисунке 4.20.

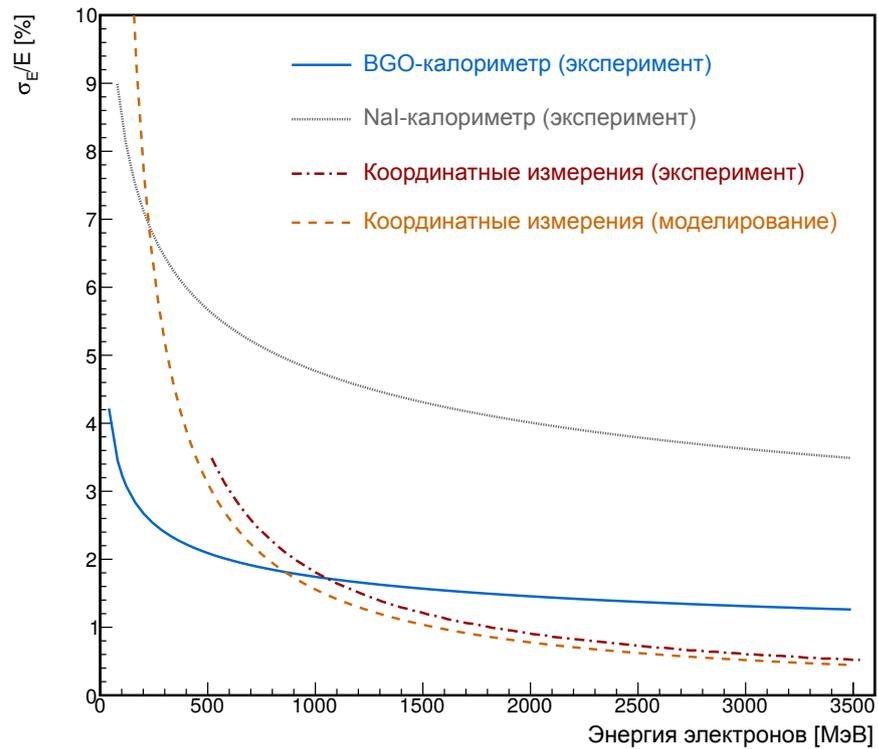


Рис. 4.20: Зависимость ошибки измерения энергии тестовых электронов от энергии для двух способов измерения энергии: с помощью BGO и NaI-калориметров полного поглощения и с помощью координатных измерений. Данные приведены для режима высокой энергии.

4.3. Скорость счета полезных событий

Поток тормозных гамма-квантов и, как следствие, скорость счета тестовых электронов, на входе в экспериментальный зал установки определяется расстоянием от конвертора до центра пучка первичных электронов коллайдера ВЭПП-4М (Раздел 2.3). Легко достижима скорость счета тестовых электронов до 10^3 Гц и выше, но при этом существуют два ограничивающих фактора:

1. Для некоторых измерений, например, измерение параметров черенковского радиатора в нескольких точках по площади на прототипе детектора ФАРИЧ, требуется стабильная скорость счета пучка тестовых электронов в течении нескольких часов для получения необходимой статистики. Поэтому для обеспечения нужного значения времени жизни пучка первичных электронов в ВЭПП-4М, степень ввода конвертора ограничивается.

2. При скорости счета тестовых электронов выше уровня 110 – 120 Гц происходит рассинхронизация процесса считывания событий с систем установки и прототипа детектора.

Оптимальным оказался режим работы, при котором время жизни пучка первичных электронов на ВЭПП-4М составляло 3 – 4 часа (Рисунок 2.40), при этом средняя скорость счета тестовых электронов была на уровне $f_{exp} = 50$ Гц. С другой стороны, оценка значения скорости счета (f_{calc}) может быть сделана с использованием формулы:

$$f_{calc} = N_{primary} \times R_{mc} \times R_{trg}, \quad (4.16)$$

где: $N_{primary}$ – число взаимодействий первичного пучка электронов в ВЭПП-4М с конвертором; $R_{mc} \simeq 1.5 \times 10^{-5}$ – полученная из полного моделирования доля полезных событий дошедших до прототипа по отношению к числу запусков генератора; $R_{trg} = 0.65$ – отношение между записанным в секунду числом полезных событий и частотой полного триггера (Раздел 2.11).

Выполним оценку значения $N_{primary}$ при условии, что средний ток пучка первичных электронов (I_e) на ВЭПП-4М равен $\simeq 10$ мА, а время жизни пучка равно 3 часа. Число первичных электронов (N_e) в одногустковом режиме работы ВЭПП-4М можно оценить из формулы:

$$N_e = \frac{I_e}{f_{vepp} \times q_e}, \quad (4.17)$$

где: I_e – значение тока первичных электронов; $f_{vepp} \simeq 820 \times 10^3$ Гц – частота обращения пучка на ВЭПП-4М; $q_e \simeq 1.6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона. Отсюда получаем величину $N_e \simeq 7.6 \times 10^{10}$. Принимая во внимание время жизни пучка, получим, что число взаимодействующих (гибнущих) с конвертором первичных электронов в секунду равно $N_{primary} \simeq 7.0 \times 10^6$. Таким образом, расчетное значение загрузки $f_{calc} \simeq 68$ Гц, что в целом согласуется с экспериментально полученным результатом.

Было проведено исследование зависимости скорости счета тестовых электронов от их энергии при фиксированном положении конвертора. Для учета изменения величины тока первичных электронов полученная величина скорости счета электронов нормировалась на загрузку тормозных гамма-квантов, измеренной специальным сцинтилляционным счетчиком. Максимальная скорость счета получена для энергии тестовых электронов $E = 1500$ МэВ (Рисунок 4.21). Полученный результат можно использовать в

измерениях с прототипами детекторов для которых важна продолжительная работа, например, измерения отклика в разных точках по площади со стабильным пучком тестовых электронов высокой энергии.

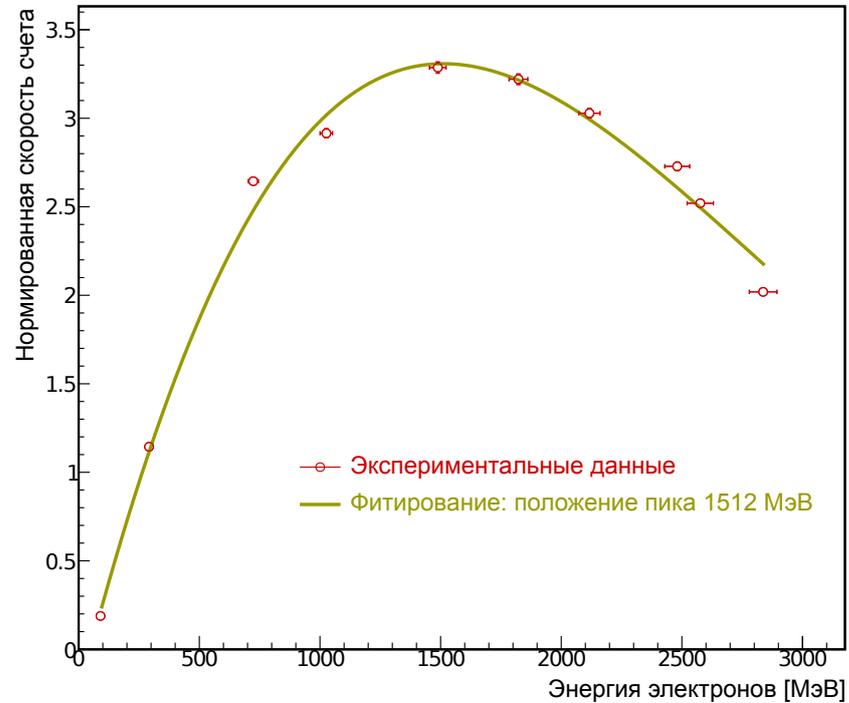


Рис. 4.21: Зависимость нормированной величины скорости счета тестовых электронов от энергии для режима работы установки на высокой энергии. Энергия пучка первичных электронов в ВЭПП-4М была $E_{beam} = 4000$ МэВ.

ГЛАВА 5

Измерения с пучком тестовых электронов

В августе 2008 г. было принято решение о необходимости создания пучка тестовых электронов, который предполагалось использовать, в первую очередь, для проведения серии экспериментов с прототипом детектора ФАРИЧ. Краткая хронология проводимых работ и экспериментов с тестовым пучком электронов выглядит следующим образом:

- 2008 г. – начало работ по подготовке экспериментального зала установки, создание пакета моделирования;
- 2009 г. – комплектация установки необходимым экспериментальным оборудованием, определение оптимальных параметров конвертора и конверсионной мишени из результатов моделирования;
- 2010 г. – получение тестовых электронов и отладка системы сбора данных;
- 2011 и 2012 гг. – серия измерений в режиме высокой энергии с первым прототипом детектора ФАРИЧ;
- 2013 г. – измерение параметров тестового пучка электронов, модернизация механической системы выставки для реализации режима низкой энергии, начаты измерения с прототипом РДРС–ФАРИЧ;
- 2014-2016 гг. – продолжены измерения с прототипом РДРС–ФАРИЧ, калибровка экспериментальных образцов детекторов на основе ГЭУ, испытание детекторов на основе микроканальных пластин.

За время работы установки проведено более 200 рабочих смен. Распределение пучкового времени для различных задач показано на Рисунке 5.1.

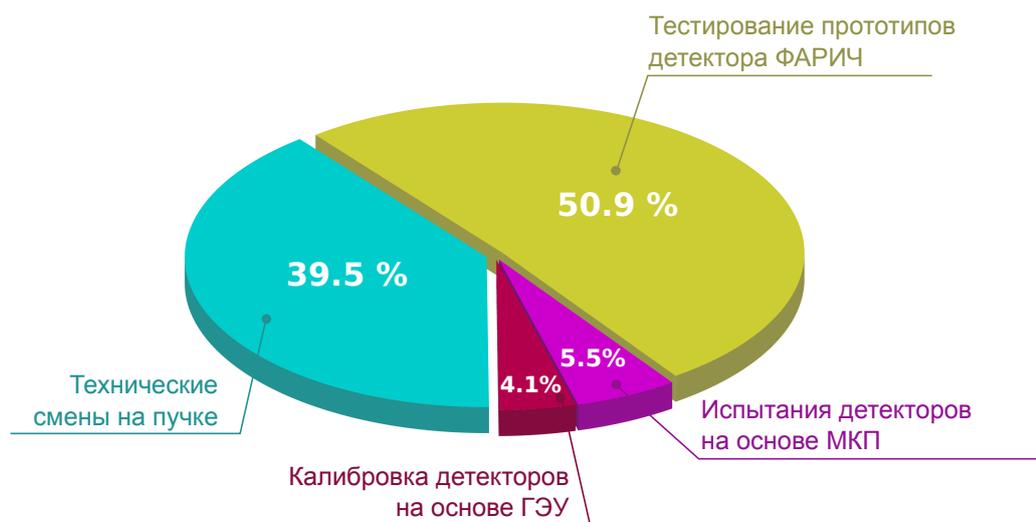


Рис. 5.1: Распределение времени работы тестового пучка электронов для различных измерений.

5.1. Тестирование прототипов детектора ФАРИЧ

Схема расположения оборудования для проведения экспериментов с первым прототипом детектора ФАРИЧ показана на Рисунке 5.2 (расположение оборудования в экспериментальном зале установки в этот период показано на Рисунке 2.32).

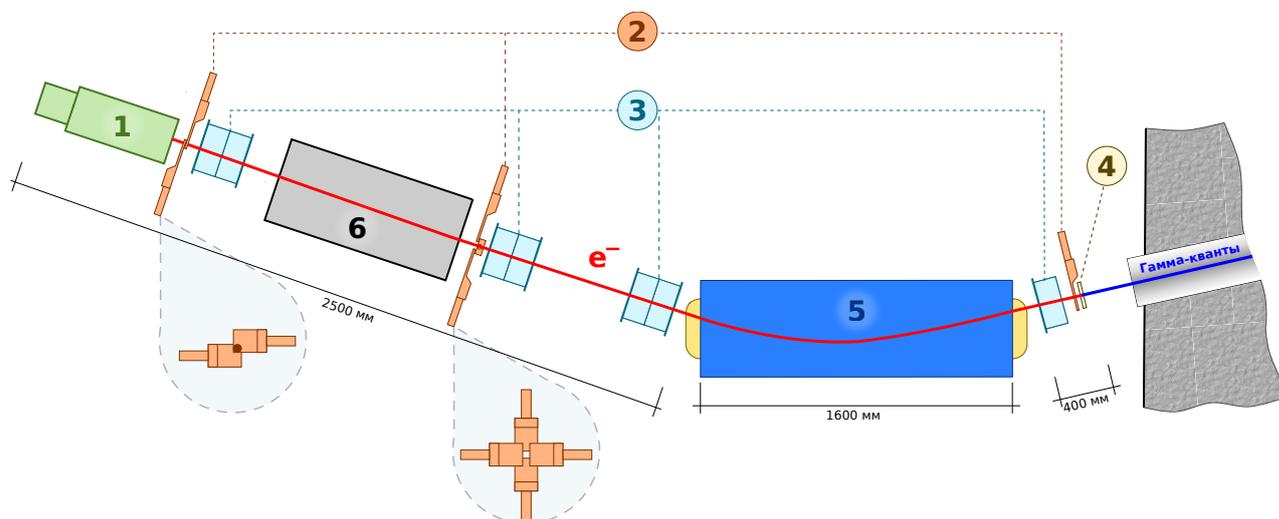


Рис. 5.2: Схема расположения оборудования в эксперименте 2011 года с прототипом #1 детектора ФАРИЧ: 1 – NaI-калориметр; 2 – сцинтилляционные счетчики; 3 – дрейфовые камеры; 4 – конверсионная мишень; 5 – поворотный магнит; 6 – прототип детектора ФАРИЧ.

Метод ФАРИЧ (от англ. FARICH – Focusing Aerogel Ring Image Cherenkov) [1] заключается в принципе фокусировки черенковского света в многослойном радиаторе за счет подбора определенного соотношения коэффициентов преломления в каждом слое (Рисунок 5.3). При этом происходит повышение точности измерения черенковского угла по сравнению с обычным однослойным радиатором за счет уменьшения вклада толщины радиатора в ошибку. В качестве радиатора в прототипах детекторов ФАРИЧ используются блоки многослойного аэрогеля, которые производятся Институтом катализа СО РАН совместно с ИЯФ СО РАН. Внешний вид такого блока аэрогеля показан на Рисунке 5.3. В 2012 г. получены опытные образцы блоков аэрогелей с непрерывным градиентом показателя преломления [51].

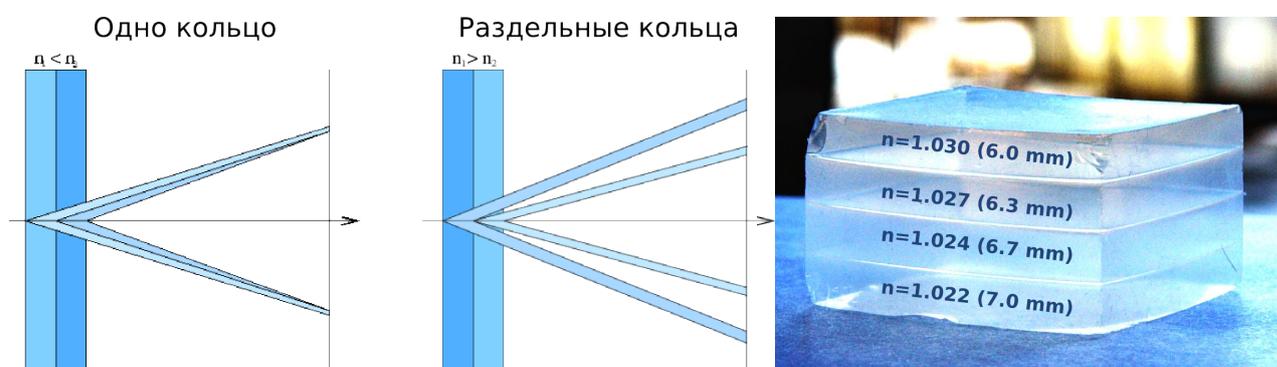


Рис. 5.3: Принцип фокусировки используемый в методе ФАРИЧ (слева) и образец многослойного аэрогеля производимый в Институте катализа СО РАН (справа).

Измерение энергии тестовых электронов производилось с помощью NaI-калориметра. В качестве координатных детекторов использовалось семь дрейфовых проволочных камер. Одна камера располагалась перед магнитом, из шести других камер были сформированы пары для одновременного измерения двух координат тестового электрона в трех точках. По ним строились треки электронов, которые затем использовались для получения координат прохождения тестовых электронов через черенковский радиатор прототипа детектора ФАРИЧ. Как правило, все эксперименты с прототипами детекторов ФАРИЧ проводились в режиме высокой энергии, энергия тестовых электронов варьировалась от 1000 МэВ до 3000 МэВ.

Характерной особенностью измерений в 2011 году было широкое использование сцинтилляционных счетчиков, в которых сбор света осуществляется с помощью пластиковых световодов и имеющих размер активной области $100 \times 100 \text{ мм}^2$. С помощью

четырёх счетчиков, расположенных непосредственно перед прототипом ФАРИЧ, выполнялось формирование вето-сигнала для триггера (Рисунок 5.2). С помощью двух других счетчиков, расположенных перед NaI-калориметром, формировался триггерный сигнал, при условии их одновременного срабатывания – для этого активные области счетчиков частично перекрывали друг друга (Рисунок 5.2). В дальнейшем от данной схемы отказались, т.к. выяснилось, что одновременное срабатывание счетчиков происходит и при пролете фоновых электронов. После этого были изготовлены сцинтилляционные счетчики с малыми размерами активной области, в которых сбор света производится на воздушном зазоре.

Координатные измерения дают положение трека тестового электрона относительно прототипа детектора ФАРИЧ. Далее, с помощью фотонного детектора с хорошей точностью измеряется распределения черенковских фотонов по радиусу R_{ch} , что при известном расстоянии от радиатора до фотонного детектора позволяет восстановить значение черенковского угла (Рисунок 5.4). Увеличение числа используемых фотонных детекторов позволяет улучшить: точность измерения R_{ch} , точность выставки координатной системы относительно фотонных сенсоров.

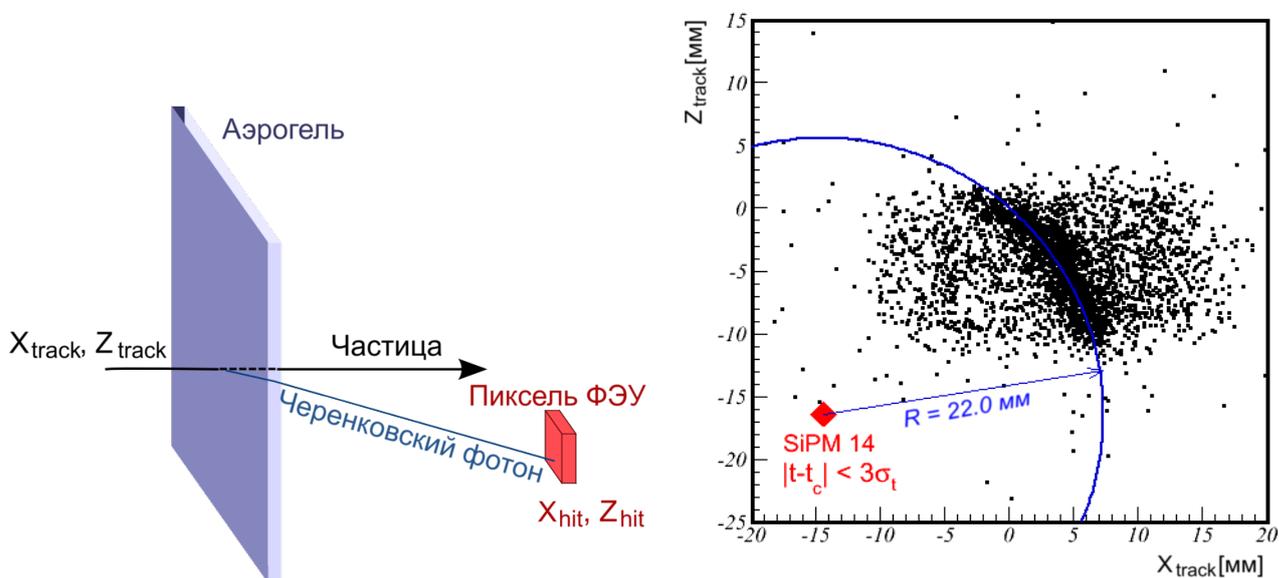


Рис. 5.4: Принцип определения радиуса черенковского излучения R_{ch} : схема (слева) и пример восстановления радиуса по экспериментальным данным (справа).

Проведенные измерения с прототипами детектора ФАРИЧ позволили:

- Сравнить разные варианты типов фотонных детекторов и способы считывания сиг-

налов с них.

- Измерить разные блоки аэрогелей для проведения сравнения получаемой точности восстановления радиусов черенковских колец.

В первом прототипе детектора ФАРИЧ черенковское излучение регистрировалось 32 кремниевыми фотоумножителями MRS APD производимых ООО ЦПТА (Центр перспективных технологий и аппаратуры, г. Москва). Размер пикселя данных фотоумножителей равен 2.1×2.1 мм², при общей площади 4.0×4.0 мм². Из фотоумножителей формировались четыре матрицы (2×4 фотоумножителей в каждой), которые располагались крестообразно относительно друг друга (Рисунок 5.5).

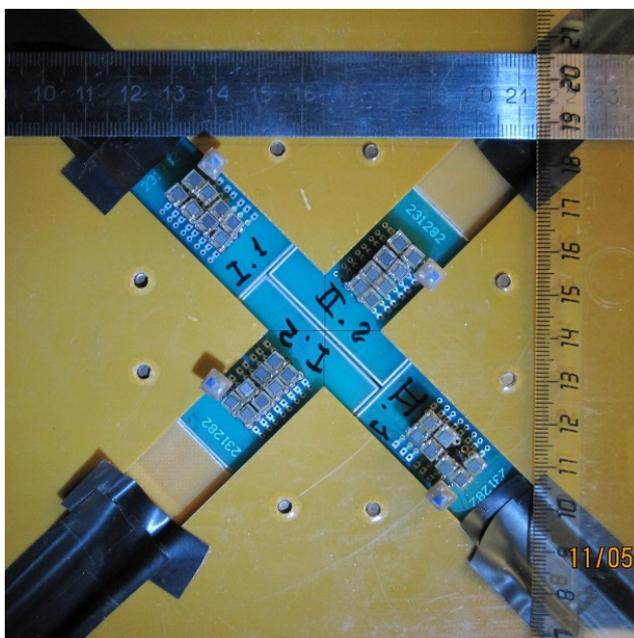


Рис. 5.5: Общий вид массива фотоумножителей прототипа #1 детектора ФАРИЧ.

Для оцифровки данных с массива фотоумножителей использовался быстрый времяцифровой преобразователь производства компании CAEN. Радиус черенковского кольца определялся как (Рисунок 5.6):

$$R_{ch}^2 = (x_{hit} - x_{track})^2 + (z_{hit} - z_{track})^2, \quad (5.1)$$

где: x_{hit} и z_{hit} – координаты центра пикселя сработавшего фотоумножителя; x_{track} и z_{track} – координаты трека тестового электрона. Далее проводился анализ зависимости плотности фотоэлектронов от радиуса dN_{pe}/dR , из которого определялась точность восстановления радиуса черенковского кольца σ_r .

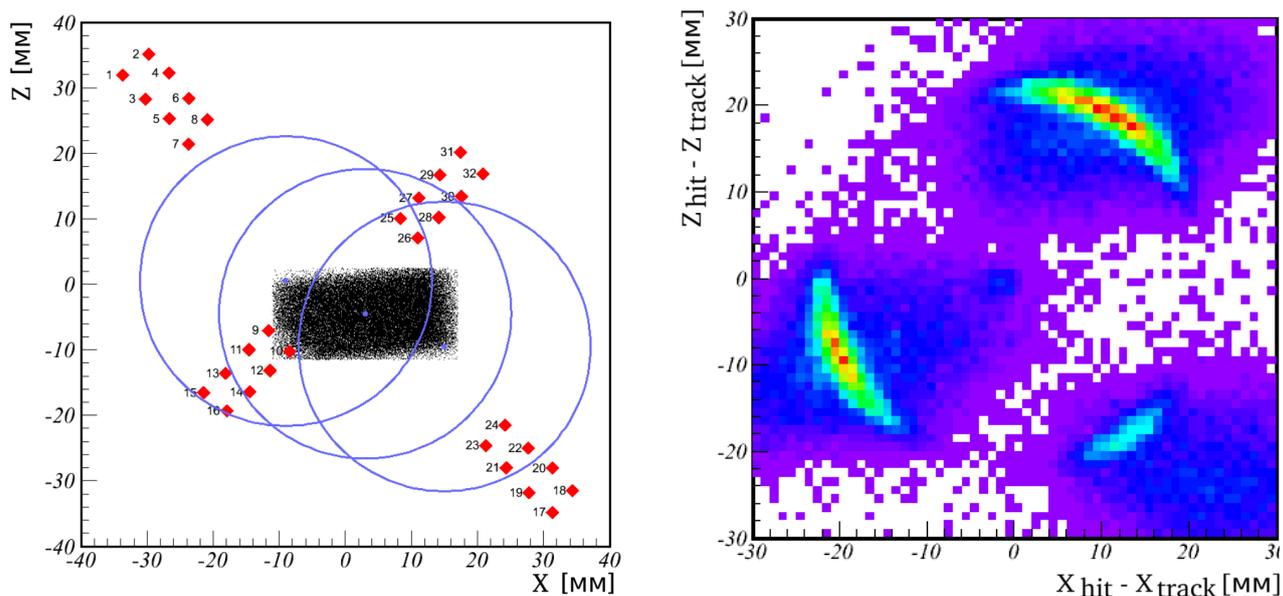


Рис. 5.6: Схема восстановления черенковского кольца (слева): черная область по центру соответствует активной области триггерного сцинтилляционного счетчика $30 \times 15 \text{ мм}^2$, синим маркером показаны координаты x_{track} и z_{track} , красный маркер обозначает положение фотоумножителей (x_{hit} и z_{hit}). Пример полученного черенковского кольца (справа).

В экспериментах с прототипом был продемонстрирован эффект фокусировки на блоке многослойного аэрогеля, ошибка восстановления радиуса черенковского кольца составила $\sigma_r = 1.1 \text{ мм}$. Однослойный блок аэрогеля с такой-же толщиной дает в два раза худший результат, полученная на нем ошибка составила $\sigma_r = 2.1 \text{ мм}$ (Рисунок 5.7).

В 2013 году на тестовом пучке электронов начались эксперименты с прототипом PDPC (от англ. Philips Digital Photon Counter) детектора ФАРИЧ производства концерна Philips (Германия). Размер матрицы используемых сенсоров DPC3200-22-44 равен $200 \times 200 \text{ мм}^2$. Размер матрицы этого детектора позволяет регистрировать полное кольцо черенковского излучения. Структурно матрица состоит из 3×3 модулей, которые содержат в общей сложности 6×6 тайлов (от англ. tiles). Каждый тайл разбит на массив пикселей 8×8 , таким образом в общей сложности получаем матрицу 48×48 пикселей. Число временных каналов составляет 576, а число амплитудных каналов используемых для определения позиции равно 2304. К сожалению, после прибытия прототипа PDPC на тестовый пучок из-за поломки работали только 17 из 36 тайлов. В принципе этого было достаточно для проведения измерений. Каждый пиксель маскировался в размер $1 \times 1 \text{ мм}^2$, исключением части микроячеек DPC. Для уменьшения шумов сенсоров матрица охла-

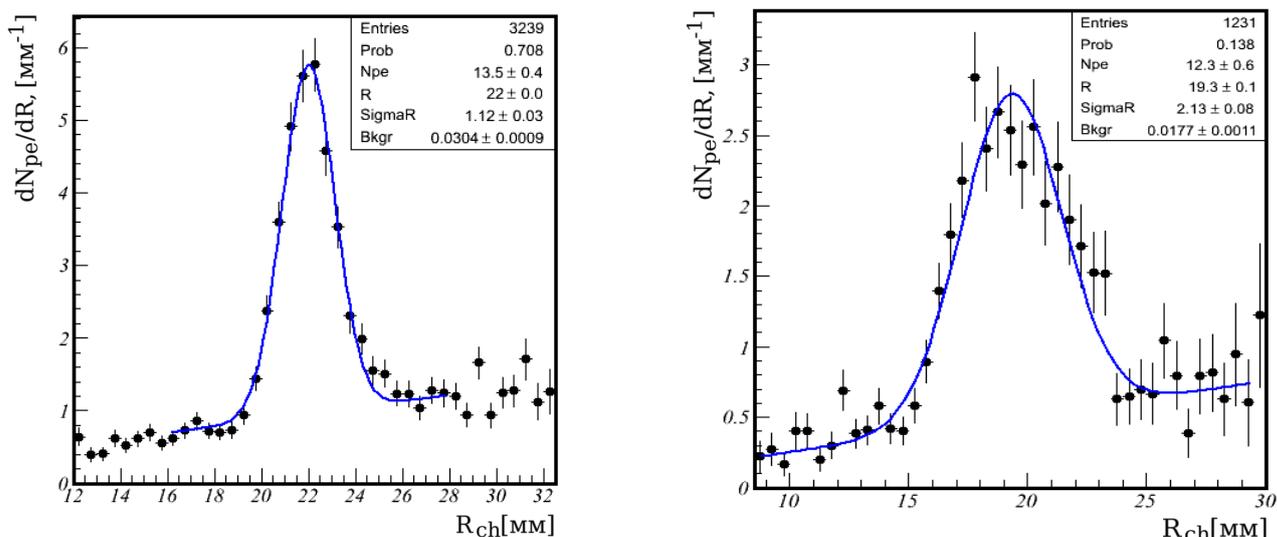


Рис. 5.7: Эффект фокусировки на 4-слойном аэрогеле ($\sigma_r = 1.1$ мм, слева) по сравнению с однослойным блоком аэрогеля ($\sigma_r = 2.1$ мм, справа).

ждалась до температуры -40°C , для этого использовалась специальная охлаждающая установка поставляемая вместе с прототипом. Для избежания образования конденсата был реализован обдув азотом, для этого в экспериментальный зал установки была проведена соответствующая трасса. Внешний вид матрицы сенсоров прототипа PDPC детектора ФАРИЧ и пример полученного на нем черенковского кольца показан на Рисунке 5.8.

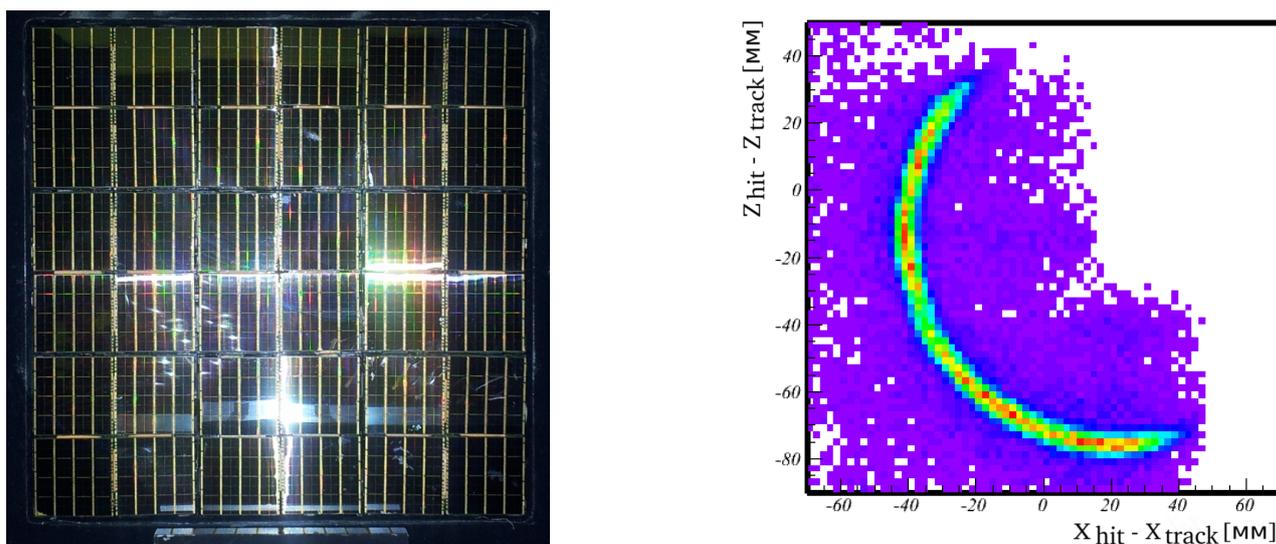


Рис. 5.8: Общий вид матрицы сенсоров прототипа PDPC детектора ФАРИЧ (слева) и полученное на нем черенковское кольцо (справа).

В настоящее время на прототипе PDPC детектора ФАРИЧ измерено более 15 образцов аэрогеля в разных положениях. Впервые в мире определена ошибка измерения радиуса черенковского кольца для блока аэрогеля с непрерывно меняющимся по толщине показателем преломления, которая равна $\sigma_r = 1.8$ мм (Рисунок 5.9). В общей сложности набрано более семи миллионов событий.

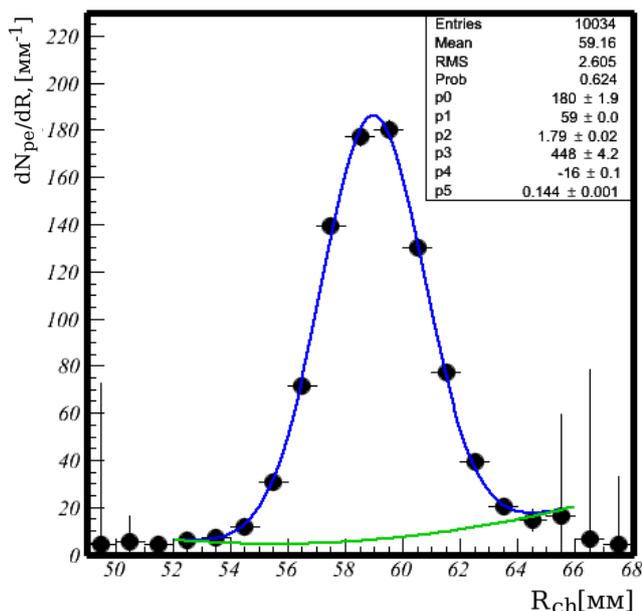


Рис. 5.9: Измеренная ошибка восстановления радиуса черенковского кольца $\sigma_r = 1.8$ мм для аэрогеля с непрерывным коэффициентом преломления.

5.2. Исследование детекторов на основе микроканальных пластин

Разрабатываемый в ИЯФ СО РАН детектор на основе микроканальных пластин (МКП) планируется использовать во время пролетных системах. Данный прибор должен работать в условиях большой светимости, например, на большом адронном коллайдере в CERN (Швейцария), и иметь предельное временное разрешение на уровне 20 пс.

Диаметр тестируемого детектора равен 31 мм, высота 20 – 30 мм. Диаметр чувствительной области составляет 18 мм. Схема прибора представлена на Рисунке 5.10. В используемых приборах временные измерения и регистрация заряженных частиц происходит непосредственно на МКП.

Целью данного исследования было измерение временного разрешения и эффективности регистрации электрона с помощью МКП. В этих исследованиях:

- не требуется точное знание энергии тестовых электронов;
- не требуется триггерный сигнал, так как используется самозапуск.

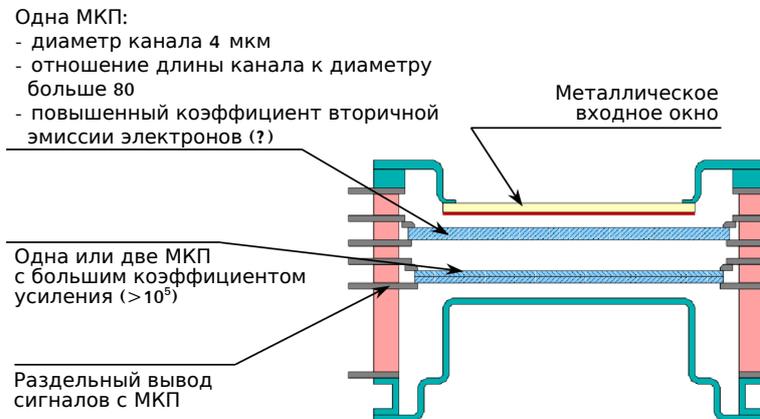


Рис. 5.10: Схема прибора (слева) и общий вид детекторов (справа) на основе МКП.

Поэтому возможен набор статистики в параллель с другими экспериментами на пучке. Для этого тестируемый образец детектора располагался немного в стороне от центральной траектории тестовых электронов. В общей сложности было испытано 15 образцов различной конструкции, среди них были как обычные ФЭУ с МКП, так и специально изготовленные приборы на основе МКП. Достигнуто временное разрешение на один электрон лучше 30 пс, при этом эффективность регистрации для лучших приборов составила около 70 % (Рисунок 5.11).

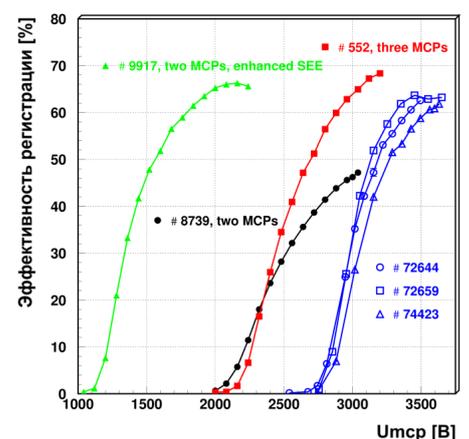
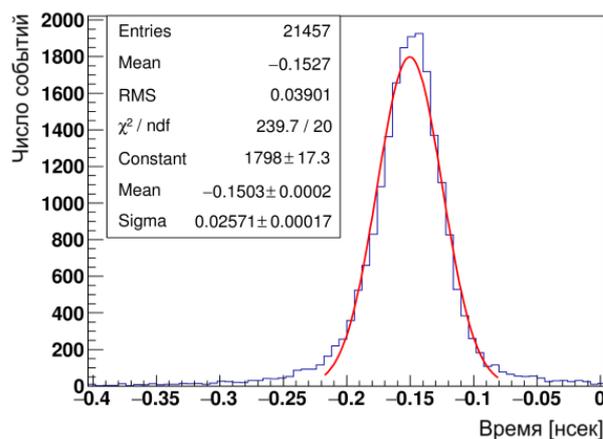


Рис. 5.11: Измеренное временное разрешение для одного электрона (слева) и эффективность регистрации заряженной релятивистской частицы в зависимости от напряжения (справа) для детекторов на основе МКП.

5.3. Калибровка координатных детекторов на основе ГЭУ

Целью данных исследований было измерение пространственного разрешения и толщины координатных детекторов на основе ГЭУ. Были проведены измерения с детекторами, изготовленными для эксперимента ДЕЙТРОН [8]. Общий вид детектора показан на Рисунке 5.12. Особенность этих детекторов заключается в том, что они содержат очень малое количество материала — считывающая структура сделана на тонкой пленке, толщина меди сделана минимальной 1 – 2 мкм. Оценка толщины данного детектора дает результат $t/X_0 \simeq 0.15 \%$, но точно неизвестна толщина меди в детекторе.

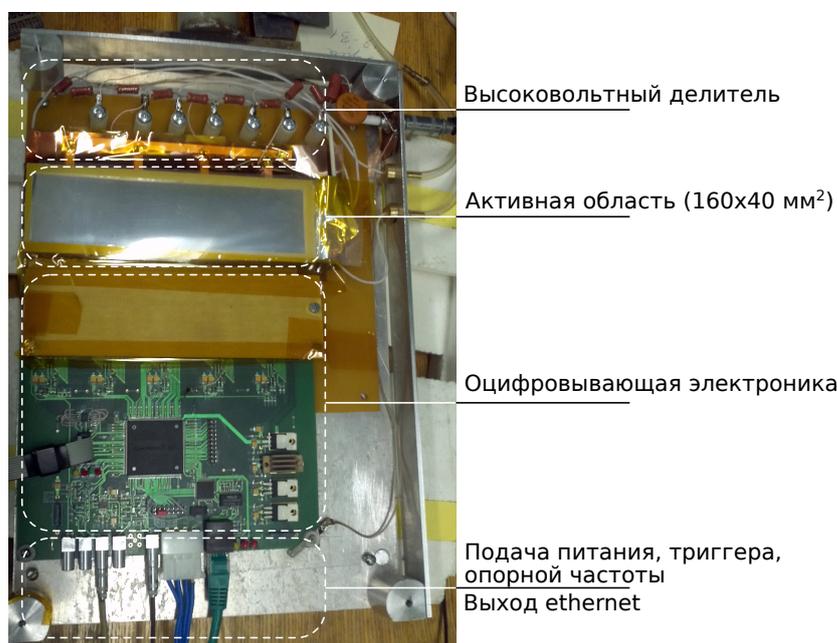


Рис. 5.12: Общий вид детектора на основе ГЭУ для эксперимента ДЕЙТРОН, фронтальная панель снята.

Схема измерения количества материала для детекторов показана на Рисунке 5.13. Для этого измерялось распределение угла многократного рассеяния в исследуемом детекторе $\sqrt{\theta^2} = \theta_2 - \theta_1$. Измерения проводились на энергии тестовых электронов 100 МэВ. В качестве триггера использовался сигнал от NaI-калориметра, который также применялся для отбора событий по энергии. Характерные расстояния между контрольными и исследуемыми детекторами составляли: $L_1 \simeq 500$ мм, $L_2 \simeq 800$ мм.

Пример полученного распределения измеренного угла многократного рассеяния $\sqrt{\theta^2}$ в исследуемом детекторе показан на Рисунке 5.14. Для извлечения значения t/X_0 исполь-

звалась формула Росси для угла многократного рассеяния:

$$\sqrt{\theta^2} = \frac{13.6}{pc\beta} z \sqrt{\frac{t}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{t}{X_0} \right) \right]. \quad (5.2)$$

Таким образом, получено значение $\langle t/X_0 \rangle = 0.203 \pm 0.003 \%$ (Рисунок 5.14).

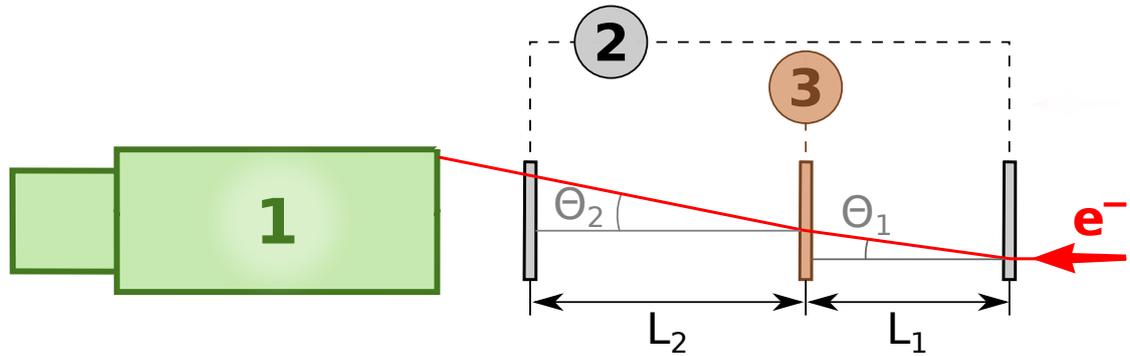


Рис. 5.13: Схема измерения толщины детектора на основе ГЭУ: 1 – NaI-калориметр, 2 – контрольные детекторы, 3 – исследуемый детектор.

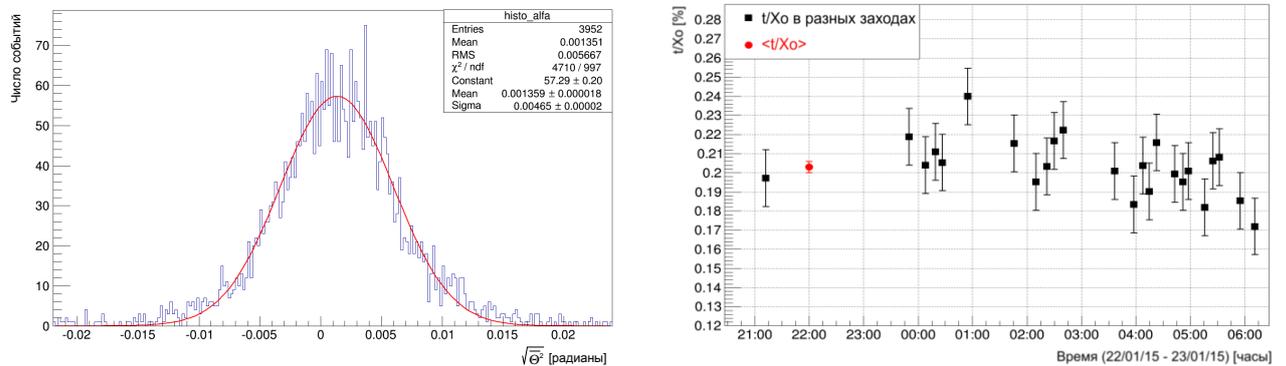


Рис. 5.14: Пример распределение угла многократного рассеяния $\sqrt{\theta^2}$ (слева), полученные значения t/X_0 в различных заходах и средняя величина $\langle t/X_0 \rangle$ (справа).

Измерение координатного разрешения проводилось по аналогичной схеме (Рисунок 5.13), отличие заключалось в большей энергии электронов ($E = 1000 - 3000$ МэВ). При этом расстояния L_1 и L_2 были минимальными, насколько позволяли конструкция корпусов детекторов. В этом эксперименте с помощью двух контрольных детекторов проводился трек тестового электрона и анализировался отклик исследуемого детектора. Получено пространственное разрешение в диапазоне 35 – 50 мкм. Согласно проведенному моделированию, которое согласуется с результатами, полученными на прототипах,

детектор в его окончательном варианте будет иметь пространственное разрешение для ортогональных треков лучше 30 мкм, что является абсолютным рекордом для детекторов этого типа [17]. Необходимо отметить, что конструктивные решения, заложенные в данном прототипе детектора, используются при создании новых координатных детекторов на базе ГЭУ для установки “Тестовый пучок электронов комплекса ВЭПП-4”.

Заключение

Основные результаты полученные в данной работе:

1. Создана математическая модель установки для получения пучка тестовых электронов. Результаты, в рамках этой модели, были использованы при создании установки. В настоящее время, модель используется для оптимизации условий проведения измерений с различными прототипами.
2. Установка спроектирована, изготовлена, запущена в эксплуатацию. Получены следующие параметры тестового пучка электронов:
 - диапазон энергий в зависимости от режима работы установки:
 - низкая энергия – от 100 МэВ до 1000 МэВ,
 - высокая энергия – от 1000 МэВ до 3500 МэВ.
 - средняя скорость счета тестовых электронов 50 Гц;
 - энергетический разброс равен 7.8% для энергии 100 МэВ и 2.6% для энергии 3000 МэВ.
3. Предложена и реализована процедура измерения энергии тестовых электронов. Для режима высокой энергии получено разрешение по энергии лучше 1.8% для энергии электронов 1000 МэВ и выше. В режиме низкой энергии разрешение, полученное из моделирования, составляет 2.0% при энергии электрона 100 МэВ.
4. Начиная с 2011 года на установке успешно проводятся различные измерения с прототипами детектора черенковских колец ФАРИЧ, тестирование приборов на основе микроканальных пластин с предельным временным разрешением и калибровки прототипов детекторов на основе ГЭУ.

Я искренне благодарен моему первому научному руководителю Кравченко Е.А. и Онучину А.П. за их неоценимый вклад в процесс моего обучения и ознакомления с замечательным миром экспериментальной физики. Огромную признательность хочется выразить Блинову В.Е., именно благодаря его волевому решению, и последовавшей затем энергичной помощи, реализация установки для получения тестового пучка электронов стала возможной.

Отдельное большое спасибо Жиличу В.Н., Григорьеву Д.Н. и Мучному Н.Ю. за ценные советы и помощь как при постановке экспериментов, так и при обработке полученных данных. Неоценимый вклад на начальном этапе проектирования оказали Родякин В.А. и Шушаро А.И. Исключительно благодаря усилиям Жмака А.И. и его опытной команды полностью собрана и запущена система питания поворотного магнита. Громадный объем работ по конструированию и изготовлению всей механики установки был выполнен талантливым конструктором Абрамовым Г.Н. Значительная часть разнообразных работ на установке сделана умелыми руками лаборантов Шмырева Д.В., Таркова А.В. и Плюснина Н.В.

Я глубоко признателен своим коллегам, с которыми мы начинали данную работу и чей непосредственный вклад в развитие установки довольно существенен: Барнякову А.Ю., Кононову С.А. и Гулевичу В.В. Отдельно хочу поблагодарить Бороденко А.А. и Баска И.Ю., чей вклад в создание дрейфовых камер был решающим. Я признателен за большую поддержку и помощь при работах с координатными детекторами на основе ГЭУ, которую оказали, и продолжают оказывать, Шехтман Л.И. и Кудрявцев В.Н.

Большое спасибо хочется сказать всем без исключения операторам и инженерно-техническому персоналу комплекса ВЭПП-4 за обеспечение хороших рабочих смен и за оперативное устранение возникающих проблем.

В заключении хочу выразить безграничное восхищение своей женой Ольгой, которая терпеливо переносила все мои многочисленные отсутствия дома из-за смен на установке, особенно в праздничные и выходные дни, а также за веру в меня и поддержку при написании данной работы.

Список литературы

1. Barnyakov A. Yu et al. Focusing aerogel RICH for particle identification and momentum measurement // Nucl. Instrum. Meth. — 2011. — Vol. A639. — P. 290–293.
2. Bondar A. E. et al. Project of a Super Charm-Tau factory at the Budker Institute of Nuclear Physics in Novosibirsk // Phys. Atom. Nucl. — 2013. — Vol. 76. — P. 1072–1085. — [Yad. Fiz.76,no.9,1132(2013)].
3. Garcia Edmundo, Collaboration ALICE VHMPID. A Very High Momentum Particle Identification Detector for the ALICE Experiment at the LHC // 28TH WINTER WORKSHOP ON NUCLEAR DYNAMICS 2012. — Vol. 389 of Journal of Physics Conference Series. — 2012. — 28th Winter Workshop on Nuclear Dynamics (WWND), PR, APR 07-14, 2012.
4. Lutz M. F. M. et al. Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons. — 2009. — 0903.3905.
5. Brianza L. et al. Response of microchannel plates to single particles and to electromagnetic showers // Nucl. Instrum. Meth. — 2015. — Vol. A797. — P. 216–221. — 1504.02728.
6. Shekhtman L. I. et al. Development of high resolution tracking detectors with Gas Electron Multipliers // JINST. — 2014. — Vol. 9. — P. C08017.
7. Anashin V. V. et al. The KEDR detector // Phys. Part. Nucl. — 2013. — Vol. 44. — P. 657–702.
8. Nikolenko D. M. et al. Experiments with internal targets at the VEPP-3 electron storage ring // Phys. Atom. Nucl. — 2010. — Vol. 73. — P. 1322–1338. — [Yad. Fiz.73,1365(2010)].
9. <http://ssrc.inp.nsk.su/СКР>. — 2010. — Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения.
10. Blinov V. E. et al. The status of VEPP-4 // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2014. — Vol. 11. — P. 620–631.
11. Extracted electron and gamma beams in BINP / G. N. Abramov, . . . , V. S. Bobrovnikov et al. // JINST. — 2014. — Vol. 9. — P. C08022.
12. Measurement of the energy of electrons extracted from the VEPP-4M accelerator / G. N. Abramov, . . . , V. S. Bobrovnikov et al. // JINST. — 2016. — Vol. 11, no. 03. — P. P03004.

13. Barnyakov A. Yu. et al. Impact of polishing on the light scattering at aerogel surface // Nucl. Instrum. Meth. — 2016. — Vol. A824. — P. 123–124.
14. Barnyakov A. Yu. et al. Tests of FARICH prototype with precise photon position detection // Nucl. Instrum. Meth. — 2014. — Vol. A766. — P. 88–91.
15. Shekhtman L. et al. High resolution micro-pattern gas detectors for particle physics // JINST. — 2017. — Vol. 12, no. 07. — P. C07037.
16. Development of high-resolution GEM-based detector for the extracted electron beam facility at the VEPP-4M collider / V. S. Bobrovnikov, V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman // JINST. — 2017. — Vol. 12, no. 07. — P. C07036.
17. Kudryavtsev V. N., Maltsev T. V., Shekhtman L. I. Study of spatial resolution of coordinate detectors based on Gas Electron Multipliers // Nucl. Instrum. Meth. — 2017. — Vol. A845. — P. 289–292.
18. Kudryavtsev V. N., Maltsev T. V., Shekhtman L. I. Limits of a spatial resolution of the cascaded GEM based detectors // JINST. — 2017. — Vol. 12, no. 06. — P. C06015.
19. Barnyakov A. Yu. et al. Micro-channel plates in ionization mode as a fast timing device for future hadron colliders // JINST. — 2017. — Vol. 12, no. 08. — P. C08014.
20. Jansen H. et al. Performance of the EUDET-type beam telescopes. — 2016. — 1603.09669.
21. http://english.ihep.cas.cn/rh/rd/dep/sywlbtbf/sywlbtbf_introd. — 2014. — Beijing Test Beam Facility.
22. Group Worldwide LC Test Beam Working. http://www-hep.uta.edu/hep_notes/lc/lc_0005.pdf. 2004. — Report on Worldwide Linear Collider Test Beam Effort.
23. <https://www.kek.jp/en/index.html>. — 2016. — High energy accelerator research organization, KEK.
24. http://hayabusa1.lns.tohoku.ac.jp/en/about/#kikai_01. — 2015. — Research Center for ELectron PHoton Science (ELPH), Tohoku University.
25. <http://www.ihep.su>. — 2016. — Институт физики высоких энергий.
26. <http://sba.web.cern.ch/sba>. — 2014. — Secondary Beam Areas.
27. <http://ftbf.fnal.gov>. — 2016. — Fermilab Test Beam Facility.
28. <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/btf>. — 2016. — The DAFNE Beam-Test Facility.
29. A Compton source of high-energy polarized tagged gamma-ray beams. The ROKK-1M facility / G. Ya. Kezerashvili, A. M. Milov, N. Yu. Muchnoi, A. P. Usov // Nucl. Instrum.

- Meth. — 1998. — Vol. B145. — P. 40–48.
30. Петров С. П. Разработка тиристорных источников стабилизированного поля для питания магнитных систем накопителей заряженных частиц : Дисс. . . кандидата наук / С. П. Петров ; ИЯФ СО РАН. — 1987.
 31. Карпов Г.В. Медведко А.С. и Шубин Е.И. Прецизионные магнитометры на основе ЯМР в стандарте VME. — 2014.
 32. Бороденко А. А. Система дрейфовых камер в канале выведенного пучка ВЭПП-4М (магистерская диссертация). — 2011.
 33. Буренков Д. Б. и др. Исследование точностных характеристик внутреннего электронного уровня API Laser Tracker 3 // Геодезия и картография. — 2012. — Vol. 6. — P. 25–28.
 34. Минаков М. Д. и др. Результаты проверки прямоугольных счетчиков с кристаллами NaI(Tl) // Приборы и техника эксперимента. — 1980. — Vol. 4. — P. 58–60.
 35. The energy calibration system of the KEDR tagger / V. S. Bobrovnikov, D. N. Grigoriev, V. V. Kaminskiy et al. // JINST. — 2014. — Vol. 9, no. 10. — P. C10017.
 36. Kaminskiy V. V., Muchnoi N. Yu., Zhilich V. N. Compton Backscattering for the Calibration of KEDR Tagging System // JINST. — 2014. — Vol. 9. — P. C08021. — 1406.0244.
 37. Хачатурян М. Н. Калориметры электромагнитного излучения на основе сцинтилляционных кристаллов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2003. — Т. 34.
 38. Gaiser John Erthal. Charmonium spectroscopy from radiative decays of the J/ψ and ψ' . — 1982. — SLAC-255.
 39. Aubert Bernard et al. Measurement of branching fractions, and CP and isospin asymmetries, for $B \rightarrow K^* \gamma$ // Phys. Rev. — 2004. — Vol. D70. — P. 112006. — hep-ex/0407003.
 40. https://root.cern.ch/download/doc/RooFit_Users_Manual_2.91-33.pdf. — 2008. — RooFit Users Manual.
 41. Altarelli G., Buchella F. Single photon emission in high-energy $e^+ - e^-$ collision // Nuovo Cimento. — 1964. — Vol. 34. — P. 1337.
 42. Larsen R. S. Camac dataway and branch highway signal standards // IEEE Trans. Nucl.

- Sci. — 1971. — Vol. 18. — P. 26–32.
43. Блоки, выполненные в стандарте КАМАК // информационный материал, ИЯФ. — 1985.
44. Brun R., Rademakers F. ROOT: An object oriented data analysis framework // Nucl. Instrum. Meth. — 1997. — Vol. A389. — P. 81–86.
45. Asai M. Geant4-a simulation toolkit // Trans. Amer. Nucl. Soc. — 2006. — Vol. 95. — P. 757.
46. Росси Б. Частицы больших энергий. — Москва : Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955. — С. 69, 70.
47. Triple-GEM detectors for KEDR tagging system / V. M. Aulchenko, A. V. Bobrov, A. E. Bondar et al. // Nucl. Instrum. Meth. — 2009. — Vol. A598. — P. 112–115.
48. <https://root.cern.ch/root/html524/TMath.html>. — 2009. — ROOT documentation.
49. Глобус М.Е, Гринёв Б.В. Неорганические сцинтилляторы. Новые и традиционные материалы. — Харьков : Акта, 2000.
50. Study on the temperature dependence of BGO light yield / Peilong Wang, Yunlong Zhang, Zizong Xu, Xiaolian Wang // Sci. China Phys. Mech. Astron. — 2014. — Vol. 57, no. 10. — P. 1898–1901. — 1309.7646.
51. Barnyakov A. Yu. et al. Aerogel for FARICH detector // Nucl. Instrum. Meth. — 2014. — Vol. A766. — P. 235–236.